

Zeitschrift
für
Geophysik

Herausgegeben im Auftrage der
Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft
von

G. Angenheister, Göttingen – O. Hecker †, München – Fr. Kossmat †, Leipzig
F. Linke, Frankfurt – W. Schweydar, Potsdam – E. Wiedert †, Göttingen

Schriftleitung: Prof. Dr. G. Angenheister, Göttingen



XV. Jahrgang 1939

Mit 172 Figuren im Text

Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig

**Universitätsbibliothek
Göttingen**

Alle Rechte vorbehalten

Printed in Germany

Viewegdruck

Autorenverzeichnis

- Balensiefer, E.** 337.
Bartels, J. 6, 214, 224, 333.
Becker, L. 379.
Bock, R. 66.
Brunner, W. 222, 223, 336.
Breyer, F. 229.
Bungers, R. 160, 227, 228, 321.
Büttner, K. 337.
- Fanselau, G.** 1.
- Graf, A.** 49, 117.
- Herrmann, A.** 31.
Herold, F. 182.
Hoffrogge, Chr. 184.
- Jeffreys, H.** 168.
Jung, H. 56.
—, K. 47.
- Krumbach, G.** 17.
- Lorenz, H.** 371.
- Martin, H.** 24, 260.
Meinardus, W. 94, 228.
Meisser, O. 41.
Model, F. 107.
Müller, M. 176, 226.
- Paul, M.** 88.
Pfleiderer, H. 337.
- Ramspeck, A.** 148.
Reich, H. 73.
Rössiger, M. 65, 83, 93.
- Rülke, O.** 130.
Ruprecht, L. 37.
- Schmerwitz, G.** 268, 365, 395.
Schneider, W. 395.
v. Schmidt, O. 141.
Schriel 115.
Schulz, B. 114, 226.
Schulze, G. A. 114, 115.
Sieberg, A. 7.
Suckstorff, G. A. 394, 395.
- Tams, E.** 249.
v. Thyssen, St. 121, 130.
Trappe, F. 37.
Trommsdorff, F. 304.
- Wegener, K.** 247, 390.
Wetzell, W. 337.

Sachverzeichnis

I. Physik des festen Erdkörpers

1. Bewegung und Aufbau der Erde, Schwere

O. Meisser: Zur absoluten Schwere-
messung. S. 41.

K. Jung: Zur Isostasiefrage. S. 47.

A. Graf: Über die Bestimmung der Gravi-
meterkonstante bei einem frei hängen-
den Federsystem. S. 49.

H. Jung: Dichtebestimmung im an-
stehenden Gestein durch Messung der
Schwerebeschleunigung in verschie-
denen Tiefen unter Tage. S. 56.

H. Reich: Stand der geophysikalischen
Reichsaufnahme. S. 73.

A. Graf: Großentfernungsmessungen mit
dem Askania-Gravimeter in Texas.
S. 117.

St. v. Thyssen: Über die Wirkungs-
weise von einigen feldfähigen Feder-
gravimetern. S. 121.

Fr. Breyer: Die topographische Reduk-
tion der Lotabweichungen am Nanga
Parbat mit Hilfe eines Diagramms.
S. 229.

K. Wegener: Bemerkungen zu dem
vertikalen Gradienten der Schwere.
S. 247.

H. Lorenz: Ermittlung des Zustandes
des Erdinnern aus dem Energieinhalt.
S. 371.

L. Becker: Die Bewegung der Kontinente
und die Köppen-Wegenersche Pol-
kurve. S. 379.

2. Gezeiten, Deformationen, Seismik

A. Sieberg: Arbeitsgebiete der Reichs-
anstalt für Erdbebenforschung in
ihren Beziehungen zur Geologie und
Bergbau. S. 7.

G. Krumbach: Über ein Stationsseis-
mometer für optische Registrierung.
S. 17.

H. Martin: Ein neuer Erschütterungs-
messer und die Aufzeichnung nicht
sinusförmiger Bewegungen. S. 24.

A. Herrmann: Grundsätzliche Betrach-
tungen über piezoelektrische Beschleu-
nigungsmesser. S. 31.

Fr. Trappe und L. Ruprecht: Die An-
wendung der seismischen Reflexions-
methode zur Untersuchung von Salz-
stöcken im Harzvorland. S. 37.

H. Reich: Stand der geophysikalischen
Reichsaufnahme. S. 73.

St. v. Thyssen und O. Rülke: Beschrei-
bung des neuen Gerätes zur Be-
stimmung der Fortpflanzungs-
geschwindigkeit elastischer Wellen in
Gesteinsproben und einige Meßergeb-
nisse. S. 130.

O. v. Schmidt: Über Kopfwellen in der
Seismik. S. 141.

- A. Ramspeck: Der Einfluß eines mit der Tiefe veränderlichen Elastizitätsmoduls auf den Weg elastischer Wellen im Boden. S. 148.
- R. Bungers: Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen, XXXV. Zur Methodik der Nahbebenbearbeitung. S. 160.
- H. Jeffreys: Remarks an the Paper of G. Schmerwitz on Central European Earthquakes. S. 168.
- E. Tams: Zur Frage der regionalen Verkoppelung von Erdbeben. II. S. 249.
- G. Schmerwitz: Berechnung der Dicke der Erdkruste und einiger physikalischer Eigenschaften aus mitteleuropäischen Nahbebenaufzeichnungen. S. 268.
- Fro Trommsdorff: Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen. XXXVI. Untersuchungen über die natürliche Bodenunruhe (Mikroseismik) mit transportablen Dreikomponentenstationen. S. 304.
- R. Bungers: Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen. XXXVII. Die Überlagerung zweier Wellen verschiedener Herkunftsrichtung. S. 321.
- E. Balensiefer, K. Büttner, H. Pfeleiderer und W. Wetzel: Untersuchungen über die Bodenunruhe auf Sylt. S. 337.
- G. Schmerwitz: Die Bedeutung des Ausgleichungsverfahrens für die Auswertung von Nahbeben-Seismogrammen. S. 365.
- K. Wegener: Die Laufgeschwindigkeit c der Longitudinalwellen als Funktion der Temperatur. S. 390.

II. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde

- Erdmagnetismus, Polarlicht, Luftelektrizität, Durchdringende Strahlung
- G. Fanselau: Geophysikalische Arbeiten Prof. Filchners in Inner-Asien. S. 1.

- J. Bartels: Aussprachebemerkung zum Vortrag Fanselau (über Filchner). S. 6.
- R. Bock: Über die Magnetische Reichsvermessung II. Ordnung und ihre ersten vorläufigen Ergebnisse. S. 66.
- M. Rössiger: Die experimentellen Grundlagen des Dipol-Induktionsverfahrens. S. 83.
- M. Müller: Die Meßverfahren zur Bestimmung des Dispersionseffektes des Widerstandes von Gesteinsmedien. S. 176.
- F. Herold: Bemerkung zu Zählrohrmessungen im Gelände. S. 182.
- J. Bartels: Potsdamer erdmagnetische Kennziffern. 4. Mitteilung. S. 214.
- W. Brunner: Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 4. Vierteljahr 1938. S. 222.
- Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 1. Vierteljahr 1939. S. 223.
- J. Bartels: Potsdamer erdmagnetische Kennziffern. 5. Mitteilung. S. 333.
- W. Brunner: Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 2. Vierteljahr 1939. S. 336.

III. Physik der Atmosphäre

- Statik, Dynamik der Atmosphäre. Strahlungsvorgänge
- W. Meinardus: Die Temperaturverhältnisse der südlichen Halbkugel. S. 94.
- Chr. Hoffrogge: Experimentelle Untersuchungen der bodennahen Luftströmungen am Hang und im ebenen Gelände. S. 184.

IV. Physik des Meeres und der Gewässer

- Fr. Model: Der neue Schreibpegel in Arkona. S. 107.

V. Angewandte Geophysik

- (Gravimetrische und seismische Methoden siehe auch I, 1 und 2)
- A. Sieberg: Arbeitsgebiete der Reichsanstalt für Erdbebenforschung in

- ihren Beziehungen zur Geologie und Bergbau. S. 7.
- H. Martin: Ein neuer Erschütterungsmesser und die Aufzeichnung nicht-sinusförmiger Bewegungen. S. 24.
- A. Herrmann: Grundsätzliche Betrachtungen über piezoelektrische Beschleunigungsmesser. S. 31.
- Fr. Trappe und L. Ruprecht: Die Anwendung der seismischen Reflexionsmethode zur Untersuchung von Salzstöcken im Harzvorland. S. 37.
- A. Graf: Über die Bestimmung der Gravimeterkonstante bei einem frei hängenden Federsystem. S. 49.
- H. Jung: Dichtebestimmung im anstehenden Gestein durch Messung der Schwerebeschleunigung in verschiedenen Tiefen unter Tage. S. 56.
- M. Rössiger: Diskussionsbemerkung zum Vortrag von H. Jung. S. 65.
- R. Bock: Über die Magnetische Reichvermessung II. Ordnung und ihre ersten vorläufigen Ergebnisse. S. 66.
- H. Reich: Stand der geophysikalischen Reichsaufnahme. S. 73.
- M. Rössiger: Die experimentellen Grundlagen des Dipol-Induktionsverfahrens. S. 83.
- M. Paul: Erfahrungen mit einem neuen geothermischen Aufschlußverfahren. S. 88.
- M. Rössiger: Diskussionsbemerkungen zum Vortrage von M. Paul. S. 93.
- A. Graf: Großentfernungsmessungen mit dem Askania-Gravimeter in Texas. S. 117.
- St. v. Thyssen: Über die Wirkungsweise von einigen feldfähigen Federgravimetern. S. 121.
- und O. Rülke: Beschreibung des neuen Gerätes zur Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit elastischer Wellen in Gesteinsproben und einige Meßergebnisse. S. 130.
- O. v. Schmidt: Über Kopfwellen in der Seismik. S. 141.
- A. Ramspeck: Der Einfluß eines mit der Tiefe veränderlichen Elastizitätsmoduls auf den Weg elastischer Wellen im Boden. S. 148.
- M. Müller: Die Meßverfahren zur Bestimmung des Dispersionseffektes des Widerstandes von Gesteinsmedien. S. 176.
- F. Herold: Bemerkung zu Zählrohrmessungen im Gelände. S. 182.
- H. Martin: Zur Frage Schwingweg-, Geschwindigkeits- oder Beschleunigungsmesser. S. 260.
- E. Balensiefer, K. Büttner, H. Pfeleiderer und W. Wetzel: Untersuchungen über die Bodenunruhe auf Sylt. S. 337.

Verschiedenes und Mitteilungen

- Mitteilung für die Mitglieder der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft. Arbeitsgemeinschaft der vier an der Bodenforschung beteiligten Gesellschaften. S. 113.
- Druckfehlerberichtigung. S. 116.
- Nachruf auf Oskar Venske. S. 224.
- Druckfehlerberichtigung. S. 228.
- Druckfehlerberichtigung. S. 395.

Referate

- B. Schulz: Wissenschaftliche Ergebnisse der Deutschen Atlantischen Expedition auf dem Forschungs- und Vermessungsschiff „Meteor“ 1925—1927, Bd. VI, 2. Teil, 3. Lieferung. S. 114.
- G. A. Schulze: Veröffentlichungen des Instituts der Deutschen Forschungsgesellschaft für Bodenmechanik (Degebo) an der Technischen Hochschule Berlin, Heft 5. Über Zusammenhänge zwischen Wasserhaushalt der Tonminerale und bodenphysikalischen Eigenschaften bindiger Böden. S. 114.
- M. Dengler: Erkundung von Verkehrswegen in Neuländern. S. 115.
- Schriel: P. Kukuk: Geologie des Niederrheinisch-Westfälischen Steinkohlengebietes. S. 115.

- B. Schulz: Theodor Stocks: Grundkarte der ozeanischen Lotungen 1:5 Millionen, Blatt SI 2 mit durchsichtigem Deckblatt. S. 226.
- M. Müller: Volker Fritsch: Grundzüge der Funkgeologie. S. 226.
- R. Bungers: K. Jung: Kleine Erdbekunde. S. 227.
- Gerhard Kirsch: Geomechanik. S. 228.
- G. A. Suckstorff: F. Linke: Meteorologisches Taschenbuch, 3. Ausgabe. S. 394.
- G. A. Suckstorff: W. G. Kendrew: Climate. S. 394.
- W. Schneider: A. Ramspeck und G. A. Schulze: Die Dispersion elastischer Wellen im Boden. S. 395.

Geophysikalische Berichte

- S. 1—24. Heft 1/2.
- S. 25—116. Heft 3/4.
- S. 117—220. Heft 5/6.
- S. 221—256. Heft 7/8.

Vorträge, gehalten auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft,

vom 19. bis 22. Oktober 1938 in Jena.

(Fortsetzung von Heft 7/8, 1938)

Geophysikalische Arbeiten Prof. Filchner's in Inner-Asien

Von G. Fanselau, Potsdam. — (Mit 4 Abbildungen)

Es sind jetzt gerade 100 Jahre her, seit von dem hervorragenden Mathematiker aller Zeiten, Gauß, zum ersten Male der Versuch unternommen wurde, das magnetische Beobachtungsmaterial der ganzen Erde in einer einheitlichen Theorie zusammenfassend zu bearbeiten. So elegant und vollkommen auch die mathematische Theorie war, der sich Gauß zu seinen physikalischen Überlegungen bediente, so wenig vollkommen und wenig befriedigend war das Beobachtungsmaterial, das er bei der Anwendung seiner Theorien den Rechnungen zugrunde legen mußte.

Wenn wir uns heute nach 100 Jahren den Zustand des magnetischen Beobachtungsmaterials vergegenwärtigen, so müssen wir allenthalben einen ungeheuren Fortschritt feststellen. Trotzdem aber müssen wir zugeben, daß auch diese 100 Jahre intensiver erdmagnetischer Beobachtungsarbeit nicht ausgereicht haben, um die Erde in allen ihren Teilen magnetisch zu erforschen. Auch heute noch gibt es große Gebiete, die wir — wenigstens in erdmagnetischer Hinsicht — als terra incognita bezeichnen müssen. Freilich liegen diese Gebiete nicht mehr innerhalb der Hoheitsgrenzen der Kulturstaaten, sondern sie sind im wesentlichen beschränkt auf die Polargegenden, die Weltmeere und einige unwirtliche, von der Kultur wenig berührte Stellen im Innern der Kontinente. Es ist keine Frage, daß die magnetische Erforschung dieser Gebiete nach wie vor der persönlichen Initiative und dem Wagemut einzelner Forscher vorbehalten bleiben wird. Auch Deutschland hat zur Erforschung solcher Gebiete sein Teil beigetragen, nicht zuletzt durch die Expeditionen eines unserer erfolgreichsten Forschungsreisenden, Professor Filchner.

Filchner hat sich auf seinen Reisen mit voller Absicht auf erdmagnetische Messungen beschränkt. Wußte er doch genau, daß die Ausführung solcher Messungen in jenen unwirtlichen Gebieten die Arbeitskraft eines Mannes voll in Anspruch nimmt, besonders da ja auch genaue Ortsbestimmungen und eine gute kartographische Aufnahme der Meßpunkte vorgenommen werden mußten, wenn nicht anders der Wert auch der erdmagnetischen Messungen stark herabgemindert, ja sogar illusorisch gemacht werden sollte.

Da Filchner gewohnt war, seine Expeditionen stets nur auf eigener Kraft aufzubauen, war es von vornherein klar, daß an eine vollständige flächenmäßige Vermessung des von ihm bereisten Gebietes in Inner-Asien nicht im entferntesten

gedacht werden konnte. Er mußte sich hier also Beschränkungen auferlegen, und in der richtigen Wahl dieser Beschränkungen lag zum großen Teil der Erfolg seiner Expedition. Mit fachwissenschaftlichem Rat standen ihm hierbei Geheimrat Schmidt, Potsdam, und Geheimrat Haussmann, Schwäbisch-Gmünd, zur Seite.

Es ist eine bekannte Tatsache, daß jedes erdmagnetische Beobachtungsnetz wesentlich an Wert gewinnt, wenn man die Möglichkeit hat, die eigenen Messungen an ein fremdes Netz anzuschließen. So war auch Filchner darauf bedacht, bei seinen Messungen recht oft eine Vergleichsmöglichkeit zu schaffen. Außer dem Hauptanschluß in Potsdam an das deutsche magnetische Beobachtungsnetz

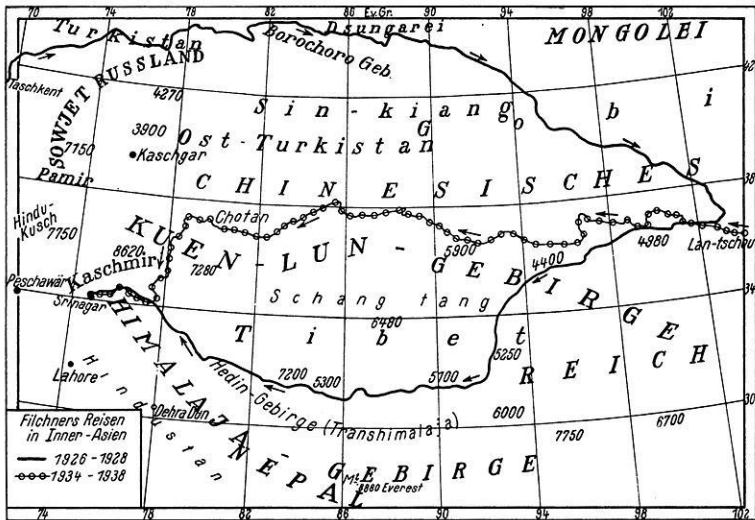


Fig. 1. Reisen Filchners in Asien, 1926 bis 1928 und 1934 bis 1938. (Vereinfacht umgezeichnet, mit Genehmigung des Verlages F. A. Brockhaus, aus Wilhelm Filchner, „Bismillah. Vom Huang-ho zum Indus“)

standen hierzu im Nordwesten das russische Netz zur Verfügung (Randpunkt Taschkent), im Südwesten das britisch-indische (Randpunkt Dehra-Dun). Außerdem bot sich im Osten Anschluß an das chinesische Netz (Randpunkt Zikawei).

Die erste Reise stellte im wesentlichen eine Umrandung des zu vermessenden Gebietes dar (Fig. 1), so gelegt schon im Hinblick auf die zweite Expedition, die durch ein Mittelprofil die Möglichkeit zu einer wenigstens näherungsweise flächenmäßigen Auswertung der Messungen Filchners gab. Diese zweite Reise nahm ein unerwartetes vorläufiges Ende in Chotan, wo Filchner sieben Monate in Gefangenschaft zubringen mußte. Nach seiner Freilassung setzte er die Reise mit einem Nordsüdprofil über den Himalaja — dem ersten erdmagnetischen Profil über dieses Gebirge überhaupt — fort und fand in Leh wieder Anschluß an seine erste Expedition.

Besonderer Wert wurde bei der Auswahl der Stationen auf deren leichte Wiederauffindbarkeit gelegt. Durch ihre geographische Lage ausgezeichnete Punkte wurden bevorzugt. Neben der Ortsbestimmung wurden stets alle markanten Geländepunkte in der Umgebung mit als Miren aufgenommen und unterstützt so wesentlich das spätere Auffinden der Meßpunkte. Außerdem wurde von jedem solchen Meßpunkt eine genaue Skizze angefertigt. Fig. 2 zeigt als Beispiel diese Skizzen von zwei Stationen der ersten Expedition, die einen guten Eindruck von der aufgewandten Sorgfalt vermitteln. Der mittlere Abstand der Stationen voneinander betrug ungefähr 20 km.

Das Instrumentarium Filchners bestand, was den astronomisch-geodätischen Teil anbelangt, aus einem Universal der Firma Hildebrandt. Für die erdmagnetischen Messungen diente ein Reisetheodolit der Firma Schulze, ein Erdinduktor der Firma Sartorius und auf der zweiten Reise auch eine Feldwaage nach Adolf Schmidt von den Askania-Werken. Leider konnte auf der ersten

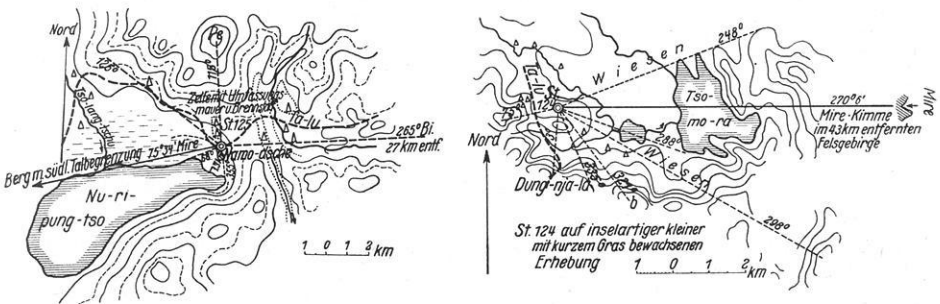


Fig. 2. Zwei Stationsskizzen (Meßpunkte Nr. 124 und 125) von Filchners Reise 1926 bis 1928

Expedition der Erdinduktor nicht benutzt werden, da schon gleich zu Beginn der Reise das dazu gehörige Galvanometer Schaden erlitt, und ein Ersatz Filchner nie erreichte. So mußten auf der ersten Reise die Inklinationmessungen nur mit Hilfe der Deflektoren am Schulzeschen Reisetheodoliten ausgeführt werden. Auf der zweiten Reise dagegen konnte im Durchschnitt auf jeder sechsten Station eine *I*-Messung mit dem Induktor gemacht werden, wodurch die Deflektormessungen unter ständiger Kontrolle standen. Außerdem brachte die zweite Expedition im allgemeinen eine Erhöhung der Genauigkeit, da im Gegensatz zur ersten Reise alle Messungen im Zelt ausgeführt wurden und zur Aufnahme der Zeitsignale eine drahtlose Station zur Verfügung stand. Außerdem hatte Filchner zur Bestimmung der Schwingungsdauer der Magnete bei den *H*-Messungen zwei gute Stoppuhren mitgenommen, mit deren Hilfe eine recht genaue zeitliche Fixierung der Durchgänge des schwingenden Magneten möglich wurde. Zur Festlegung der Höhen bediente sich Filchner mehrerer Siedethermometer in der von ihm angegebenen besonderen Schutzkiste. Das Instrumentarium umfaßte schließlich noch acht Chronometer, die alle täglich minde-

stens zweimal mit Hilfe des Rundfunkempfängers mit dem Zeitzeichen verglichen wurden.

Die Genauigkeit der Messungen beträgt bei den Ortsbestimmungen etwa 1' in Länge und 0,1 in Breite. Bei der Wiedervermessung einiger Stationen der ersten Expedition ergab sich eine Übereinstimmung ihrer Lage bis auf 5' in Länge und 0,5 in Breite. Die Höhenangaben sind bis auf 50 m sicher. Bei den magnetischen Messungen zeigt die erste Expedition*) einen Fehler in der Deklination von ungefähr 6'. Von diesem Betrage entfallen 1' auf die magnetische Messung und schätzungsweise 5' auf die Unsicherheit des Azimuts. Die Messungen der Horizontalintensität führten auf eine mittlere Schwankung von etwa 10 γ , die der Inklination auf eine solche von rund 4'. Wie gesagt, dürften diese Fehler auf der zweiten Expedition nicht unwesentlich herabgesetzt worden sein.

Die Bearbeitung der Messungen beider Expeditionen lag, was den astronomisch-geodätischen Teil anbelangt, in den Händen von Herrn Prof. Dr. Przybyllok, Königsberg; die magnetischen Messungen wurden von Prof. Venske, Potsdam, ausgewertet.

Leider ist es jetzt noch nicht möglich, die neuesten magnetischen Werte Filchners bekanntzugeben; denn die Auswertung dieses umfangreichen Beobachtungsmaterials ist in der kurzen Zeit von einigen Monaten nicht zu bewerkstelligen. So kann hier auch noch keine geologische Deutung der Messungen Filchners vorgenommen werden, da hierzu natürlich die vollständigen Meßergebnisse beider Expeditionen vorliegen müssen.

Im folgenden will ich daher nur noch kurz auf einige besondere magnetische Eigenheiten des vermessenen Gebiets eingehen.

Die Deklinationsmessungen Filchners ergaben Vorzeichenwechsel, d. h. es wurde die Agone im Meßgebiet überschritten. Fig. 3 zeigt einen Ausschnitt aus einer Weltkarte der Deklination, entworfen von der Deutschen Seewarte für die Epoche 1920. Man erkennt auf dieser Karte, daß der Verlauf der Agone dort wesentlich anders ist, als man aus den neuesten Messungen Filchners entnehmen kann. Da nun Angaben der Säkularvariation auf der Karte gerade in jenem Gebiet nicht vorhanden sind, eben wegen der fehlenden Beobachtungsgrundlage, so konnte man auch über die mutmaßliche Änderung der Lage der Agone dort nichts sicheres aussagen. Gerade hier hat die Deklination nach Nordosten den kleinsten Gradienten auf der ganzen Erde. Daraus erkennt man deutlich, für wie große Gebiete besonders nach jener Richtung hin Filchners Messungen Bedeutung erlangen werden. Jede magnetische Orientierung in jenen Gegenden, sei es in der Luft oder zu Lande, wird also zweifellos den größten Nutzen aus Filchners Messungen ziehen können.

Fig. 4 zeigt eine weitere magnetische Eigentümlichkeit jenes Gebietes. Gerade in jenen Breiten ändert sich nämlich deutlich der Charakter des täglichen Ganges der Horizontalintensität (vgl. Venske, a. a. O., S. 13). Filchner hat nun auch

*) O. Venske: Veröffentl. des preuß. Met. Inst. 379 (1931).

an einigen Orten Dauerbeobachtungen der Horizontalintensität angestellt. Durch diese äußerst mühevollen Arbeit hat er eine wertvolle Bereicherung unserer Kenntnisse der erdmagnetischen Variationen in jenen Gegenden geliefert. Es ist in Zukunft sicher eine wesentliche Aufgabe, auf solchen Expeditionen auch die Möglichkeit für die Registrierung der erdmagnetischen Variationen zu schaffen. Ich habe im Potsdamer Observatorium die Pläne für eine kleine handliche Reiseregistrierstation entworfen, die zunächst für Variationsmessungen in Polargegenden bestimmt war. Selbstverständlich hindert nichts, dieses Instrument auch in andere

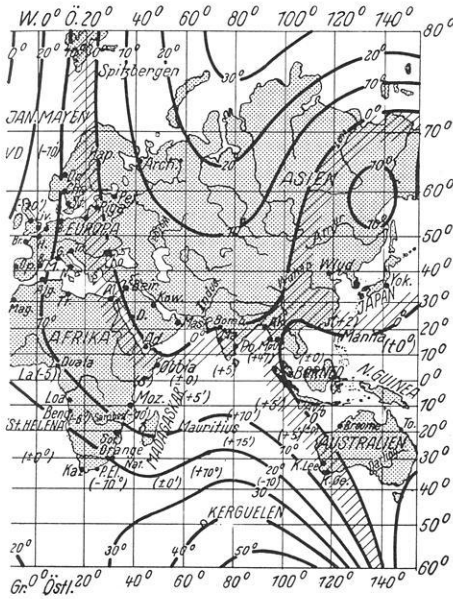


Fig. 3. Karte der Deklination von Asien für 1920.0. (Aus einer Karte der Deutschen Seewarte in Hamburg)

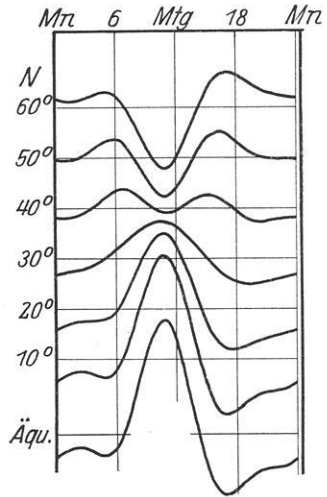


Fig. 4. Täglicher Gang der Nordkomponente X im Jahresdurchschnitt in Abhängigkeit von der geographischen Breite

Gegenden mitzuführen. Es muß also eine unserer ersten Aufgaben sein, dieses Gerät möglichst bald gebrauchsfertig herzustellen. Denn auch an scheinbar erdmagnetisch nicht besonders interessanten Orten kann eine Registrierung mitunter zu großen Überraschungen führen, wie dies z. B. an dem Observatorium der Carnegie Institution in Huancayo (Peru) der Fall war.

Schließlich können die Messungen Filchners noch zur Bestimmung der Intensitätsabnahme des Erdmagnetismus mit der Höhe benutzt werden. Gewiß ist diese Erscheinung von wissenschaftlich nicht allzu überragender Bedeutung; denn man kann ziemlich sicher sein, mit den Resultaten im wesentlichen nur eine sonst schon gut begründete Theorie zu bestätigen. Immerhin aber sind die Gelegenheiten hierzu nicht sehr häufig. Der Effekt dieser Höhenabnahme ist nicht groß

und im Hinblick auf die Genauigkeit von Filchners Beobachtungen könnte es im ersten Augenblick nicht ratsam erscheinen, solche Rechnungen vorzunehmen. Ein anderer Umstand begünstigt jedoch die Ausführung dieser Untersuchungen wesentlich. Die Messungen Filchners liegen nämlich terrassenförmig auf verschiedene mittlere Höhenlagen verteilt in der Weise, daß auf jeder solcher Höhenlage mindestens 20 Stationen zusammengefaßt werden und zur Ableitung eines provisorischen Normalfeldes dienen können. Der Vergleich dieser Normalfelder untereinander kann nun recht gut bei wesentlich gesteigerter Genauigkeit zur Ableitung des Höheneffektes dienen.

Schließlich hat Filchner auf seiner zweiten Reise die rein lineare Anordnung seiner Meßpunkte durch teilweise flächenhafte Vermessungen mit der Feldwaage ergänzt und so wertvolles Material für weitere geologische Lokaluntersuchungen geschaffen. Insgesamt sind rund 150 qkm auf diese Weise vermessen worden mit einem Stationsabstand von etwa 80 bis 100 m. So tritt zu den 300 Hauptstationen der beiden Expeditionen noch die große Zahl dieser auch kartographisch skizzierten magnetischen Lokalvermessungsstationen hinzu.

Das große Werk, das Filchner auf seinen beiden so mühevollen und nicht ungefährlichen Reisen vollbracht hat, können wir nicht besser würdigen, als daß wir ihm den aufrichtigen Dank aller Geophysiker, besonders aber der Geophysiker Deutschlands, aussprechen. Wir verbinden mit diesen Worten des Dankes den Ausdruck unserer großen Freude, daß ihm sein Herzenswunsch erfüllt worden ist und er bereits wieder Ende dieses Jahres Deutschland verlassen wird, um erneut erdmagnetische Pionierarbeit in fernen Ländern zu leisten. Die Regierung von Nepal ist an ihn mit der Aufforderung herangetreten, ihr Land erdmagnetisch zu vermessen. Nach Erledigung dieses Auftrages wird sich Filchner dann eigenen Plänen folgend der magnetischen Erforschung Afghanistans und Persiens zuwenden. Die Mittel für diese Reise sind ihm bereitgestellt worden.

Das Instrumentarium ist inzwischen erweitert worden. Für die *H*-Messung steht jetzt ein zweites Instrument, ein Quarzfadenhorizontalintensitätsmagnetometer nach La Cour zur Verfügung. Ferner wird Filchner noch eine registrierende Vertikalfeldwaage mitnehmen, um vor allem seine lokalen Vermessungen durch gleichzeitige Aufzeichnung der Variationen sicherer zu gestalten.

Es bleibt uns zum Schluß nur übrig, Filchner auch für diese neuen großen Pläne von Herzen volles Gelingen zu wünschen und der Hoffnung Ausdruck zu geben, ihn nach vollbrachter Tat wieder wohlbehalten in unserer Mitte zu sehen.

Potsdam, Geophysikalisches Institut.

Aussprachebemerkung zum Vortrag Fanselau (über Filchner)

Julius Bartels, Potsdam: Die äußeren Schwierigkeiten, unter denen Prof. Filchner seine Messungen durchgeführt hat, sind in diesem Kreise hinreichend bekannt. Der wissenschaftliche Wert solcher Expeditionen in wenig

erforschte Gebiete für die Erdkunde in weitestem Sinne liegt auf der Hand. Was aber Filchners Forschungsreisen gerade für die Geophysik im engeren Sinne und speziell für den Erdmagnetismus bedeuten, hat Herr Fanselau geschildert.

Für die Anwendungen der Geophysik im Verkehr zu Lande und in der Luft ist es natürlich wertvoll, z. B. die Mißweisung so früh wie möglich zu bestimmen. Aber auch für rein wissenschaftliche Fragen liegt ein Grund vor, weshalb man mit den Messungen nicht warten kann, bis das Gebiet für bequemere Reisen aufgeschlossen ist, und dieser Grund ist vielleicht denjenigen von uns, die aus der reinen Physik kommen, nicht so klar. Wir haben auf dieser Tagung nämlich so oft Bemerkungen gehört etwa dieser Art: „Das sind Messungen, die schon mehrere Jahre zurückliegen, und die von neueren Messungen überholt sind.“ So könnte man auf den Gedanken kommen, daß auch Filchners Arbeiten nach einigen Jahren oder Jahrzehnten nur noch historischen Wert haben könnten. Aber gerade das Gegenteil ist der Fall: Das erdmagnetische Feld ändert sich ja im Laufe der Jahre, und von der Kenntnis und Deutung dieser langsamen Änderung, der Säkularvariation, erhoffen wir wichtige Aufschlüsse über Vorgänge im Erdkörper. Je eher man nun in einem Gebiet erdmagnetisch mißt, um so früher kann man durch Wiederholungsmessungen die Feldänderungen feststellen, und dieser Gesichtspunkt ist schon bei der Anlage der Routen berücksichtigt.

Arbeitsgebiete der Reichsanstalt für Erdbebenforschung in ihren Beziehungen zur Geologie und Bergbau

Von A. Sieberg, Jena. — (Mit 11 Abbildungen)

Dieser Vortrag, der durch zahlreiche Lichtbilder erläutert wurde, diente als *Einführung* für die Besichtigung der Reichsanstalt gelegentlich der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft.

Die Gründung der Reichsanstalt als obere, dem Reichsministerium unmittelbar unterstellte Reichsbehörde erfolgte unter dem Namen Kaiserliche Hauptstation für Erdbebenforschung vor fast 40 Jahren in Straßburg durch Georg Gerland. Damals war *Erdbebenforschung jeglicher Art* die alleinige Aufgabe. Dem entsprach auch die Gründung der Internationalen Seismologischen Assoziation 1908 durch die Reichsanstalt und die Angliederung von deren Zentralbüro an die Reichsanstalt; ferner nach der Ausschaltung aus der internationalen Gemeinschaftsarbeit die Gründung der Deutschen Seismologischen Gesellschaft 1922 durch die Reichsanstalt, woraus sich später die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft entwickelte. Schon in den ersten Jahren schuf die Reichsanstalt mit Hilfe des Auswärtigen Amtes und der deutschen Auslandsvertretungen einen die ganze Welt umspannenden makroseismischen und vulkanologischen Nachrichtendienst, dem die Einrichtung von gesonderten Erdbebendiensten, zuletzt auch von

Seismometerstationen, in deutschen Kolonien folgte. Die unmittelbare Folge war fortschreitende Vertiefung und stellenweise grundlegende Umgestaltung des überlieferten Weltbildes der Erdbeben-tätigkeit durch die Reichsanstalt; die heutige Erkenntnis faßt eine Planiglobenkarte 1 : 15 Millionen zusammen.

Die Verlegung der Reichsanstalt 1919 nach Jena unter Oscar Hecker machte es, den Zeitverhältnissen entsprechend, notwendig, die bisher alleinige reine Forschung weitgehend in den Dienst der deutschen Wirtschaft zu stellen. Dem entsprach zunächst die Erweiterung des Aufgabenkreises durch die Angliederung eines Sachbereichs für *Angewandte Geophysik*. Der Grundstein hierzu war auf gravimetrischem und angewandt-seismischem Gebiet bereits in Straßburg gelegt worden. Seitdem wird in Jena auf sämtlichen Gebieten vorwiegend Entwicklungsarbeit geleistet, über deren neuesten Stand, ebenso wie über Fortschritte der *Mikroseismik*, Vorträge der Sachbearbeiter gesondert berichten. Den neuen Verhältnissen paßte sich die *Makroseismik* unter ihrem Sachbearbeiter gleichfalls an, wie nachstehend an einigen Streiflichtern gezeigt werden soll. Diese zeitgeborenen Umstellungen kamen sowohl der reinen Forschung als auch der deutschen Wirtschaft durch gegenseitige Anregung und Befruchtung in unerwartetem Maße zugute.

Für die Makroseismik, also die eigentliche *Erdbebenforschung*, bilden auch heute noch die Wahrnehmungen mit den menschlichen Sinnen den unersetzlichen Grundpfeiler. Sie allein ermöglichen die ausschlaggebende Breitenarbeit, die durch die Stichproben instrumenteller Methoden ebensowenig ersetzt werden können wie etwa dichtmaschige geophysikalische Gelände- vermessungen durch eine einzelne, dem Zufall weitgehend unterworfenen Bohrung. Unter diesen Umständen suchte die Reichsanstalt nicht ohne Erfolg immer neue Wege, um die von Außenseitern gerne überschätzte Unzulänglichkeit des Menschen als Erdbebenbeobachter möglichst gering zu halten. Jedoch erkannte die Reichsanstalt die zusätzliche Notwendigkeit, experimentelle Methoden zu entwickeln, um den Einfluß zahlreicher Variablen auf die Wirkungen von Erdbeben zu klären. Auch hierbei bedeutete die weitgehende Berücksichtigung aller geologischen Gegebenheiten wegen ihrer ausschlaggebenden Bedeutung seit jeher eine Selbstverständlichkeit für die Reichsanstalt. Eigene Geländeuntersuchungen, vor allem bei zerstörenden Erdbeben im Ausland, ermöglichten eine einwandfreie Untermauerung der Erkenntnisse. Neben die reine Forschung trat umfangreiche Zweckforschung mit dem Ziel, die Lehren deutscher Erdbebenforschung in den Dienst deutscher Wirtschaft zu stellen. Über diesen Aufgabenkreis habe ich in Bad Pyrmont Ihnen und in Edinburg der Internationalen Seismologischen Assoziation ausführlich berichtet. Daß einzelne Fragen noch nicht so weit geklärt sind, wie es wünschenswert und sonst selbstverständlich gewesen wäre, liegt an besonderen Umständen.

Die *Erdbeben-tätigkeit Deutschlands* wird gerne unterschätzt. Gegen die Berechtigung hierfür spricht schon die von der Reichsanstalt auf geologisch-tektonischer Grundlage bearbeitete Erdbebenkarte Deutschlands im Maßstab 1 : 750000. Kenntnisnahme einschlägiger Originalberichte oder gar Inaugenscheinnahme der

von manchen deutschen Erdbeben, so noch 1935 in Oberschwaben, verursachten Wirkungen würden selbst die letzten Zweifel beseitigen. Im Hinblick auf die zunehmende Industrialisierung Deutschlands ist der sachlich gut begründete Erfahrungssatz zu beachten, daß am gleichen Ort und durch das gleiche Beben Industrieanlagen erheblich schwerer gefährdet werden als Wohnsiedlungen. Obschon in Deutschland kein Grund für besondere Beunruhigung vorliegt, stimmen doch gewisse Erfahrungstatsachen bedenklich gegenüber der heutigen Gepflogenheit, bei der Planung lebenswichtiger Industrie-, Versorgungs- und Verkehrsanlagen jegliche Erkenntnisse der Erdbebenforschung unbeachtet zu lassen. Sobald aber *Kolonien* wieder in Frage kommen sollten, wäre derartiges nicht mehr zu verantworten.

Für viele Fragen von Theorie und Praxis ist die voraussichtlich demnächst ins Leben tretende Zusammenfassung bisheriger deutscher Länderdienste zum *Reichserdbebendienst* eine unabweisbare Notwendigkeit. Er muß endlich das erreichen, was beispielsweise für die Meteorologie schon seit langen Jahrzehnten eine Selbstverständlichkeit ist; nämlich Forschung und Bearbeitung nach einheitlichem Plan und Methode, ohne die Einzelinitiative irgendwie zu hemmen. Darüber hinaus muß der deutsche Reichserdbebendienst neben der Makro- und Mikro-seismik auch experimentelle Versuche und geophysikalische Sondermessungen zur Klärung bestimmter Fragen heranziehen. Wer bestimmte Karten der Geophysikalischen Reichsaufnahme mit der Erdbebenkarte Deutschlands und mit der Karte rezenter Bodenbewegungen vergleichen konnte, weiß, was damit gemeint ist.

Mit Recht legt die Wirtschaft das Schwergewicht auf die *Wirkungen* der Erdbeben, sofern Bauwerke Schaden leiden und als Menschenfallen dienen. Das haben auch in Deutschland die Versicherungsgesellschaften am klarsten erkannt. Deshalb lassen sie sich von der Reichsanstalt für einschlägige Sonderfragen verschiedenster Art und für alle Weltgegenden an der Hand eigens bearbeiteter Erdbebenkarten größeren Maßstabes ausführlich beraten.

Im Gegensatz hierzu pflegen sich selbst deutsche Baufirmen, die in Erdbebendländern bedeutende Bauvorhaben durchführen sollen, größerer Zurückhaltung zu befleißigen. Sie können sich von der Überschätzung der vermeintlich „erdbebensicheren“ Bauweise noch immer nicht frei machen. Es fällt ihnen schwer zu glauben, daß bei bestimmter Beschaffenheit des Baugrundes, die zudem stark vorherrscht, dem Erdbeben gegenüber jegliche menschliche Kunst versagt. Als Beispiel eines häufigen Falles sei bloß an die bekannten Abbildungen erinnert, wo selbst bei klotzartiger Steifigkeit ein vom Erdbeben schief gestelltes Gebäude unbewohnbar wird und deshalb praktisch verloren sein kann. Sachverständige Beratung bei der Planung vermöchte oft mit einfachsten Mitteln folgenschweren Mißerfolgen zu begegnen.

Über die vollkommen gesetzmäßige Abhängigkeit der Erdbebenwirkungen vom *Baugrund* hat die Reichsanstalt seit dem an Ort und Stelle untersuchten Messina-Beben von 1908 und des Albbebens von 1911 so vieles veröffentlicht,

daß die bloße Erwähnung dieses Forschungsgebietes von grundlegender praktischer Bedeutung genügt. Alle weiteren Erfahrungen brachten, jede in ihrer Art, nur Bestätigungen. Auch manche Verwerfung im In- und Auslande, die aus Isoseistenbildern herausgelesen wurde, konnte später durch geologische Kartierungen bestätigt werden.

Wenn man sich die überall in der Welt bestätigten Erkenntnisse vor Augen hält, überrascht es, daß noch immer, teils zustimmend, teils ablehnend, von *Stärkeskalen* der Erdbeben gesprochen wird. Solche kann es gar nicht geben, weil die vom Bebenherd ausgestrahlte Energie durch zu viele, meistens unfaßbare Variablen der durchlaufenden Medien Erdrinde, Baugrund und Gebäude umgeformt wird. Dies gilt nicht nur für Erdbeben, sondern auch für Industrie und Verkehrserschütterungen. Demgemäß können wir bloß von *Wirkungsskalen* sprechen. Selbstverständlich lassen sich, wie es ja auch durch die Reichsanstalt geschieht, für jeden Sonderfall, also für eine allerengst begrenzte Beobachtungsstelle, durch geeignete instrumentelle Messungen brauchbare Zahlengrößen für Intensität und

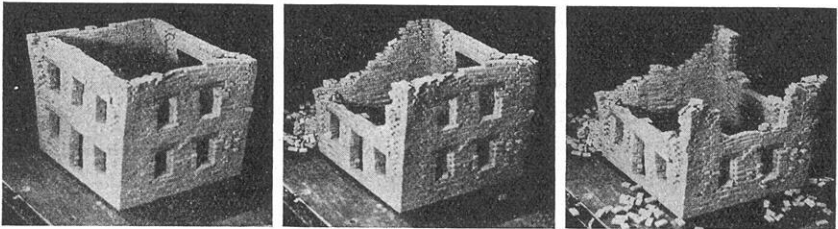


Fig. 1. Zerstörung von Backsteingebäuden durch Erdbebenstöße (Modellversuch)

Charakter der Bodenschwingungen ermitteln. Aber daraus eine allgemein gültige absolute Stärkenskala ableiten zu wollen, etwa als Vervollkommnung der allseitig bloß als höchst anfechtbaren Notbehelf erkannten Cancaniskala, ist aussichtslos. Auch bei Industrie- und Verkehrserschütterungen; denn hier sind die meistens an kleinsten Raum gebundenen Variablen: Untergrund, Bettung, Bauweise und Erhaltungszustand der Fahrbahn, sowie Baugrund, Bauweise und Erhaltungszustand des Gebäudes. So verlockend mir noch vor Zeiten die Messung planmäßiger Zerstörung von Gebäuden erschien, die bei der Anlage von Talsperren und sonstigen Versorgungsgroßanlagen geopfert werden müssen, so argwöhnisch stehe ich ihr nach den letzten Erfahrungen gegenüber.

Über den *mechanischen Vorgang bei der Zerstörung von Gebäuden* herrschen viele Hypothesen. Zum Teil stützen sich diese auf Untersuchungen mittels Schütteltischen, die harmonische Schwingungen vollführen. Für Erdbeben trifft diese Voraussetzung nicht zu; denn bei ihnen handelt es sich um Stöße. Indem die Reichsanstalt entsprechende Stöße auf Hausmodelle wirken ließ (Fig. 1), vermochte sie zunächst Grundsätzliches für Backsteinmauerwerk abzuleiten. Selbstverständlich unterliegen andere Bauweisen anderen Bedingungen, die noch zu

untersuchen sind. Mancherlei Überraschungen können dabei erwartet werden. Daß diesen Problemen, ebenso wie der Reaktion des Untergrundes, auch *wehrentechnische* Bedeutung zukommt, sei nur nebenher erwähnt.

Lange haben die zwischen den Erdbeben und den *Verkehrerschütterungen* zutage tretenden unüberbrückbaren Gegensätze Befremden ausgelöst; vor allem die Tatsache, daß die gleichen Beschleunigungen, die beim Erdbeben Gebäudeschäden verursachen, bei Industrie- und Verkehrerschütterungen trotz der Dauerbeanspruchung die Gebäudefestigkeit nicht merklich beeinflussen. Dies wird aber sofort verständlich, wenn man bedenkt, daß die Beschleunigung bloß der Ausdruck für die Fühlbarkeit der Erschütterung ist, während die Amplitude der Gebäudeverformung als zusätzliche Beanspruchung von Material und Verband den Schaden bestimmt.

Binnen kurzem hofft die Reichsanstalt Aufschluß darüber geben zu können, ob für die übliche mikroseismische Bearbeitung von Nahbeben meine seit jeher erhobene Befürchtung, die Vernachlässigung der geologischen Mediumverschiedenheiten bedeute eine unzulässige Vereinfachung, berechtigt ist oder nicht. Aber soviel steht schon jetzt fest: a) Die für verschiedene Gesteine durch das Schießverfahren ermittelten Fortpflanzungsgeschwindigkeiten sind viel zu gering, um die mikroseismisch ermittelte Fortpflanzungsgeschwindigkeit der longitudinalen Erdbebenwellen von rund 5.7 km/sec zu ermöglichen. Deshalb muß angenommen werden, der Frequenzunterschied von rund 10 bis 50 Hertz bei Sprengungen und von rund 2 bis 1 Hertz bei Erdbeben komme in der Ausbreitungsgeschwindigkeit zum Ausdruck durch deren Vergrößerung mit der Wellenlänge. Diese Dispersion ist bisher bekanntlich nur für Oberflächenwellen nachgewiesen. b) Die Verwertung von Emergenzwinkeln hat für mikroseismische Nahbebenbearbeitungen keinen Sinn. c) Das gleiche gilt für die Verwertung von Energiebeobachtungen für Epizentral- und Herdtiefenbestimmungen von Nahbeben, wenn nicht Vorkehrungen getroffen werden können, um die Unterschiede der Medien in Rechnung zu stellen.

Die *Vorgänge in den Bebenherden* sind trotz allem, was die Reichsanstalt bisher in langjähriger Arbeit feststellen konnte, erst recht unzulänglich geklärt. Neuere Erfahrungen durch Natur und Versuch legen mir den Gedanken nahe, daß auf diesem Gebiet Überraschungen nicht ausgeschlossen sind. Eine günstige Gelegenheit, diesen Fragen näher zu treten, bietet eine bestimmte Gegend Deutschlands mit häufigen Erdstößen, die näher zu bezeichnen verschiedenen Stellen aus berechtigten Gründen unerwünscht ist. Ebenso wie diesen Stellen ist die Reichsanstalt der Deutschen Forschungsgemeinschaft zu besonderem Dank verpflichtet für die Ermöglichung der Durchführung dieser Versuche. Hierbei werden einesteils die Herde nach Lage und Tiefe in bekanntem Medium eingemessen. Andererseits soll von der Möglichkeit Gebrauch gemacht werden, im natürlichen Großversuch die orientierenden Vorversuche im Laboratorium nachzuprüfen. Hilfsmittel hierfür ist der von Krumbach entwickelte Seismometertyp (vgl. den Vortrag), der sich, wie es scheint, zum einwandfreien Ortsbebenseismometer hochzüchten

läßt. Schon heute können wir sagen, daß am gleichen Ort bei Lokalstößen grundsätzlich verschiedene Seismogrammtypen in die Erscheinung getreten sind, was auf mannigfache Herdvorgänge schließen läßt. Dies steht in bester Übereinstimmung sowohl mit den örtlichen Gegebenheiten, als auch mit den Ergebnissen der Vorversuche.



Fig. 2. Hauszerstörung durch Erdspalte im Senkungsfeld über einer zusammenbrechenden Schlotte

Grundverschieden von den Schwingungsschäden sind die Gebäudeschäden (Fig. 2), die durch außerordentlich langsame *Bodenumlagerungen* unter den Fundamenten hervorgerufen werden und meistens *erschütterungslos* verlaufen. Derartige bodenmechanische Umlagerungen können natürlichen und künstlichen Ursprungs sein.

Die natürlichen Bodenumlagerungen sind zum Teil eine Folge von *rezenten Bodenbewegungen* in Deutschland, die die Reichsanstalt erstmalig in einer Übersichtskarte zur Darstellung brachte. Diese rezenten Bodenbewegungen haben teils tektonischen (Fig. 3) Ursprung, der auch in den Erdbeben charakteristisch zum Ausdruck kommt. Teils handelt es sich um Auslau-

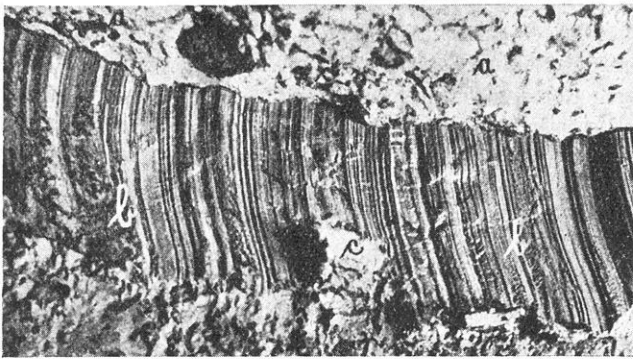


Fig. 3. Rutschstreifen einer lebenden Verwerfung. Die Senkung beträgt durchschnittlich 5 mm pro Jahr

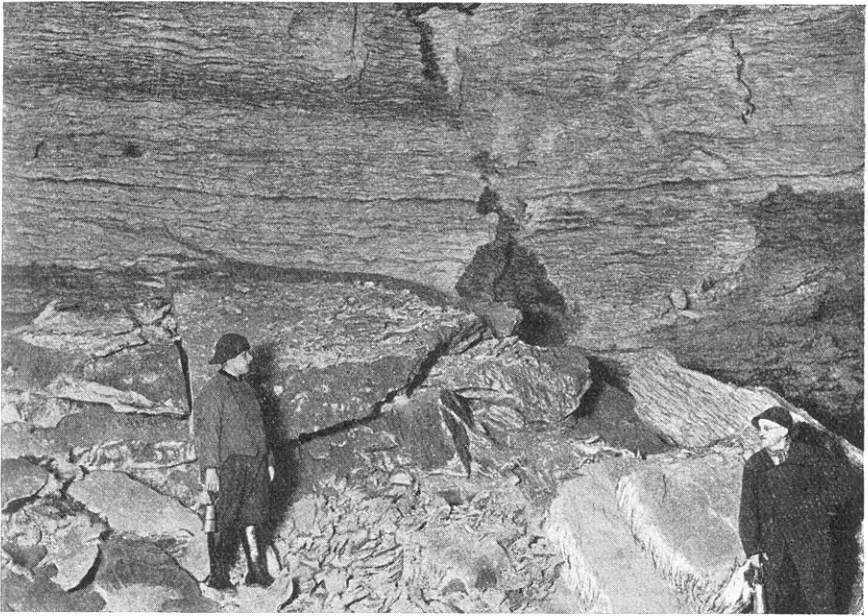


Fig. 4. Gipsschlote mit Sturzmassen

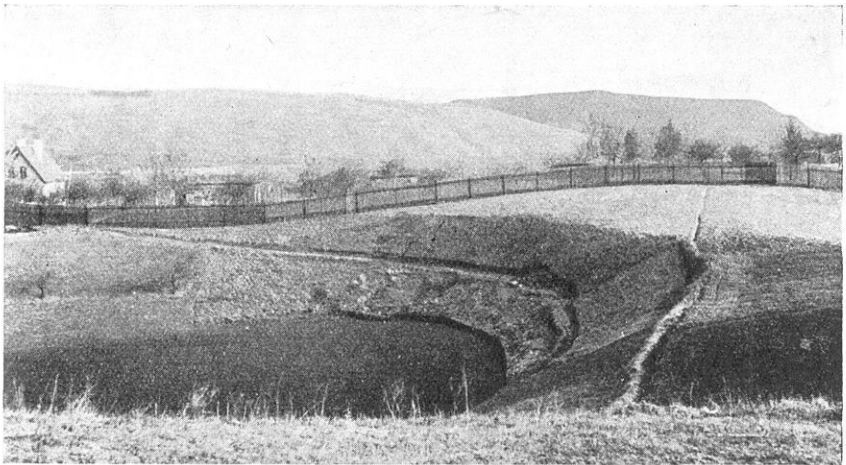


Fig. 5. Erdfall über der Schlote Fig. 4

gungsvorgänge in Kalk, Gips (Fig. 4 und 5) und Salz. Bemerkte sei hier nur, daß das Salz in Deutschland und anderen Weltgegenden durch seine leichte Verformbarkeit auch für die Tektonik eine bestimmende Rolle spielt, etwa ent-

sprechend derjenigen, die von manchen Kreisen hypothetischen Magmanestern zugeschrieben wird.

In manchen *Bergbauegenden* überschneiden sich natürliche und künstlich durch Menschenhand hervorgerufene Bodenumlagerungen (Fig.6 bis 8) und Ge-

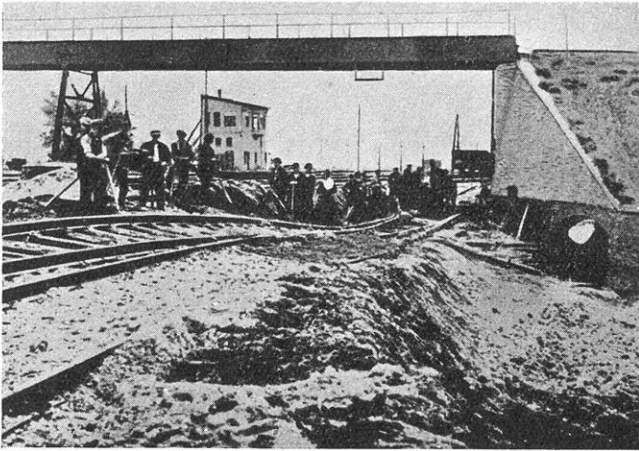


Fig. 6. Stauchungen rolligen Deckgebirges bei Einschiebebewegungen über unterirdischem Schlotteneinbruch

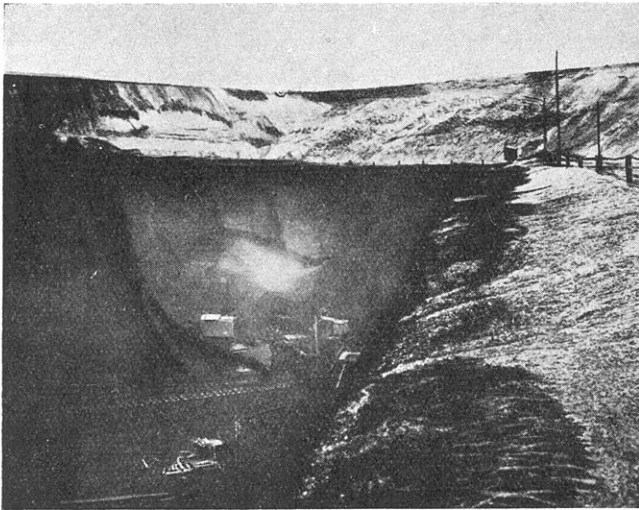


Fig. 7. Diluvialer Erdfall in Braunkohle über Gipsschlotte

bäudeschäden (Fig. 9). Die Möglichkeit, sie zu entzerren, erlangt, was keiner näheren Begründung bedarf, in wirtschaftlicher Hinsicht außerordentliche Be-

deutung; erwähnt seien nur Schadenersatzansprüche. Aus Gründen, die dem Fachmann ohne weiteres verständlich sein sollten, bieten die Erkenntnisse der Makroseismik in Zerstörungsgebieten von Erdbeben, vereint mit geologischen Überlegungen und mit instrumentellen Messungen das einzige Hilfsmittel, um

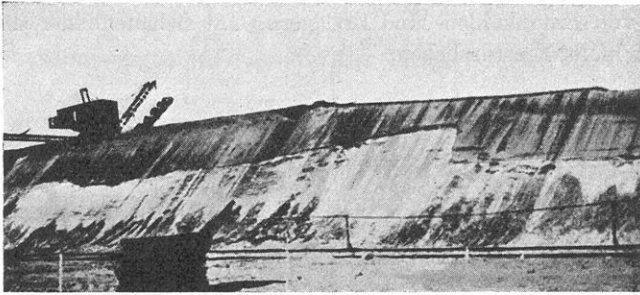


Fig. 8.

Diluviale Horst- und Grabenverwerfungen durch Einschiebungen im Deckgebirge des diluvialen Erdfalls Fig. 7



Fig. 9.

Schiefe Kirchen Deutschlands als Folgen natürlicher Salzauslaugung im Untergrund. — A. In Bergbaugegend: Senkungsbetrag in 50 Jahren 5 m, Jahresmaximum 23 cm, Jahresmittel jetzt 4 cm. — B. In bergbaufreier Gegend: Gesamtabweichung der Turmspitze rund 2,5 m in 25 Jahren, zuletzt monatliche Bewegung etwa 2,7 mm

eine solche Entzerrung zu versuchen. Hierfür ergeben sich die nachstehenden Gesichtspunkte:

a) Mechanische Ausräumung von Gestein verursacht das Schadenbild von Einschiebebewegungen (Fig. 10) bei Einsturzbeben.

b) Chemische Auslaugung löslichen Gesteins durch Sickerwässer begünstigte die Bildung von Braunkohlen- und Erzlagern. Die Schadenbilder (Fig. 11) entsprechen gleichfalls Einsturzbeben.

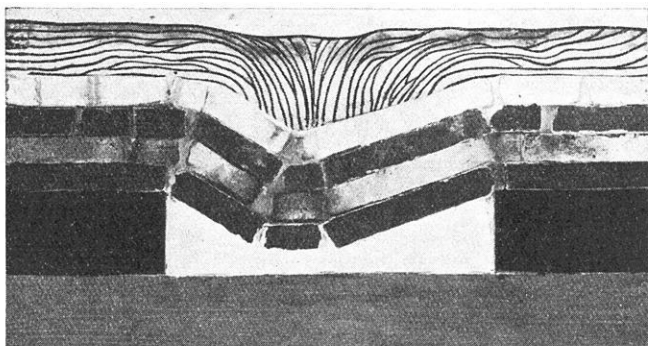


Fig. 10. Stromlinien von Einschiebebewegungen rolligen Deckgebirges bei unterirdischem Einsturz (Modellversuch)

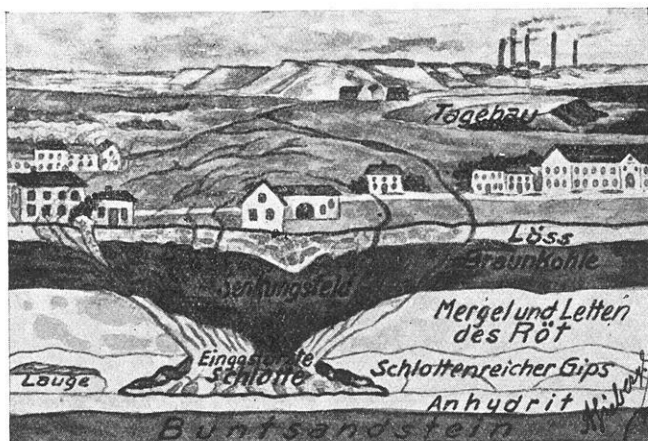


Fig. 11. Einem Einsturzbeben entsprechendes Schadensbild eines Schlotteneinbruchs unter Braunkohle

c) Spannungsänderung im Gestein wirkt in der Art tektonischer Erdbeben. Hierher gehören u. a. die *Gebirgsschläge*, bekanntlich mit der gefährlichste Feind des Bergmanns. Hinsichtlich ihres Wesens ist die Reichsanstalt zu einer Auffassung gelangt, die, wie sich herausstellte, derjenigen von maßgebenden Bergbaukreisen

grundsätzlich entspricht, allerdings von anderen Kreisen abgelehnt wird. Vieles spricht dafür, daß Gebirgsschlagforschung im Sinne der Reichsanstalt auch praktisch fruchtbarer sein sollte als die von anderer Seite bevorzugte statistische.

d) Tragfähigkeitsminderung von Gestein durch Erweichen, Schlüpfrigwerden oder Zermalmen des Baugrundes.

e) Druckänderungen im Grundwasser bringen Lockerböden in Bewegung.

Anschließend sei ausdrücklich die Selbstverständlichkeit hervorgehoben, daß die Reichsanstalt es unter allen Umständen ablehnt, sich, ebenso wie etwa beim Versicherungswesen, so auch beim Bauwesen und beim Bergbau in die Belange dieser Disziplinen einzumischen, die sie nicht zu beherrschen braucht. Vielmehr will die Reichsanstalt den beteiligten Kreisen lediglich die Möglichkeit bieten, auf Grund bodenmechanischer Überlegungen Mittel an die Hand zu bekommen, um ihren weiteren Maßnahmen eine einwandfreiere Untermuerung zu geben als es bisher geschah.

Reichsanstalt für Erdbebenforschung, 21. Oktober 1938.

Über ein Stationsseismometer für optische Registrierung (Vorläufige Mitteilung)

Von G. Krumbach, Jena. — (Mit 2 Abbildungen)

Eine systematische Durchbildung der Optik am schwingenden System und am Registriergerät ermöglicht es, Seismometer zu konstruieren, bei denen die Bewegungen der schwingenden Masse ohne Zwischenschaltung eines störenden Zwischengliedes unmittelbar auf den Registrierfilm übertragen werden. Infolge der Strichfeinheit läßt sich der Verbrauch an Registrierpapier soweit herabsetzen, daß die Kosten der normalen Rußschreibung auch im Dauerbetrieb nicht wesentlich überschritten werden. Die kleinen Ausmaße von Seismometer und Registriereinrichtung machen die ganze Anlage für seismische Feldversuche, insbesondere auch für schnelle Aufstellung im Herdgebiet eines Erdbebens besonders geeignet.

Inhaltsverzeichnis. A. Einleitung. B. Grundlagen für optische Registrierung. C. Praktische Folgerungen für den Aufbau von Seismometern. D. Anwendungen. a) Das Seismometer als Fernbebeninstrument, b) Das Seismometer als Nahbebeninstrument. E. Weiterer Ausbau des Instrumentes. F. Bemerkungen zur Registriereinrichtung.

A. Einleitung. Bei den instrumentellen Aufzeichnungen der von Erdbeben ausgelösten Bodenschwingungen fordert man, daß ein gewisser Minimalausschlag auf dem Registrierstreifen noch gut ausmeßbar ist. Es müssen daher im allgemeinen die Bewegungen der schwingenden Masse des Seismometers durch mehr oder weniger komplizierte Vergrößerungseinrichtungen, sei es in mechanischer

oder optischer Form, sichtbar gemacht werden. Diese Einrichtungen werden einen gewissen Einfluß auf die freie Beweglichkeit des schwingenden Systems ausüben und damit unter Umständen die Wirksamkeit des Instrumentes beeinträchtigen. Eine weitgehende Ausschaltung dieser Fehlerquellen ist daher eine der Hauptaufgaben der seismischen Instrumentenkunde. Es muß also versucht werden, unter möglicher Vermeidung von störenden Zwischengliedern die Bewegung der schwingenden Masse unmittelbar auf den Registrierstreifen zu übertragen.

Zur Beurteilung der Empfindlichkeit von Seismometern kann man von der Forderung ausgehen, daß beispielsweise der Ausschlag der Schreibspitze für 1'' Neigung des Instrumentes etwa 25 bis 30 mm betragen soll [1].

Man kann jetzt auch die umgekehrte Frage stellen: Welche Bedingung muß die Registriereinrichtung erfüllen, damit eine Aufzeichnung noch für den seismischen Stationsdienst geeignet ist? Dabei wird dann die absolute Größe der Ausschläge im Diagramm keine so große Rolle spielen, sondern eine kleine Aufzeichnung muß nur so deutlich sein, daß es noch möglich ist, das Seismogramm mit Hilfe geeigneter Vergrößerungseinrichtungen mit der erforderlichen Genauigkeit auszumessen.

B. Grundlagen für die optische Registrierung. Die Bedingungen für die Erzielung einer hohen Abbildungsgüte für optische Registriergeräte wurden allgemein von H. Kaiser [2] entwickelt und praktisch erprobt.

Während bei normalen Stationsseismometern bei mechanischer Registrierung im allgemeinen mit Strichdicken von $\frac{1}{10}$ mm und bei Instrumenten mit optischer Registrierung unter Umständen mit noch stärkeren Linien zu rechnen ist, zeigen die neueren Untersuchungen, daß durch die Anwendung einer geeigneten Optik eine Strichdicke bzw. eine Strichfeinheit von 0.02 mm noch zu erreichen ist. Für die Erzielung dieser hohen Abbildungsgüte spielt nicht nur die Optik im Registriergerät, sondern gerade auch die bisher oft vernachlässigte Optik am schwingenden System eine ausschlaggebende Rolle.

Die Bedingungen für die Ausbildung der Optik sind dabei nach H. Kaiser folgende:

Die Strichdicke d der Aufzeichnung ist gegeben durch:

$$d = \frac{H \cdot s}{\varrho} \dots \dots \dots (1)$$

wobei H die Höhe bzw. Ausblendung des beweglichen Spiegels, s die Brennweite der Zylinderlinse am Registriergerät und ϱ der Abstand zwischen Registriergerät und Spiegel bedeuten.

Ein kleiner Ausschlag Φ des beweglichen Spiegels wird noch ausmeßbar, wenn

$$\Phi \cong \frac{\lambda}{B} \dots \dots \dots (2)$$

ist, wobei λ die Lichtwellenlänge und B die Spiegelbreite bedeuten. Die Größe des verlangten Minimalausschlages, d. h. die geforderte Empfindlichkeit, bestimmt also die Breite des Registrierspiegels. Die volle Ablesegenauigkeit einer Registriereinrichtung wird dann erreicht, wenn

$$\frac{B}{\rho} \leq \frac{1}{20} \dots \dots \dots (3)$$

d. h. der Registrierabstand muß das 20fache der Spiegelbreite betragen*).

C. Praktische Folgerungen für den Aufbau von Seismometern. Durch diese Bedingungen sind die Richtlinien gegeben, die für den zweckmäßigen Aufbau von optisch registrierenden Seismometern berücksichtigt werden müssen.

Als Maß für die Bestimmung der Empfindlichkeit eines Seismometers diene der Ausschlag bei Neigung des Instrumentes um 1". Nimmt man beispielsweise als einfachste Seismometerform ein Stabpendel an, in dessen Drehachse sich ein Registrierspiegel befindet, so wird dieser Ausschlag von 1" noch deutlich aufgezeichnet werden. Da $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ cm und $1'' = 5 \cdot 10^{-6}$, ist nur nach Formel (2) ein Spiegel von 10 cm Breite und nach Formel (3) ein Registrierabstand von 2 m anzuwenden.

Schon dieses einfache Beispiel zeigt, daß es ohne weiteres möglich sein muß, mit den viel empfindlicheren Seismometeranordnungen auch ohne die Verwendung von Vergrößerungshebeln sehr kleine Ausschläge noch deutlich sichtbar zu machen. Der einzige Unterschied gegenüber den gebräuchlichen Formen besteht in der Anwendung viel größerer Spiegel, die erst die volle Ausnutzung der Apparatur ermöglichen.

Für die praktische Durchführung der Versuche wurde ein Horizontalpendel verwendet. Neben anderen Vorzügen ermöglicht dieses infolge der leichten Einstellung verschiedener Eigenperioden eine universelle Verwendung. Ist φ_0 der Winkel, um den das Instrument geneigt wird, so ist der Ausschlag des Pendels für kleine Winkel bestimmt aus der Beziehung:

$$\frac{\varphi}{\varphi_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^2 \dots \dots \dots (4)$$

wobei T_0 die Schwingungsdauer des Pendels bei horizontaler Achse und T die Schwingungsdauer bei geneigter Achse bedeuten. Um daher eine möglichst hohe Neigungsempfindlichkeit des Instrumentes zu erzielen, ist es erforderlich, T_0 möglichst klein zu halten. Das Versuchsinstrument ist ein Kegelpendel von 4 kg Masse. Diese besteht aus einem mit Blei gefüllten Messingzylinder von

*) Es ist in diesem Zusammenhang bemerkenswert, daß bereits E. Wiechert [3] im Jahre 1899 bei seiner ältesten Seismometerform, einem Horizontalseismometer mit optischer Registrierung durch entsprechende Ablendung eines großen Registrierspiegels schon grundlegende Versuche zur Erzielung feiner Registrierlinien angab.

8.5 cm Durchmesser und 8.5 cm Höhe. Wegen des Gewichtes der erforderlichen Optik am schwingenden System und zur Überwindung der letzteren durch die Aufhängung gegebenen Widerstände erschien es ratsam, die Masse nicht zu gering zu wählen. Dadurch wird beispielsweise erreicht, daß eine die Amplitude einer ungedämpften Eigenschwingung von 3 sec bei einer Beobachtungszeit von $1/2$ Std.

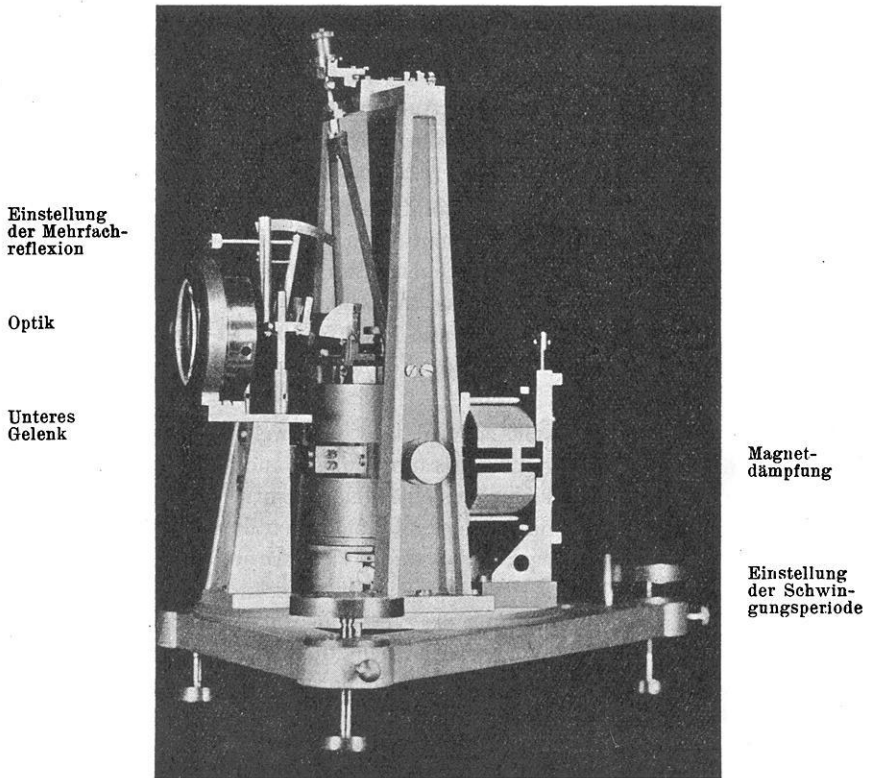


Fig. 1. Horizontalseismometer für optische Registrierung.
Höhe des Instrumentes 30 cm, Grundplatte 30×30 cm

noch nicht auf die Hälfte ihrer Größe herabsinkt. Trotzdem ist der Aufbau des Instrumentes noch immer so klein, daß es sehr bequem tragbar und daher auch besonders für seismische Feldversuche geeignet ist.

Damit die Schwingung der Pendelmasse nach Formel (4) um eine horizontale Achse ein Minimum wird, ist der untere Drehpunkt in das Innere der Masse, und zwar in einem Abstand von 3 cm verlegt. Die Schwingungsdauer T_0 beträgt dann 0,49 sec oder $T_0^2 = 0.24$ sec.

Weitere konstruktive Einzelheiten und Beobachtungsergebnisse werden in einer späteren ausführlichen Darstellung mitgeteilt.

D. Anwendungen. a) *Das Seismometer als Fernbebeninstrument.* Die Einregulierung des Instrumentes auf die übliche Eigenperiode $T_0 = 10$ sec ergibt nach Formel (4) einen Winkelausschlag $\frac{\varphi}{\varphi_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^2 = 410''$ für eine Neigung des Instrumentes um $1''$. Da der entsprechende Ausschlag bei dem Wiechert-Seismometer 25 mm auf dem Registrierstreifen beträgt und eine Amplitude von 1 mm noch gut abgelesen werden kann, so ist der für das neue Seismometer geforderte Minimalausschlag $410''/25 = 16''$. Um diesen auf dem Registrierstreifen noch ausmessen zu können, müßte dann gemäß der Formel (2) ein Spiegel von 0.6 cm

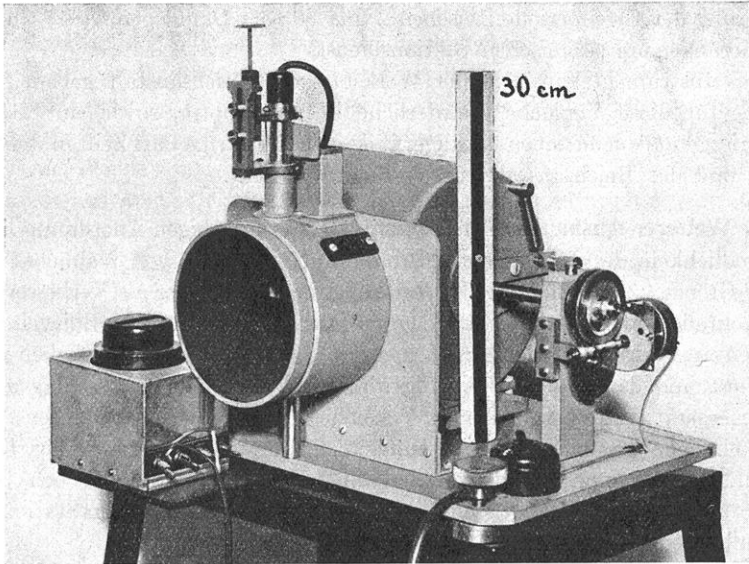


Fig. 2. Registriergerät der Firma Carl Zeiß in Jena, umschaltbar für Papiergeschwindigkeiten von 5 mm/min oder 20 mm/min

Breite verwendet werden. Der dazugehörige Registrierabstand beträgt nach Formel (3) 12 cm, so daß sich die ganze Anordnung auf einem sehr engen Raum unterbringen läßt.

b) *Das Seismometer als Nahbebeninstrument.* Als Vergleichsinstrument sei das Nahbebeninstrument der Station Jena zugrunde gelegt.

Hierfür gelten folgende Konstanten:

$$T_0 = 2 \text{ sec}, \quad V = 2000, \quad \text{also } L = 1 \text{ m} \quad \text{und} \quad I = 2000 \text{ m}, \quad \varepsilon = 10 \text{ mm}.$$

Reguliert man dementsprechend das Kegelpendel auf $T_0 = 2$ sec ein, so ist in diesem Falle der Winkelausschlag für $1''$ Neigung gemäß Formel (4) $\frac{\varphi}{\varphi_0} = 17''$.

Da wiederum bei mechanischer Registrierung ein Ausschlag von 1 mm noch

ablesbar ist, würde der Minimalausschlag, der noch aufgezeichnet werden soll, etwa 2'' betragen. Diese Empfindlichkeit erfordert nach Formel (2) einen Spiegeldurchmesser von 5 cm Breite und einen Registrierabstand von 1 m. Demnach reicht also eine Indikatorvergrößerung von nur 30fach bei voller Ausnutzung der Optik zum Aufbau eines hochwertigen Instrumentes aus. Mit dieser Optik wurde das Versuchsinstrument ausgerüstet. Der verwendete Spiegel, dessen Abbildungsgüte außerordentlich hoch sein muß, besitzt die Größe 20×65 mm und wird auf 5×50 mm gemäß den Formeln (1) und (2) abgeblendet. Die der Spiegelbreite entsprechende Abbildungslinse hat einen Durchmesser von etwa 60 mm. Der konstruktive Aufbau des Instrumentes erlaubt eine bequeme Einregulierung der Eigenperiode zwischen 2 und 30 sec. Damit genügt es sämtlichen Anforderungen im seismischen Stationsdienst.

Das Instrument wurde in der Werkstatt der Reichsanstalt gebaut.

Die für diese Versuche erforderliche Präzisionsoptik, sowie ein besonderes Registriergerät wurde liebenswürdigerweise von der Firma Carl Zeiß in Jena angefertigt und der Reichsanstalt zur Verfügung gestellt.

E. Weiterer Ausbau des Instrumentes. Bei der obigen Anordnung liegt die Empfindlichkeit des Instrumentes für die Aufzeichnung von Nahbeben gerade an der Grenze. Zur Erhöhung der Vergrößerung wird daher als Verbesserung die Mehrfachreflexion [4] angewandt. Durch Einbau eines zweiten Spiegels in den Strahlengang wird der Lichtstrahl mehrere Male an dem beweglichen Spiegel reflektiert und damit der Ablenkungswinkel, also auch der Ausschlag auf dem Registriergerät vergrößert. Wie die Versuche zeigen, läßt sich bei guten Spiegeln durch einfache Drehung die Empfindlichkeit des Seismometers (Fig. 1) unter Verwendung der normalen Registrierlampe ohne Schwierigkeit noch um das 6- bis 8fache steigern. Damit sind dann auch alle Anforderungen im Stationsdienst zu erfüllen.

F. Bemerkungen zur Registriereinrichtung. Ein Haupthinderungsgrund für die allgemeine Anwendung der optischen Registrierung im Stationsdienst waren bisher die hohen Kosten für das Registrierpapier, da man die gleichen Bogengrößen wie bei der mechanischen Registrierung anwenden mußte.

Berechnet man den Vorschub v einer Registriereinrichtung aus der Forderung, daß eine bestimmte Schwingungsperiode T noch aufgelöst werden muß, so ist die Bedingung hierfür:

$$v \cdot \frac{T}{2} \geq d,$$

wenn T die Periode der Schwingung, v die Vorschubgeschwindigkeit und d die Strichdicke bedeuten.

Also:

$$v \geq \frac{2d}{T} \text{ cm sec}^{-1}.$$

Damit bestimmt also die Strichdicke der Aufzeichnung den Bedarf an Registrierpapier.

Soll bei Fernbeben als kürzeste Periode $T = 1$ sec noch aufgelöst werden und legen wir die Linienstärke $d = 0.002$ cm zugrunde, so ist die erforderliche Registriergeschwindigkeit 2.4 mm/min. Dementsprechend benötigt man für Nahbebenperioden von 0,2 sec eine Geschwindigkeit von 12 mm/min. Um auch hier mit größerer Sicherheit zu arbeiten, läßt sich das benutzte Registriergerät sowohl auf 5 mm/min und 20 mm/min bequem umschalten. Bei 1 mm Seitentransport je Umdrehung ist dann der tägliche Papierverbrauch für Fernbebenregistrierung einschließlich der freien Seitenränder etwa 100 qcm, also in Postkartengröße. Für Nahbebenbeobachtung ist ein Streifen von 6×60 cm erforderlich. Für diese Streifengröße ist aus Zweckmäßigkeitsgründen das Registriergerät eingerichtet. Der Trommeldurchmesser beträgt etwa 20 cm bei einer Breite von 12 cm. Bei langsamem Gang für Fernbebenaufzeichnungen reicht dann ein Normalstreifen von 6×60 cm 3 bis 4 Tage oder ein Doppelstreifen von 12 cm Breite gerade eine Woche.

Die kleinen Ausmaße von Seismometer wie Registriereinrichtung ermöglichen die Anwendung der Apparatur für seismische Feldversuche. Eine geeignete lichtdichte Kapselung macht die Aufstellung und Kontrolle unabhängig von besonders eingerichteten Registrierräumen (Tageslichtapparat). Zur Erneuerung der Registrierstreifen läßt sich die automatisch verschließbare Registriertrommel einfach abheben und die Auswechslung des Filmes dadurch in einem kleinen geeigneten Raum bequem vornehmen.

Literatur

[1] E. Wiechert: Theorie der automatischen Seismographen, Abhandl. d. Ges. d. Wiss., Göttingen, Berlin 1903; Prinzipien für die Beurteilung der Wirksamkeit von Seismographen. Phys. Zeitschr. **2**, 593 (1901).

[2] H. Kaiser: Theorie der photographischen Registrierung. Zeitschr. f. techn. Phys. **16**, 303 (1935).

[3] E. Wiechert: Seismometrische Beobachtungen im Göttinger Geophysikalischen Institut. Nachr. d. Ges. d. Wiss. Göttingen 1899, Heft 2.

[4] L. Geiger: Steigerung der Empfindlichkeit bei der Gauß-Poggendorffschen Spiegelmethode. Phys. Zeitschr. **12**, 66 (1911).

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Oktober 1938.

Ein neuer Erschütterungsmesser und die Aufzeichnung nichtsinusförmiger Bewegungen

Von H. Martin, Jena. — (Mit 6 Abbildungen)

Es wird ein neuer Erschütterungsmesser beschrieben, mit dem man gleichzeitig die Bewegung der Masse direkt über ein Spiegelsystem und induktiv über eine im Magnetfeld sich bewegende Spule aufzeichnen kann. Dadurch ergeben sich die verschiedensten Möglichkeiten, Bodenschwingungen aufzuzeichnen. Dies erläutern Beispiele der gleichzeitigen Aufzeichnung nichtsinusförmiger Bewegungen durch verschiedene Apparate. Weiter wird auf die Möglichkeit der Klärung theoretischer Fragen beim Galitzinpendel mit Hilfe der neuen einfachen Apparatur hingewiesen.

Einleitung. Vor drei Jahren hatte ich in einer Arbeit[1] darauf hingewiesen, daß es zur Beurteilung einer stoßähnlichen Erschütterung und damit einer nichtsinusförmigen Bewegung nötig ist, daß man die gleichzeitigen Aufzeichnungen von einem Schwingweg- und einem Beschleunigungsmesser zur Verfügung hat. In einer weiteren Veröffentlichung [2] zeigte ich an zwei gleichzeitigen Registrierungen der Wiedergabe von Erschütterungen durch einen Schwingweg- und Beschleunigungsmesser, unter welchen Voraussetzungen man aus einer Schwingwegkurve richtige Beschleunigungswerte ermitteln kann. In der vorliegenden Mitteilung wird eine neue Apparatur beschrieben, mit der man *gleichzeitig* den Schwingweg, die Geschwindigkeit, die Beschleunigung und den Ruck einer Erschütterung aufzeichnen kann.

Die Apparatur. Bei den Versuchen benutzte ich ein neues Instrument, welches sich bei entsprechendem Umbau als Schwingweg-, Geschwindigkeits-, Beschleunigungs- und Ruckmesser verwenden läßt. Das Instrument ist in Fig. 1 schematisch

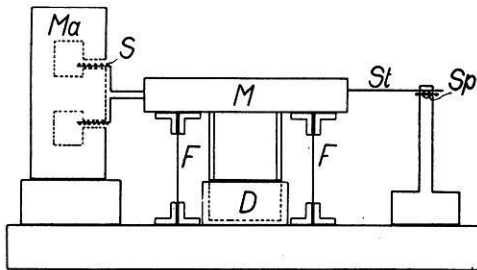


Fig. 1. Schematische Versuchsanordnung

dargestellt. In seiner Form als Schwingwegmesser habe ich es erstmalig in [1] beschrieben. Gibt man dem Instrument durch entsprechende Federn F (Breite 20 mm, Dicke 0.2 mm) mit der Masse M (etwa 0.5 kg) eine kleine Schwingzahl (2 bis 0.5 Hz), so hat man es für größere Schwingzahlen der Bodenbewegung mit einem Schwingwegmesser zu tun. Die

Übertragung der Schwingungen der Masse M erfolgt über die Stoßstange St (Stahldraht etwa 0.5 mm), welche auf der Spiegelachse Sp abrollt. Beim Schwingwegmesser wird von mir zur Zeit noch Öldämpfung (Dämpfer D) verwendet. Die Vergrößerung ist abhängig vom Radius der Spiegelachse (Durchmesser 4 mm,

Abstand 1m, Vergrößerung 1000fach). Befestigt man an der Masse M außerdem eine Spule S , die im Feld des Magneten Ma schwingt, so ist der in der Spule induzierte Strom proportional der Geschwindigkeit*). Ich benutzte Ringspaltdauer-magnete, deren Verwendung für Stations- und Geländeapparate wegen der damit erreichbaren hohen Empfindlichkeit *ohne Verstärkung* noch große Bedeutung verspricht. Außerdem tritt keine zusätzliche Direktionskraft des Schwingwegmessers auf.

Durch entsprechende Federn F kann man dem Instrument eine hohe Eigenschwingzahl geben. Man erhält bei starker Dämpfung ($\alpha \sim 0.5$) einen Beschleunigungsmesser mit einer in einem weiten Gebiete konstanten Empfindlichkeit [2]. Eine am Beschleunigungsmesser angebrachte Spule gibt die Möglichkeit, den dritten Differentialquotienten einer Bewegung (Ruck) zu ermitteln.

Schaltet man in den Stromkreis des Geschwindigkeitsmessers noch einen Transformator, so hat man damit eine weitere Möglichkeit, die Beschleunigung einer Erschütterung aufzuzeichnen. Selbstverständlich ist dabei, daß bei der Aufzeichnung von Schwingungen auf elektrodynamischem Wege die Frequenzcharakteristik des dabei notwendigen Registriergalvanometers eingeht.

Fig. 2 a

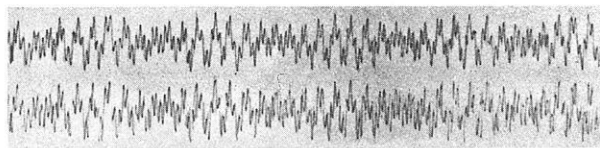


Fig. 2 b

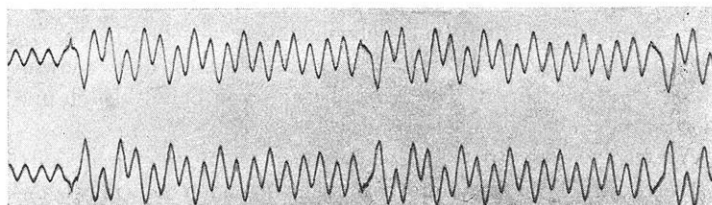


Fig. 2. Registrierungen auf dem Schütteltisch

Die gleichzeitige Aufzeichnung einer nichtsinusförmigen Bewegung durch verschiedenartige Instrumente. Der in Fig. 1 dargestellte Schwingwegmesser**) hat nach den Eichungen auf dem Schütteltisch eine vollkommen der Theorie entsprechende Schwingzahlcharakteristik, und seine Leistungsfähigkeit zeigt Fig. 2. Fig. 2 stellt zwei Registrierungen auf dem horizontalen Schütteltisch dar. Die obere Kurve ist in beiden Fällen die der Schütteltischbewegung, während die

*) Das an die Spule S anzuschließende Galvanometer ist in Fig. 1 nicht eingezeichnet.

**) Einen Vertikalschwingwegmesser ganz ähnlicher Bauart verwende ich auch seit längerer Zeit mit dem besten Erfolg.

untere die durch den Schwingwegmesser aufgezeichnete Bewegung des Schütteltisches wiedergibt. Die Vergrößerungen sind gleich. Dazu seien noch folgende Angaben gemacht:

Schwingwegmesser: Schwach gedämpft, Eigenschwingzahl 1.7 Hz.

Oberes Kurvenpaar: Schwingzahl 83 Hz überlagert sich einer langsameren Schwebungskurve.

Unteres Kurvenpaar: Dreimaliges Anreißen einer den schwach gedämpften Schütteltisch erregenden Schwingung von etwa 22 Hz.

Daß Einschwingvorgänge keinen störenden Einfluß auszuüben brauchen, habe ich in [3] nachgewiesen.

Der große Vorteil der in Fig. 1 dargestellten Versuchsanordnung besteht darin, daß man mit ein und demselben Instrument beliebige Kombinationen der Aufzeichnungselemente vornehmen kann. Mir stand ein Schwingweg- und ein Beschleunigungsmesser zur Verfügung, die ich beide mit Spulen zur elektro-

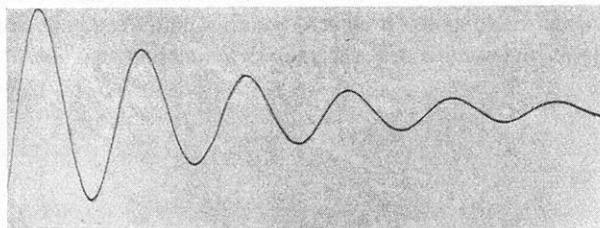


Fig. 3. Ausschwingender Schwingwegmesser

dynamischen Aufzeichnung von Schwingungen versehen hatte. Dadurch war es möglich, außer der Bewegung des Schütteltisches drei Schwingungselemente *gleichzeitig* aufzuzeichnen. Die Vergrößerung von Schütteltisch und Schwingwegmesser wurden ebenfalls gleich gewählt.

Von den gleichzeitigen Aufzeichnungen legen die Fig. 4 und 5 Zeugnis ab. Fig. 3 zeigt den schwachgedämpften ausschwingenden Schwingwegmesser (Schwingzahl 3.6 Hz, Vergrößerung 400), wie er zu den Aufnahmen der in Fig. 4 und 5 wiedergegebenen Kurven diente. Bei sämtlichen Registrierungen der Fig. 4 wurde der schwach gedämpfte Schütteltisch (Eigenschwingzahl 7.2 Hz) plötzlich kurz angestoßen.

Dabei überlagert sich entsprechend der Theorie wegen der geringen Dämpfung des Schwingwegmessers dessen Eigenschwingung der erregenden Schütteltischbewegung.

Im einzelnen stellen Fig. 4a bis d folgendes dar:

Fig. 4a. Kurve 1: Schütteltisch.

Kurve 2: Schwingwegmesser.

Kurve 3: Beschleunigungsmesser, mechanisch.

Kurve 4: Geschwindigkeitsmesser, induktiv, Zeissches Schleifengalvanometer.

Fig. 4 a

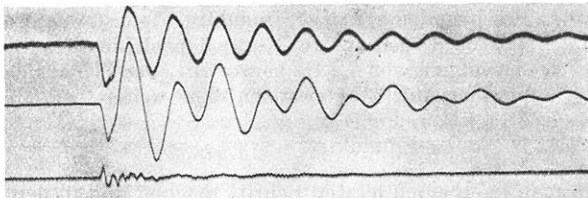


Fig. 4 b

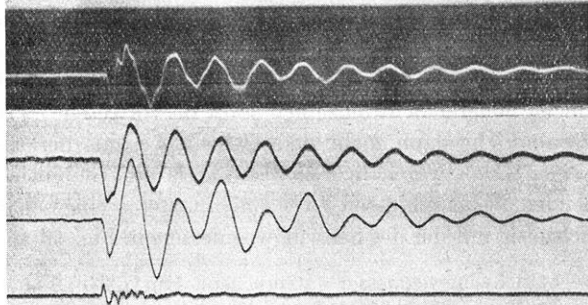


Fig. 4 c

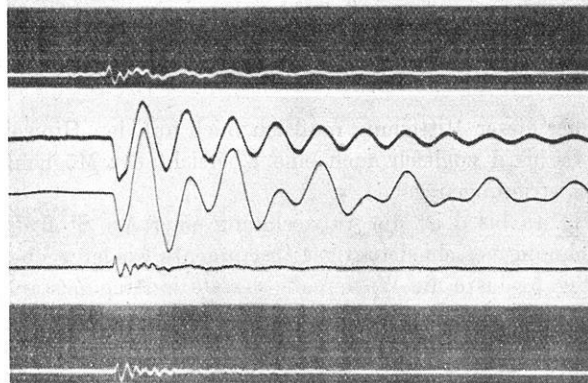


Fig. 4 d

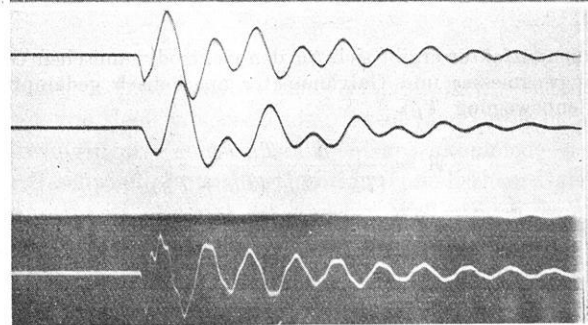


Fig. 4 a—d

Fig. 4b. Kurve 1, 2, 3 wie in Fig. 4a.

Kurve 4: Beschleunigungsmesser, induktiv, Transformator. Man beachte, daß im Gegensatz zu Kurve 3 noch deutlich die Schütteltischschwingung von 7.2 Hz hervortritt, was sich aus den verschiedenen Schwingzahlcharakteristiken ohne weiteres erklären läßt.

Fig. 4c. Kurve 1, 2, 3 wie in Fig. 4a.

Kurve 4: Ruckmesser induktiv.

Nun kann man noch einen letzten Schritt machen und in den Stromkreis des Geschwindigkeitsmessers ein langperiodisches Galvanometer einschalten. Infolge seiner Schwingzahlcharakteristik läßt dieses im Gegensatz zu einem schnell-schwingenden Galvanometer die Schwingungen geringer Schwingzahlen gegenüber den Schwingungen höherer Schwingzahlen stark hervortreten*). Die so erhaltene Aufzeichnung entspricht dann mehr dem Schwingweg als der Geschwindigkeit, wie Fig. 4d zeigt. Dazu waren in den Stromkreis des Geschwindigkeitsmessers bei entsprechenden Nebenschlüssen zwei Galvanometer eingeschaltet, deren Bewegungen gleichzeitig mit der des Schwingwegmessers in Fig. 4d wiedergeben sind.

Fig. 4d. Kurve 1: Schwingwegmesser entsprechend Kurve 2 in Fig. 4a—c.

Kurve 2: Geschwindigkeit aufgezeichnet durch ein Drehspulgalvanometer von Siemens und Halske, Eigenschwingzahl 0.25 Hz, Dämpfung gering.

Kurve 3: Geschwindigkeit aufgezeichnet durch ein Zeissches Schleifengalvanometer, Eigenschwingzahl 35 Hz, Dämpfung aperiodisch.

Im Rahmen dieser Mitteilung muß ich mich auf den Hinweis beschränken, daß die Fig. 4a bis d zugleich auch eine Übersicht der Möglichkeiten galvanometrischer Registrierungen geben.

In den Fig. 4a bis d ist die Aufzeichnung einer Art Stoß durch die gleichzeitige Aufzeichnung verschiedenartiger Instrumente wiedergegeben. Zum Unterschied stellt Fig. 5c bis e die Wiedergabe des stationären Zustandes einer nicht-sinusförmigen Bewegung dar. Fig. 5a und 5b zeigen zunächst die beiden Schwingungen von 13,6 und 22,2 Hz, aus denen die erregende Schwingung in Fig. 5c bis e zusammengesetzt ist. Dabei ist

*) Der Resonanzfaktor ergibt sich für den elektrodynamischen Geschwindigkeitsmesser (Schwingwegmesser und Galvanometer aperiodisch gedämpft, Schwingungsdauer der Bodenbewegung T_B)

$$\mathfrak{R} = \frac{T_S^2 \cdot T_G^2 T_B}{(T_S^2 + T_B^2) (T_G^2 + T_B^2)}.$$

Bei Einschaltung eines Transformators wird der Resonanzfaktor

$$\mathfrak{R} = \frac{T_S^2 \cdot T_G^2}{(T_S^2 + T_B^2) (T_G^2 + T_B^2)}.$$

Danach zeigen ein Galvanometer mit einem Schwingwegmesser bei entsprechend großen Eigenschwingungsdauern in einem bestimmten Schwingzahlbereich bei Verwendung eines Transformators direkt die Bodenbewegung auf. Vgl. auch [4].

Fig. 5a und 5b. Kurve 1: Schwingweg.
 Kurve 2: Beschleunigung, mechanisch.
 Kurve 3: Ruck, induktiv.

Aus Kurve 2 und 3 in Fig. 5a und 5b ist ersichtlich, daß die Schwingung von 13.6 Hz im Gegensatz zu der Schwingung von 22.2 Hz nicht rein sinusförmig war.

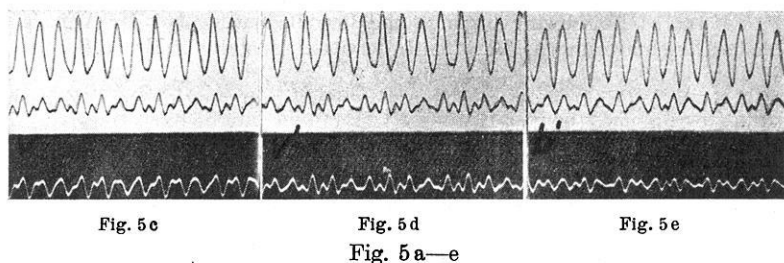
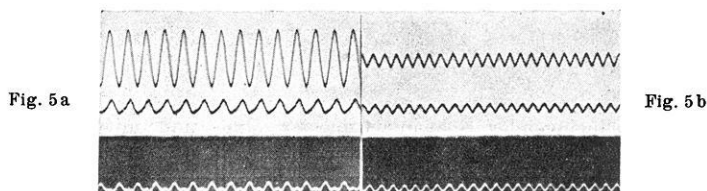
Die Kurven 1 und 2 in Fig. 5c bis e geben die Aufzeichnung der zusammengesetzten Schwingung durch den Schwingweg- und den mechanischen Beschleunigungsmesser wieder. Die Kurve 3 stellt in den Fig. 5c bis e dar:

Fig. 5c. Geschwindigkeit.

Fig. 5d. Beschleunigung (man beachte die Übereinstimmung mit der Aufzeichnung des mechanischen Beschleunigungsmessers).

Fig. 5e. Ruck, induktiv.

Die Fig. 4a bis d und 5c bis e zeigen den großen Vorteil, wenn man zur Beurteilung einer nichtsinusförmigen Bewegung die Aufzeichnungen von mindestens



zwei verschiedenartigen Instrumenten zur Verfügung hat. Welche Instrumente man wählt, hängt von dem entsprechenden Zweck der Untersuchung ab.

Ist man gezwungen, mit einem Instrument auszukommen, so dokumentiert Fig. 4a, daß der Geschwindigkeitsmesser mit kurzperiodischem Galvanometer das geeignetste Instrument ist. Es gibt die längeren Wellen noch genügend deutlich wieder und läßt alle Einzelheiten eines Stoßes hervortreten. Außerdem bietet es alle die großen Vorteile, die mit der Möglichkeit einer Fernregistrierung verbunden sind.

Eine weitere Anwendungsmöglichkeit des neuen Erschütterungsmessers. Die Möglichkeit, gleichzeitig den Schwingweg und die Geschwindigkeit mit ein und

demselben Instrument aufzeichnen zu können, versetzt uns in die Lage, alle Fragen, die mit der Theorie des Galitzin-Pendels hinsichtlich der Rückwirkung von Galvanometer auf das Seismometer zusammenhängen, experimentell mit einfachen Mitteln prüfen zu können. Diese Frage ist in den letzten Jahren Gegenstand umfangreicher theoretischer Erörterungen gewesen (siehe z. B. [5], [6]). So zeigt Fig. 6a den frei ausschlagenden Schwingwegmesser, Fig. 6b dasselbe Ausschlagen unter Einschaltung des schon erwähnten Siemens-Drehschpulgaltanometers. Eine Rückwirkung des Galvanometers ist nicht feststellbar. Im vorliegenden Falle ist eine solche Rückwirkung auch nicht zu erwarten, da sich die Schwingzahlen von Schwingwegmesser und Galvanometer wie 3.6 zu 0.25 verhalten.

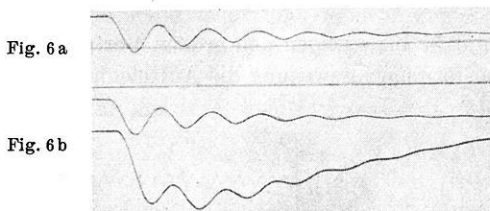


Fig. 6a—b. Ausschlagender Schwingwegmesser ohne und mit eingeschaltetem Galvanometer (unterste Kurve)

Schrifttum

[1] H. Martin: Einschwingvorgänge und ihre Bedeutung bei der Aufzeichnung stoßähnlicher Erschütterungen. Veröffentl. der Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Heft 26. Leipzig 1935.

[2] H. Martin: Ein neuer mechanischer Beschleunigungsmesser. Zeitschr. f. Geophys. 13, 241—250 (1937).

[3] H. Martin: Systematik der Einschwingvorgänge. I. Veröffentl. der Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Heft 34. Berlin 1938. S. 7—24.

[4] O. Meisser: Die Empfindlichkeit und Frequenzcharakteristik von seismischen Meßinstrumenten. Phys. Zeitschr. 38, 668—671 (1937).

[5] G. Schmerwitz: Der Kopplungsfaktor bei galvanometrisch registrierenden Seismographen. Zeitschr. f. Geophys. 12, 206—220 (1936).

[6] J. Rybner: The determination of the instrumental constants of the Galitzin seismograph in presence of reaction. Gerlands Beitr. 51, 375—401 (1937).

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, November 1938.

Grundsätzliche Betrachtungen über piezoelektrische Beschleunigungsmesser

Von A. Herrmann, Jena. — (Mit 2 Abbildungen)

Es werden Einzelstäbe und Kristallbieger in verschiedenen Schnittrichtungen aus Quarz und Seignettesalz sowie Quarzhohlzylinder auf ihre Eignung zum Bau von piezoelektrischen Beschleunigungsmessern, die für seismische Aufschlußverfahren verwendbar sind und *ohne* Verstärker arbeiten, untersucht. Es zeigt sich, daß Quarzstäbe bei Beanspruchung parallel zur neutralen Achse und Seignettesalzstäbe senkrecht zur *b*-Achse, sowie Seignettesalzbieger, die aus Stäben senkrecht zur *b*-Achse zusammengesetzt sind, die erforderliche hohe Beschleunigungsempfindlichkeit liefern.

Die bisher bei seismischen Aufschlußverfahren verwendeten elektrischen Beschleunigungsmesser arbeiten in Verbindung mit einem Verstärker, um die notwendige hohe Beschleunigungsempfindlichkeit, die in der Größenordnung von 10^{-2} gal pro mm (10^{-5} Erdbeschleunigung) liegt, zu erreichen. Durch das Zusatzgerät „Verstärker“ wird aber naturgemäß die Störanfälligkeit der Meßapparatur und der Aufwand bei Vielfachinstrumenten erhöht. Ein Gleichstromverstärker kommt aus diesem Grunde für Geländemessungen kaum in Betracht. Bei Verwendung eines Wechselstromverstärkers besteht ein weiterer Nachteil darin, daß niedrige Frequenzen (unter 20 Hertz) nur stark gefälscht oder überhaupt nicht wiedergegeben werden.

Es ist daher erwünscht, einen Beschleunigungsmesser zu besitzen, der *ohne* Verstärker arbeitet und bei ausreichend hoher Empfindlichkeit eine quantitative Erfassung des Beschleunigungsvorganges d. h. unverfälschte Aufzeichnung bis herunter zu Frequenzen von etwa 1 Hertz ermöglicht.

Diese Forderungen erfüllt, wie gezeigt werden soll, ein piezoelektrischer Beschleunigungsmesser, wenn die Schaltanordnung, das piezoelektrische Material, die Schnittrichtung und Formgebung des piezoelektrischen Kristallelements passend gewählt werden. Als Registrierinstrument dient dabei ein Tauchspulgalvanometer nach O. Meißer*), ein Lichtzeigerinstrument, das bei einer Gleichstromempfindlichkeit von etwa 10^{-6} Amp./mm, einer Eigenfrequenz zwischen 30 und 100 Hertz und fast aperiodischer Dämpfung eine nahezu horizontale Frequenzcharakteristik aufweist.

Die Schaltanordnung des Beschleunigungsmessers ist folgende: Beim Auftreten von Erschütterungen werden infolge der Trägheitswirkung der Masse *M* auf den Elektroden des Kristallelements beschleunigungsproportionale Ladungsschwankungen erzeugt, die mit Hilfe einer Elektrometerröhre in Anodenstrom-

*) O. Meißer, Ein kurzperiodisches Galvanometer für langsame elektrische Schwingungen. Veröffentl. d. Reichsanst. f. Erdbebenforschung in Jena, Heft 34, S. 73 (1938).

schwankungen umgewandelt werden. Die Röhre dient also nur als Umformerröhre. Die verwendete Elektrometerröhre T 113 (AEG, Fabrikat Osram) zeichnet sich durch besonders hohe Isolation des Steuergitters aus. Auch der Widerstand, über den durch eine Gitterbatterie der Arbeitspunkt auf die Mitte der Röhrencharakteristik eingestellt wird, ist so gewählt (Größenordnung $10^{10} - 10^{11}$ Ohm), daß bei gleichzeitiger Verwendung eines Trockenmittels die Zeitkonstante der Anordnung auch die einwandfreie Wiedergabe von Frequenzen bis etwa 1 Hertz gewährleistet. Zum Kleinhalten der Kapazität werden die Röhre und der Hochohmwiderrstand mit im Meßkörper untergebracht. Der Anodenruhestrom wird durch eine Kompensationsschaltung vom Registriergalvanometer ferngehalten.

Als piezoelektrische Kristalle kommen Quarz und Seignettesalz in Betracht. Turmalin scheidet wegen seines hohen Preises aus.

Man kann die träge Masse zur Erzeugung der beschleunigungsproportionalen Ladungsschwankungen auf verschiedenartige Kristallelemente wirken lassen:

1. auf einzelne Kristallstäbe oder -platten,
2. auf einen Kristallbieger,
3. auf einen auf Torsion zu beanspruchenden Quarzhohlzylinder, dessen Achse in Richtung der optischen Achse verläuft*).

Außerdem sind bei den beiden ersten Typen verschiedene Orientierungen der Einzelstäbe gegen die Kristallachsen möglich.

Quarz weist besonders gute elektrische und mechanische Eigenschaften auf.

Eine Quarzplatte, die in der üblichen Weise ausgeschnitten ist und in Richtung der *elektrischen* Achse beansprucht wird, ergibt bei der vorliegenden Schaltanordnung nur mit großer träger Masse eine genügend hohe Beschleunigungsempfindlichkeit. Bei 10 aufeinandergesetzten und elektrisch parallel geschalteten Quarzwürfeln von der Kantenlänge 1 cm benötigt man eine Masse von 10 kg, um eine relative Beschleunigungsempfindlichkeit von $2 \cdot 10^{-5}$ zu erhalten. Die Eigenfrequenz des Systems Masse-Kristallsäule liegt dabei bei 450 Hertz.

Die Verhältnisse liegen bei Beanspruchung eines Quarzstabes in Richtung der *neutralen Achse* wesentlich günstiger. Sind δ der piezoelektrische Modul, l , b , d die Kantenlängen des Stabes in Richtung der neutralen bzw. optischen bzw. elektrischen Achse, so wird durch den Druck P in Richtung der neutralen Achse auf den Flächen $l \cdot b$ bekanntlich die elektrische Ladungsmenge

$$q = \delta \cdot \frac{l}{d} \cdot P \dots \dots \dots (1)$$

erzeugt.

Unter der Voraussetzung, daß das verwendete Registriergalvanometer im Frequenzbereich von 1 bis 100 Hertz eine gleichbleibende Stromempfindlichkeit

*) E. R. Gibbs und Tsien Ling Chao, The production of electricity by torsion. Philos. Mag. 22, 311 (1936).

(horizontale Frequenzcharakteristik) besitzt, läßt sich die relative Beschleunigungsempfindlichkeit $\Delta g/g$ auf die Form bringen

$$\frac{\Delta g}{g} = \frac{c_1 \cdot b + c_2 \cdot d/l}{M} \dots \dots \dots (2)$$

Dabei sind M die träge Masse des Beschleunigungsmessers und c_1, c_2 Konstante, die durch den Piezomodul, die wirksame Dielektrizitätskonstante des Kristalls, die Steilheit der Elektrometerröhre, die Empfindlichkeit des Registriergalvanometers und die Summe der Kapazitäten des Röhrengitters und der Zuleitung

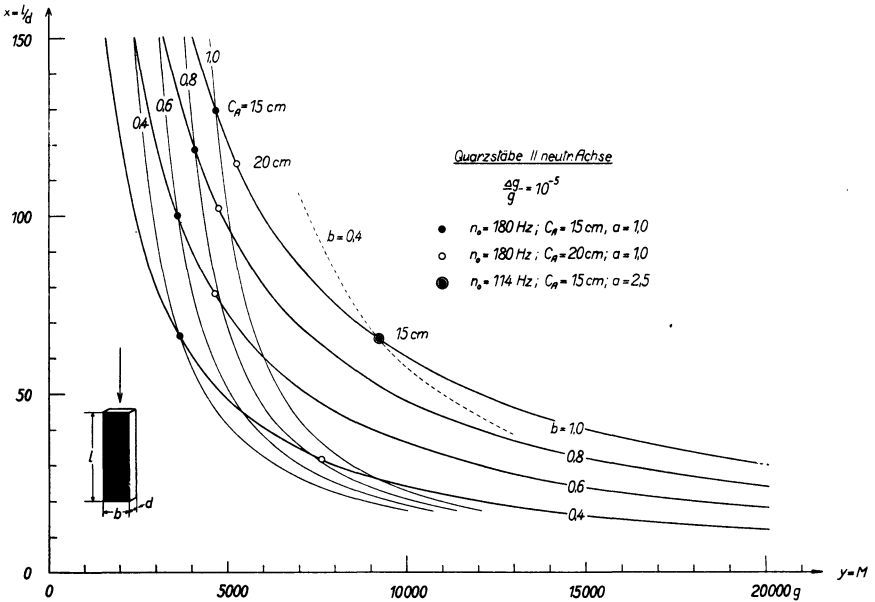


Fig. 1. Quarzstab parallel zur neutralen Achse

(etwa 15 cm) bestimmt werden. Die steiler verlaufenden Kurven in Fig. 1 stellen M als Funktion von l/d dar, wenn in Gleichung (2) $\frac{\Delta g}{g} = 10^{-5}$ gesetzt und die Stabbreite b als Parameter (0.4 bis 1.0 cm) angenommen wird. Bei dem Bestreben, die Masse M möglichst klein zu wählen, ist aber zu beachten, daß bei der dadurch notwendigen Erhöhung der Schlankheit des Stabes die Eigenfrequenz des Systems Masse-Kristallstab sinkt. Bei einem Beschleunigungsmesser (von den Maximalbeschleunigungsmessern und den mit automatischer Differentiation der Geschwindigkeit arbeitenden Geräten wird hier abgesehen) muß jedoch die Eigen-

frequenz höher liegen als die höchste zu messende Frequenz. Die Formel für den mit der Masse M belasteten Stab lautet

$$n_0 = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{E \cdot b \cdot d}{M \cdot l}} \dots \dots \dots (3)$$

wobei E der wirksame Elastizitätsmodul des Quarzes bedeutet. Setzt man die Eigenfrequenz n_0 zu 180 Hertz fest, so ergibt M als Funktion von l/d die zweite flachere Kurvenschar in Fig. 1; b ist Parameter. Die Schnittpunkte entsprechender Kurven beider Scharen liefern die Dimensionen des Stabes, bei dem mit kleinstmöglicher Masse M die relative Beschleunigungsempfindlichkeit von 10^{-5} erreicht wird und die Eigenfrequenz 180 Hertz beträgt. Demnach ist bei einem Quarzstab von der Breite $b = 0.4$ cm und einem l/d -Verhältnis von 66 eine Masse von $M = 3700$ g notwendig*).

Auch beim *Seignettesalz*, das zu niedrigem Preis erhältlich ist, sind zwei verschiedene Schnittrichtungen auf Eignung zum Bau eines hochempfindlichen Beschleunigungsmessers *ohne* Verstärker zu prüfen. Als Nachteil gegenüber Quarz sind zu nennen die Sprödigkeit, die große Feuchtigkeitsempfindlichkeit und der niedrige Schmelzpunkt des Kristalls.

Bei den *Seignettesalzstäben*, die *senkrecht* zur kristallographischen *a*-Achse ausgeschnitten sind, tritt dazu noch die Inkonstanz in elektrischer Beziehung, so daß so orientierte Stäbe für quantitative Messungen ungeeignet erscheinen. Da bei der benutzten Schaltung die Kapazität des Kristallelements möglichst klein sein muß, ist die Schnittrichtung senkrecht zur *a*-Achse trotz des um einige Zehnerpotenzen höher als bei Quarz liegenden Piezomoduls ungünstig, da die wirksame Dielektrizitätskonstante ebenfalls einen außergewöhnlich hohen Wert hat.

Bei *Seignettesalzstäben* *senkrecht* zur *b*-Achse treten jedoch bekanntlich diese elektrischen Anomalien nicht oder nur in ganz geringem Maße auf. Der Piezomodul, aber auch die Dielektrizitätskonstante sind wesentlich kleiner als in der anderen Richtung. Die den oben durchgeführten Überlegungen für Quarzstäbe parallel zur neutralen Achse analogen Betrachtungen zeigen, daß bei einer Stabbreite von 1.5 cm und einem l/d -Wert von 15 bereits mit einer Masse von etwa 2000 g bei Verwendung eines 10^{-6} Registriergalvanometers eine relative Beschleunigungsempfindlichkeit von 10^{-5} zu erreichen ist.

Kristallbieger bestehen bekanntlich aus zwei parallelen, längs ihrer Berührungsfläche, der neutralen Faser des Biegers, zusammengekitteten Kristallstäben oder -platten. Bei dem gebräuchlichsten Biegetyp haben die Kristallachsen (elektrische

*) Bei dem in der Reichsanstalt für Erdbebenforschung entwickelten Beschleunigungsmesser wird ein Stab von $b = 0.4$ cm, $l = 6$ cm, $d = 0.1$ cm mit einer 10-kg-Masse belastet. Die Empfindlichkeit wurde in Übereinstimmung mit der Theorie (vgl. Fig. 1) bei Verwendung eines Registrierinstruments der Stromempfindlichkeit $2.5 \cdot 10^{-6}$ zu 10^{-5} gefunden. Die Eigenfrequenz liegt jedoch nicht bei dem theoretischen Wert von 114 Hertz sondern bei 150 Hertz, da der von einer Bernsteinfassung gestützte Stab seitlich anliegt.

Achse bei Quarz, *a*- bzw. *b*-Achse bei Seignettesalz), senkrecht zu denen die Einzelstäbe ausgeschnitten sind, gleiche Richtung. Die beiden metallbelegten Außenflächen sind miteinander verbunden und bilden die eine Elektrode. Die gemeinsame, die neutrale Faser darstellende Fläche ist ebenfalls mit einer Belegung versehen und bildet die andere Elektrode.

Klemmt man den Bieger an einem Ende fest ein, so erzeugt der auf das freie Ende ausgeübte Druck *P* eine elektrostatische Ladung von*)

$$q = \frac{3}{4} \cdot \delta \cdot \left(\frac{l}{d}\right)^2 \cdot P \dots \dots \dots (4)$$

Dabei sind δ der piezoelektrische Modul in elst. Einh./dyn, *l* die Länge, $2d$ die Dicke des Biegers in cm, *P* die auf das Biegerende wirkende Kraft in Dyn.

Die relative Beschleunigungsempfindlichkeit hat danach die Form

$$\frac{\Delta g}{g} = \frac{c_3 \cdot (b \cdot l/d + c_4)}{\left(\frac{l}{d}\right)^2 \cdot M} \dots \dots \dots (5)$$

Die Konstanten c_3 und c_4 enthalten die gleichen Größen wie c_1 und c_2 in Gleichung (2).

Die Eigenfrequenz der einseitig eingespannten Doppelplatte mit der Eigenmasse *m* und der am anderen Ende wirkenden Punktmasse *M* ist gegeben durch die Beziehung**)

$$n_0^2 = \frac{1}{16 \cdot \pi^2} \cdot \left(\frac{2d}{l}\right)^3 \cdot \left(\frac{b \cdot E}{\frac{m}{4.1} + M}\right) \dots \dots \dots (6)$$

Dabei ist *E* der Elastizitätsmodul in CGS-Einheiten.

Analog wie oben durchgeführte Berechnungen führen zu folgenden Ergebnissen:

a) *Quarzbieger*. Während man für eine relative Beschleunigungsempfindlichkeit von 10^{-4} mit einer Masse *M* von 60 bis 80 g auskommt (Eigenfrequenz 180 Hertz),

erfordert $\frac{\Delta g}{g} = 10^{-5}$ eine Masse von mindestens 6000 g.

b) *Seignettesalzbieger*. Sind die Einzelstäbe des Biegers senkrecht zur *a*-Achse ausgeschnitten, so läßt sich aus dem gleichen Grunde wie beim Einzelstab senkrecht *a* ($\epsilon_a \sim 10^3$) keine hohe Empfindlichkeit ohne Verstärker erreichen.

Beim Seignettesalzbieger, dessen Einzelstäbe senkrecht zur *b*-Achse ausgeschnitten sind (die Längsrichtung der Stäbe halbiert den Winkel zwischen *a*-

*) A. de Gramont und D. Beretzki, Sur la génération d'ondes acoustiques au moyen de quartz piézoélectrique. C. R. Paris **202**, 1229 (1936).

) Bei Berücksichtigung der endlichen Ausdehnung und damit des Trägheitsmoments der Masse *M* ergeben sich zwei Eigenfrequenzen des Biegers*), der gewissermaßen einen piezoelektrischen Blattfederseismographen darstellt.

***) M. Rössiger, Beitrag zur Theorie des Blattfederseismographen. Zeitschr. f. Geophys. **8**, 470 (1932).

und c -Achse) liefert eine träge Masse $M = 100$ g eine relative Empfindlichkeit von etwa $3 \cdot 10^{-5}$ ($l/d = 12$, $b = 1$ cm).

Durch Torsion eines *Quarzhohlzylinders* kann unter den hier gemachten Voraussetzungen keine hohe Beschleunigungsempfindlichkeit erreicht werden.

Die für seismische Aufschlußarbeiten notwendige Beschleunigungsempfindlichkeit von der Größenordnung 10^{-5} wird also erzielt mit einem in Richtung der neutralen Achse beanspruchten Quarzstab oder mit einem Seignettesalzstab senkrecht zur b -Achse. Ein Seignettesalzbieger senkrecht zur b -Achse liefert zwar eine etwas niedrigere Beschleunigungsempfindlichkeit, bietet aber den Vorteil, daß der Meßkörper wesentlich einfacher aufgebaut und wegen der erforderlichen geringen Masse M bedeutend kleiner und leichter ist.

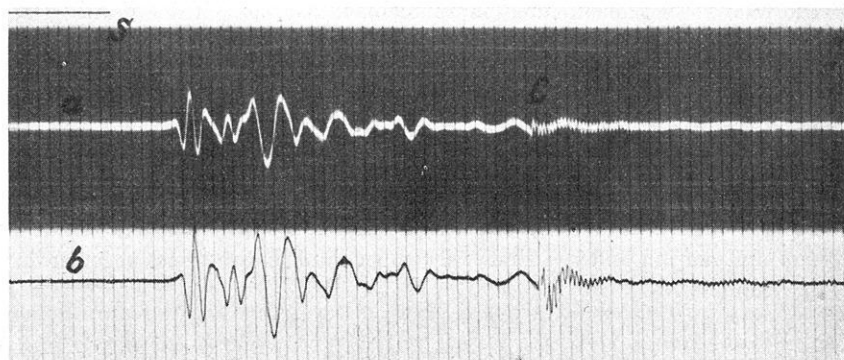


Fig. 2. Gleichzeitige Registrierung eines 285 m entfernten Schusses mit einem Quarzstab- (b) und einem Biegerbeschleunigungsmesser (a). S Schußmoment, L Luftschalleinsatz, Zeitmarkenabstand $\frac{1}{50}$ sec

Fig. 2 zeigt die gleichzeitige Registrierung eines Sprengschusses auf Kalkboden aus 285 m Entfernung mit einem Quarzstab- und einem Biegerbeschleunigungsmesser. Trotzdem die Registrierung mit zwei verschiedenen Galvanometern (Zeissches Schleifengalvanometer bzw. Tauchspulgalvanometer nach O. Meißer) erfolgte, ist die genaue Übereinstimmung beider Kurven unverkennbar und damit einwandfreies Arbeiten auch des auf dem Biegerprinzip beruhenden Apparates erwiesen.

Nähere Einzelheiten insbesondere auch über die auf Grund dieser Untersuchungen entwickelten Beschleunigungsmesser sind einer anderen Veröffentlichung des Verfassers zu entnehmen*).

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung.

*) A. Herrmann, Piezoelektrische Beschleunigungsmesser hoher Empfindlichkeit ohne Verstärker. Veröff. d. Reichsanst. f. Erdbebenforschung in Jena, Heft 34, S. 25 (1938).

Die Anwendung der seismischen Reflexionsmethode zur Untersuchung von Salzstöcken im Harzvorland

Von **Fr. Trappe***) und **L. Ruprecht** — (Mit 3 Abbildungen)

Die Untersuchung des Salzstockvorlandes sowie der präkretazischen, tiefen Abgrenzung der Salzstockflanken hat gegenwärtig im nördlichen Harzvorlande wegen des Ansetzens von Bohrungen für die Auffindung von Erzlagerstätten erhöhtes Interesse. Reflexionsseismische Untersuchungen können hier die Lagerungsverhältnisse bis zu großen Tiefen verfolgen und sind daher als Ergänzung zu anderen geophysikalischen Messungen in einer Reihe von Profilen an den Rändern von Salzstöcken angesetzt worden.

Die besonderen geologischen Verhältnisse des Gebietes bedingen einige Erschwerungen, auf die hingewiesen sei. Das geologische Profil zeigt von der Oberfläche an eine häufige Wechsellagerung von verfestigten und weniger verfestigten Horizonten. Es können daher nicht so gute Reflexionsseismogramme erwartet werden wie z. B. in dem Falle eines mächtigen, wenig verfestigten Deckgebirges (Tertiär) über harten Kalken (z. B. der Oberkreide). Im Harzvorlande tritt daher in den Seismogrammen eine beträchtliche Zahl von Reflexionseinsätzen auf und es kann daher nicht ein so gut gegliedertes Seismogramm erwartet werden wie in dem vorerwähnten Falle.

Die von Ort zu Ort stark wechselnde Mächtigkeit der quartären Bedeckung stellt eine weitere Erschwerung reflexionsseismischer Arbeiten im Harzvorlande dar. Diese Ungleichförmigkeit äußert sich in den Reflexionsseismogrammen durch die sehr unruhige Lage der ersten Refraktionseinsätze. Fig. 1 gibt hierfür ein Beispiel. In dem unteren Teil der Figur ist ein Reflexionsseismogramm mit acht Seismogrammlinien dargestellt. Die Seismographen stehen in 325 bis 500 m Entfernung vom Schußbohrloch in gleichmäßigen Abständen von 25 m. Die ersten Einsätze sind durch Pfeile markiert. Um ihre Zeitlage noch klarer hervortreten zu lassen, sind sie im linken Teil des weißen Ausschnittes noch einmal wiederholt. In der Fortsetzung des Seismogrammes findet sich bei der ungefähren Zeit 1.1 sec eine sehr unregelmäßig einsetzende Reflexion, die aber als solche auf allen Linien erkennbar ist. Die Zeitlage dieser Reflexion ist auf dem rechten Teil des weißen Ausschnittes noch einmal wiederholt. Man erkennt in dieser Darstellung eine gewisse Parallelität in der unregelmäßigen Zeitlage der ersten Einsätze und der Reflexionsaufzeichnung. Die Ungleichförmigkeit der quartären Bedeckung wirkt sich also erheblich in der Qualität der Reflexionsaufzeichnung aus. — Um die notwendigen Korrekturen zu ermitteln, sind die Aufstellungspunkte der acht Seismographen durch eine kurze Refraktionslinie in beiden Richtungen unterschossen worden, diese Laufzeitkurven sind unmittelbar über der Reflexions-

*) Vorgetragen von Fr. Trappe auf der Jenaer Tagung am 20. Oktober 1938.

aufzeichnung dargestellt worden. Man erkennt auch hier die sehr unregelmäßige Form. — Die übrigen Laufzeitkurven in der oberen Darstellung von Fig. 1 zeigen die profilmäßige Verfolgung der ersten Einsätze der benachbarten Aufstellungen (Maßstab im Original: 100 m = 5 cm, $\frac{1}{10}$ sec = 5 cm). Die Darstellung läßt ersehen, daß es sich hier um einen sehr unregelmäßigen Profilteil handelt. In derartigen Teilgebieten erfordert die Ermittlung der notwendigen Korrekturen oft mehr Geländearbeit, als die eigentlichen Reflexionsaufzeichnungen.

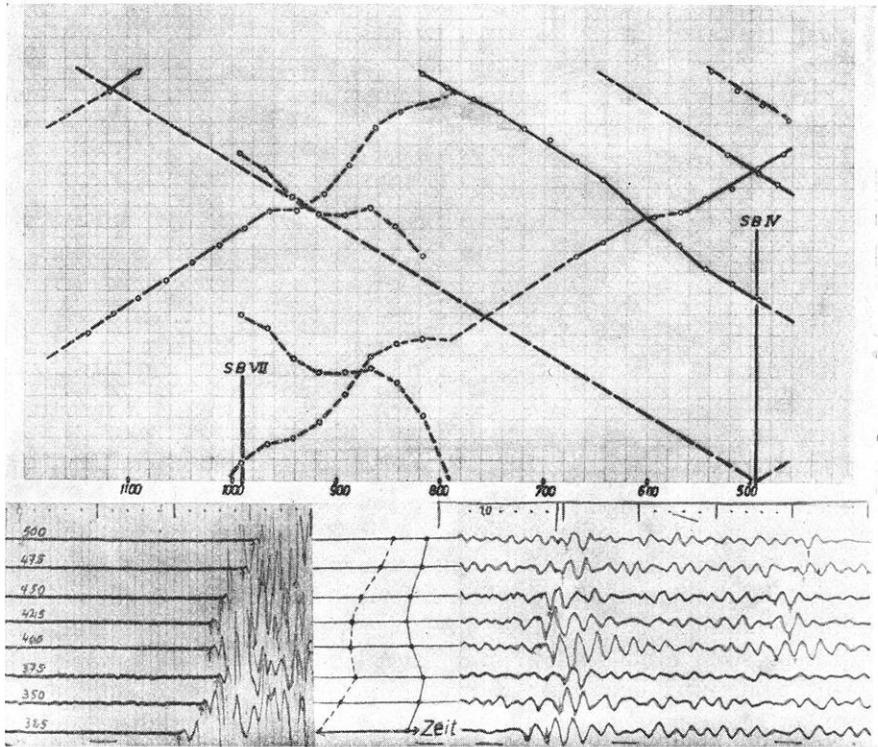


Fig. 1

Der Einfluß ungleichmäßiger quartärer Bedeckung auf das Reflexionsseismogramm

Die Seismogramme der Fig. 2 sind in einem oberflächlich sehr viel gleichmäßigeren Profilteil im westlichen Vorland des Salzstocks von Flachstöckheim erhalten worden. Entsprechend ist auch die Qualität der Reflexionen weit besser. Die unteren beiden Seismogramme zeigen die Seismographenaufstellung von 150 bis 450 m westsüdwestlich von Schußbohrloch B 6 (vgl. Fig. 3), die beiden oberen Seismogramme zeigen die Aufstellung 150 bis 450 m ostnordöstlich von B 6. Alle vier Seismogramme sind hauptsächlich für die Aufzeichnung tiefer Reflexionen geschossen worden und daher für die Aufzeichnung unter 1 sec überladen. Man

erkennt das gruppenartige Auftreten von Reflexionen und ersieht weiter, daß die Ausbildung einer Reflexion sehr von der Registrierentfernung abhängt.

In Fig. 3 ist die profilmäßige Darstellung der Ergebnisse in einem Profil an der Westflanke des Salzstocks von Flachstöckheim gezeigt. Hierbei sei ausdrücklich bemerkt, daß die reflexionsseismische Messung sich auf die Einzeichnung der reflektierenden Elemente des Untergrundes beschränkt. Die geologischen Einzeichnungen benutzen den Anschluß der Messungen an die vor Beginn der Untersuchungen schon niedergebrachte Bohrung Gr. Mahner 2 und geben der Messung eine Deutung, die im Einklang mit Aufschlüssen in der weiteren Umgebung des Profils ist.

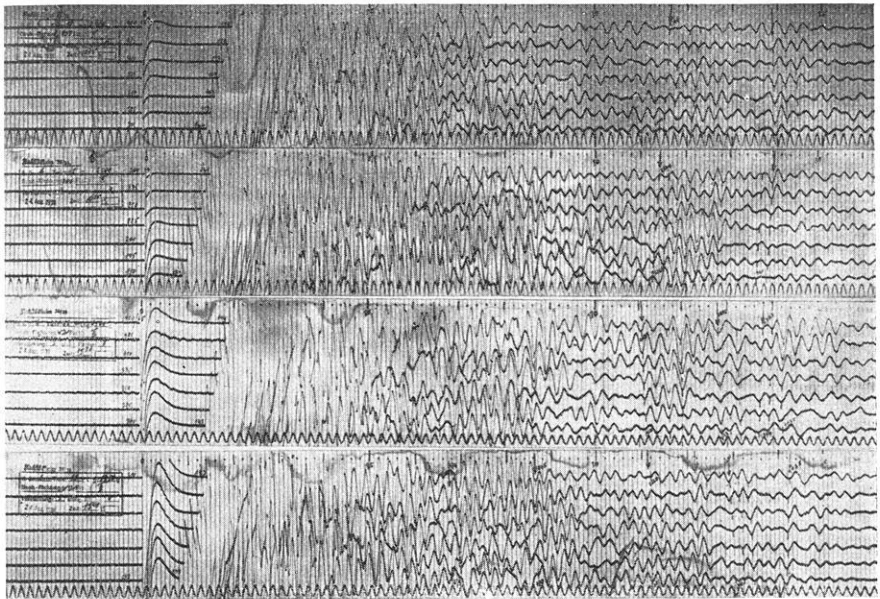


Fig. 2. Reflexionsseismogramme an der Westflanke des Salzstocks von Flachstöckheim

Das Profil zeigt das Vorliegen einer Randmulde im Vorland des Salzstocks etwa in dem Raume unter B 19 und B 7. Ein durchgehender reflexionsseismischer Horizont läßt sich in der Tiefenlage der Plänerkalke verfolgen. Refraktionsseismische Messungen erfassen hier einen wesentlich höheren Horizont der Pläner als tiefsten nachweisbaren Horizont. Die tiefere präkretazische Begrenzung des Salzstocks läßt sich reflexionsseismisch nur indirekt dadurch ermitteln, daß in dem von dem Salzstock im Untergrunde eingenommenen Raum keine Reflexionen auftreten. Die eingezeichnete Lage der tiefen Salzstockflanke kann daher nur mit einiger Annäherung gelten. — Die Geschwindigkeitsannahmen für die tieferen Horizonte beruhen auf Erfahrungswerten. Daher verliert die Tiefenbestimmung und, wegen der vielfachen Brechungen der Strahlenwege,

auch die Neigungsbestimmung mit zunehmender Tiefe an Genauigkeit. Die Darstellung der Lagerungsverhältnisse, die für weitere Aufschlußarbeiten wichtig ist, kann jedoch als verlässlich betrachtet werden.

Nach Abschluß der Untersuchung wurde in der Nähe von S. B. 6 eine Tiefbohrung (Gr. Mahner 7) niedergebracht. Diese Tiefbohrung erreichte die Neokom-

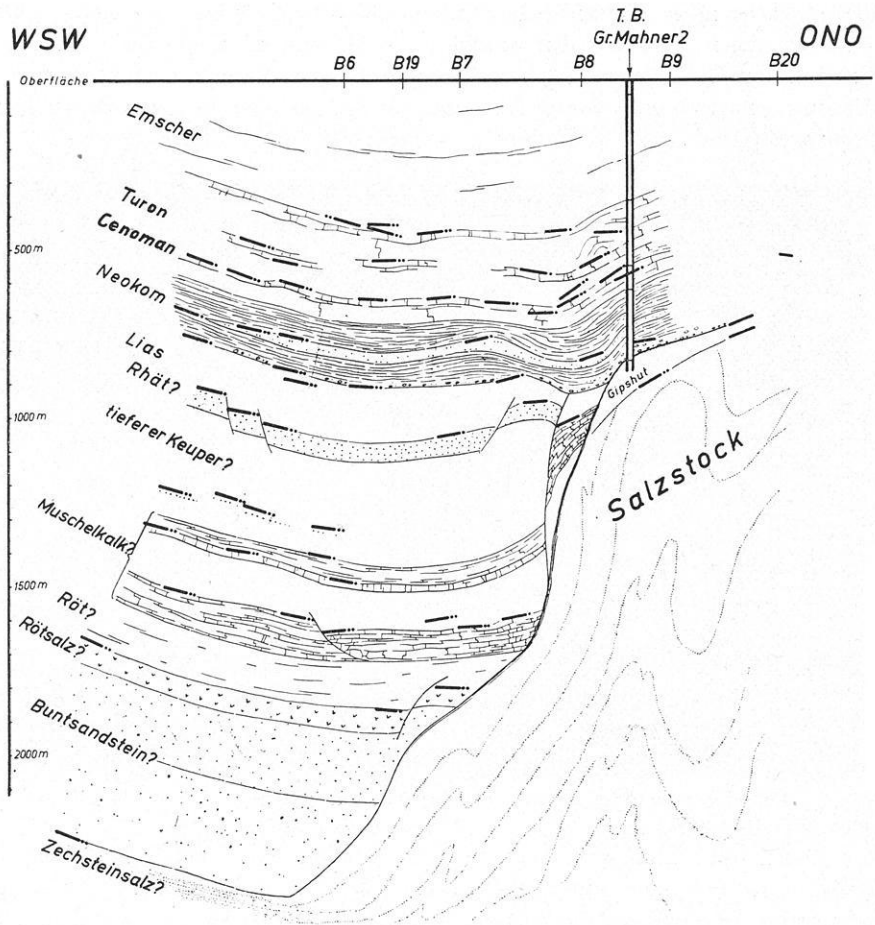


Fig. 3. Reflexionsseismisches Profil an der Westflanke des Salzstocks von Flachstöckheim

basis bei 889 m, während aus der reflexionsseismischen Untersuchung eine ungefähre Tiefe von 905 m hervorgeht. Die Angaben des Profils wurden also hier bestätigt.

Die vorliegende Untersuchung ist im Rahmen der Zusammenarbeit zwischen dem Büro des Herrn Staatssekretärs Keppel und den Reichswerken Hermann Göring von der Gesellschaft für praktische Lagerstättenforschung Berlin W 8 ausgeführt worden. Den vorgenannten Stellen danken wir für die Genehmigung zur Veröffentlichung.

Zur absoluten Schweremessung

Von O. Meißer, Jena. — (Mit 3 Abbildungen.)

Für die Genauigkeitssteigerung der absoluten g -Messung wird ein zweiteiliges Pendel vorgeschlagen, bei dem die Schneide durch ein neuartiges Rollgelenk ersetzt ist. Von dem Rollgelenk werden einige Eigenschaften mitgeteilt.

Heute ist man mit neuzeitlichen Gravimetern in der Lage, auf gewisse Entfernungen bereits eine Genauigkeit von $\pm 1/10$ mgal zu erreichen. Die bisher ausgeführten absoluten Schweremessungen aber geben trotz der äußersten Sorgfalt mit ihrem mittleren Fehler von etwa ± 3 mgal, ihren z. T. physikalisch bedeutend größeren Streuungen der Einzelmessungen und der entsprechenden Gruppenmittel sowohl in sich meßtechnisch als auch hinsichtlich des absoluten Betrages der Schwere g , die in den verschiedenen Ländern z. Z. kaum einen einwandfrei sicheren Vergleich unter 10^{-5} zulassen dürfte, ein wenig befriedigendes Bild. Der letzte Umstand rührt daher, daß auch relative Pendelmessungen trotz der jetzt bei weitem ausreichenden Zeitgenauigkeit für ihre letzte Genauigkeit noch statistische Arbeitsweisen benutzen müssen, da eine Einzelmessung zunächst abgesehen von äußeren Einflüssen trotz der „invariablen“ Pendel wegen der „Pendelsprünge“ nicht immer die erforderliche innere Pendelkonstanz bei größeren Entfernungen aufweist. Ein wesentlicher Teil dieser Fehlerquellen rührt von der Schneide her, deren Radius formal geometrisch gesprochen nicht die erforderliche Konstanz aufweist wie überhaupt physikalisch gesehen es umgekehrt erstaunlich ist, daß die technische Schneide soweit noch die gestellten theoretischen Anforderungen bei diesen äußersten Präzisionsmessungen erfüllt.

Für eine absolute Schwerebestimmung ist laut Definition eine Zeit- und Längenmessung nötig. Mit Rücksicht auf eine sehr genaue Längenangabe verdient das Reversionspendel wohl auch heute noch den Vorzug. Um allgemein die Fehler durch die Schneide, so wie sie erkannt sind, zu vermeiden, kann man grundsätzlich das Reversionspendel aus zwei Teilen aufbauen: dem kleinen Pendel (I) mit einem völlig neuartigen Gelenkmechanismus *ohne* Schneide und dem eigentlichen Reversionspendel (II). Die Aufgabe besteht aus folgenden zwei Betrachtungen: a) Die Auswertformel für g aus den Daten eines solchen zusammengesetzten Pendels zu berechnen und b) einen neuen Gelenkmechanismus anzugeben, der über die Leistungen einer Schneide hinaus auch noch weitere Vorteile bieten soll. Dabei sind die Angaben unter b) auch unter ihrer besonderen Anwendung auf invariable Pendel, Uhrenpendel und nicht zuletzt auf sonstige waageartige physikalische und geophysikalische Instrumente zu betrachten.

a) Die Halbschwingungsdauer T_0 eines Pendels für sehr kleine Amplituden (β) ist allgemein gegeben durch

$$T_0 = \pi \cdot \sqrt{\frac{k^2 + s^2}{g(f + s)}} = \pi \cdot \sqrt{\frac{L}{g}} \dots \dots \dots (1)$$

wobei bedeuten soll:

- k Trägheitsradius des Gesamtpendels bezogen auf den Schwerpunkt.
- q_i Trägheitsradius der Teilmassen bezogen auf ihren eigenen Schwerpunkt.
- s Abstand Schwerpunkt—Pol in der Ruhelage ($\beta = 0$).
- s_i Abstand Einzelschwerpunkt—Pol.
- f Abstandsgröße, die durch den Rollmechanismus des Gelenks bestimmt wird.
- M Pendelmasse, $M = m_1 + m_2 + \dots$.
- m_i Teilmassen.

Weist das System eine dem Ausschlagwinkel proportionale Direktionskraft auf, so vergrößert oder verkleinert sich g entsprechend. Der Zähler $(k^2 + s^2) \cdot M$ ist das gesamte Trägheitsmoment bezogen auf den Pol in der Ruhelage und ist durch die q_i , s_i und m_i bestimmt.

Das Pendel bestehe gemäß Fig. 1 aus dem Gelenkpendel I und dem anzuhängenden eigentlichen Reversionspendelkörper II. Die entsprechenden Beziehungen sind nach Fig. 1 für die beiden Lagen s_{21} und s_{22} (s_{2i} , $i = 1, 2$).

Der Einfachheit halber ist der Abstand ϵ vom Drehpunkt für $\beta = 0$ eingeführt, damit in die Endformeln die Gesamtlänge $l = s_{21} + s_{22}$ eingeht. Für

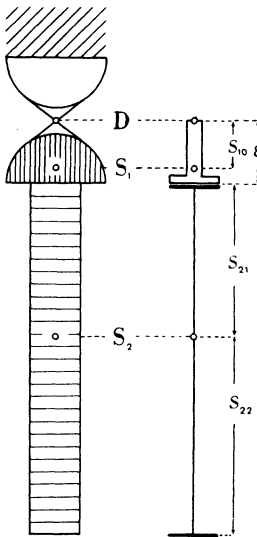


Fig. 1. Zusammengesetztes Reversionspendel.

S_1 Schwerpunkt des Pendelkörpers I, ||

S_2 Schwerpunkt des Pendelkörpers II, ≡

D Pol in der Ruhelage

ϵ Abstand der jeweiligen Endfläche des Pendelkörpers II von D

Bezeichnung	Pendelkörper I	Pendelkörper II	Gesamtpendel
Masse	m_1	m_2	$M = m_1 + m_2$
Trägheitsradius	q_1	q_2	$k_i^2 = \frac{1}{M} \left\{ q_1^2 \cdot m_1 + q_2^2 \cdot m_2 + \frac{m_1 \cdot m_2}{M} \cdot (s_{2i} + \epsilon - s_{10})^2 \right\}$
Abstand: Drehpunkt ($\beta = 0$) — Schwerpunkt	s_{10}	$s_{21} + \epsilon$ bzw. $s_{22} + \epsilon$	$s_i = \frac{1}{M} \{ m_1 \cdot s_{10} + (s_{2i} + \epsilon) \cdot m_2 \}$

die beiden umgekehrten Lagen erhält man die reduzierten Pendellängen L_1 und L_2 , wenn die Endflächen von II entsprechend an I befestigt werden:

$$L_1 = \frac{q_1^2 \cdot \frac{m_1}{M} + q_3^2 \cdot \frac{m_2}{M} + s_{10}^2 \cdot \frac{m_1}{M} + (s_{21} + \varepsilon)^2 \cdot \frac{m_2}{M}}{f + s_{10} \cdot \frac{m_1}{M} + (s_{21} + \varepsilon) \cdot \frac{m_2}{M}} \dots \dots \dots (2)$$

$$L_2 = \frac{q_1^2 \cdot \frac{m_1}{M} + q_3^2 \cdot \frac{m_2}{M} + s_{10}^2 \cdot \frac{m_1}{M} + (s_{22} + \varepsilon)^2 \cdot \frac{m_2}{M}}{f + s_{10} \cdot \frac{m_1}{M} + (s_{22} + \varepsilon) \cdot \frac{m_2}{M}} \dots \dots \dots (3)$$

Die entsprechenden Halbschwingungen T_1, T_2 sind fast gleich, daher

$$\Delta L = (L_2 - L_1) \ll \frac{L_1 + L_2}{2}.$$

Bekanntlich erhält man durch Subtraktion von (2) und (3)

$$L_1 = \underbrace{s_{21} + s_{22}}_l + 2\varepsilon + \frac{L_2 - L_1}{s_{21} - s_{23}} \cdot \left\{ s_{23} + \varepsilon + f \cdot \frac{M}{m_2} + s_{10} \cdot \frac{m_1}{m_2} \right\} \dots \dots (4)$$

und daraus

$$g = \frac{\pi^2}{T_1^2} \cdot (l + 2\varepsilon) \cdot \frac{1}{1 + \frac{(T_1 - T_2)(T_1 + T_2)}{T_1^2} \cdot \frac{s_{22} + \varepsilon + f \cdot \frac{M}{m_2} + s_{10} \cdot \frac{m_1}{m_2}}{s_{21} - s_{22}}} \dots (5)$$

Das Korrektionsglied mit $(T_1 - T_2)$ läßt sich experimentell hinreichend klein halten, so daß dieses zusammengesetzte Pendel in erster Näherung wie ein gewöhnliches Reversionspendel wirkt. Wesentlich schwieriger ist die genaue Erfassung der Größe 2ε . Will man ε nicht aus der geometrischen Lage des Pols bei gegebenen Abmessungen eines Rollgelenkes bestimmen — eine Genauigkeit von $1/2 \mu$ wäre denkbar —, so besteht eine andere Methode darin, daß man an dem Gelenkpendel I Probekörper $m_3 (q_3, s_3)$ so anbringt, daß der Schwerpunkt über die Anlagefläche zu liegen kommt. Unter Verwendung verschiedener solcher homogener Probekörper läßt sich die kleine Größe ε in Verbindung mit dem genäherten Schwerewert g genügend genau bestimmen. Die jeweilige Befestigung der einzelnen Körper II bzw. III erfordert gut geschliffene Endflächen zum „Ansprengen“ und sorgfältige Überlegungen für eine auch sonst „starre“ Befestigung.

b) Schon das ältere und neuerdings betont das jetzige Schrifttum über die Schneide als „Achse“ bei Drehbewegungen hat sowohl experimentell wie theoretisch weitgehend vom formal geometrischen Standpunkt den Schneideneinfluß auf die Schwingungsdauer eines Pendels erklärt. Fast gar nicht ist dabei aber der Einfluß der Hertzschen Deformationskräfte in der Auflage in Betracht gezogen. Dieser

Einfluß geht sowohl geometrisch wie energetisch in $T(\beta)$ ein. Schließlich haben aber diese überaus interessanten Arbeiten keine ausgesprochenen Konstruktionsmöglichkeiten erbracht, die noch auftretenden unerwünschten, zwar erklärten Einflüsse und Unsicherheiten der Schneide bequem zu beseitigen. Das Wirken einer Schneide ist geometrisch betrachtet ein reiner Rollvorgang. Ein Ersatz durch eine Blattfeder oder ein Kreuzfedergelenk scheidet hier wegen der zusätzlichen Direktionskraft aus, da eine gewisse Steifigkeit stets vorhanden sein muß. Vom Kreuzfedergelenk kommt man geometrisch auf das ebene Gelenkviereck. Will man eine zu große Biegebeanspruchung der Fäden z. B. in den vier Eckpunkten

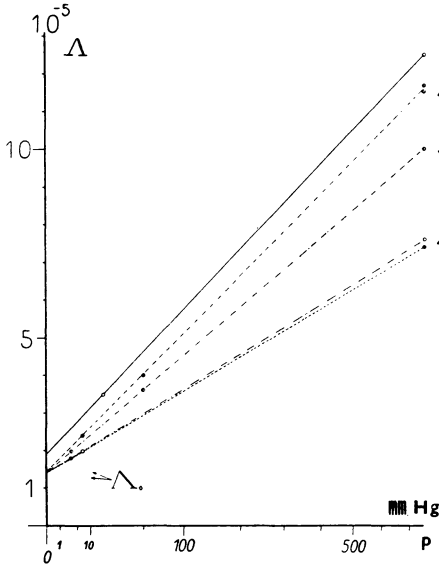


Fig. 2.

Logarithmisches Dekrement Δ von Sterneckpendeln bei verschiedenen Drucken p .

Kurve 1: Schneide, Pendelgewicht etwa 1.2 kg
 Kurve 2—4: Rollgelenk, Pendelgewicht 1.05 (2), 1.2 (3) und 3.5 (4) kg bei verschiedenen (2, 4) Bändern

beanspruchung erhält man — wie zu erwarten ist — für jede Banddicke einen günstigsten Zylinderradius für ein kleinstes Dekrement.

In Fig. 2 sind für ein Sterneckpendel mit Schneide (1.2 kg), ein Sterneckpendel mit 1.05/1.2 und 3.5 kg für verschiedene Bänder die logarithmischen Dekremente zur Ermittlung der Gelenkreibung im Vakuum bei verschiedenen Drucken aufgetragen. Aus dieser Darstellung ergibt sich, daß — auch von

vermeiden, wird man sie über vorgegebene Flächen zwangsführen*). So kommt man von selbst zu einem reinen Rollvorgang ohne elastische Überbeanspruchungen und schädliche elastische Direktionskräfte. Gegenüber einer mathematischen Schneide hat man es hier nicht mehr mit einem „festen“ Drehpunkt, sondern mit einer Polbahn zu tun, die man je nach dem Zweck entsprechend gestalten kann.

Im einfachsten Falle besteht das Rollgelenk aus zwei Zylindern, die so durch dünne Bänder verbunden sind, daß man aus den Zwangsbedingungen heraus als Ersatz ein ebenes Abrollen zweier Kreise auf- oder ineinander erhält. In Fig. 1 ist der Aufriß eines solchen Gelenkes gezeigt.

Verglichen mit einer Schneide an einem Sterneckhalbsekundenpendel wurde das logarithmische Dekrement Δ gemessen**). Aus der Betrachtung des Rollweges des Bandes und der Banddicke im Hinblick auf seine Biege-

*) Wertvolle Anregungen verdanke ich hierbei Herrn Prof. Dr.-Ing. e. h. W. Bauersfeld, Jena.

***) Siehe O. Meißer, Zeitschr. f. Geophys. 9, 87 (1933).

Schuler*) gefunden — das bei Schneidenpendeln *durchaus übliche* Schneidende-
dekrement etwa $2 \cdot 10^{-5}$ beträgt. Unsere Pendelmessungen zeigten öfters ein
Ansteigen der anfangs kleinen Dekremente mit der Zeit. Demgegenüber ergeben
die obigen Rollgelenke bei günstiger Wahl der Zylinderdurchmesser und Band-
dicken ein dem Schneidende- (A_0) entsprechendes Dekrement von etwa
 $1.5 \cdot 10^{-5}$. Dieser Wert ist auch unabhängig von dem Pendelgewicht. Die Beob-
achtungen (A_0) zeigten eine bei unseren Schneiden nicht immer vorhandene Re-
produzierbarkeit und waren auch deshalb überlegen.

Eine weitere Anwendung kann man von der „Minimumbedingung“ machen,
die von Wilsing und Schuler zur Erhöhung der Invariabilität eingeführt worden
ist. Bedeuten x, y die Koordinaten des Pendelschwerpunktes in einem recht-
winkligen Koordinatensystem und sind sie als Funktion von dem Neigungswinkel β
(Ausschlagswinkel) des Pendels gegen die Vertikale (y) dargestellt, so kann man
die Halbschwingung darstellen als

$$T = 2 \int_0^{\beta_0} d\beta \cdot \sqrt{\frac{k^2 + \left(\frac{dx}{d\beta}\right)^2 + \left(\frac{dy}{d\beta}\right)^2}{2g[y(\beta) - y(\beta_0)]}}$$

$$= T_0 \cdot \left\{ 1 + \beta_0^2 \cdot \left[\frac{x_0^I \cdot x_0^{III} + y_0^{II^2}}{4A} - \frac{1}{16} \cdot \frac{y_0^{IV}}{y_0^{II}} \right] + \dots \right\}^{**)} \dots (6)$$

oder nach der Pendelamplitude β_0 entwickeln. Während bei dem Schneiden-
pendel die Invariabilitätsbedingung $\frac{\partial T_0}{\partial s} = 0$ nur ein Verrücken der Schneide
in ihrer Wirkung auf T verringert, kann man hier direkt den Einfluß einer Band-
länge durch Zerlegung der Zylinder in drei oder vier über eine entsprechende
Bildung der Differentialquotienten $\left(\frac{\partial T}{\partial c}, \frac{\partial^2 T}{\partial c^2}\right)$ von T weitgehend ausschalten und
das Minimum in T auch durch Bandlängenänderungen experimentell ermitteln.
Schließlich bestehen auch genügend Freiheiten, um die übliche Amplituden-
korrektur zum Verschwinden zu bringen, die bei Schneidenpendeln bereits
erhebliche Schwierigkeiten bereitet, auf den üblichen Betrag $\frac{\beta_0^2}{16} \cdot T_0$ zu bringen.

In Fig. 3 ist die Amplitudenkorrektur für ein Zweizylindergelenkpendel in
Sterneckform (a) gemessen — sie muß theoretisch stets $< \frac{\beta_0^2}{16} \cdot T_0$ bleiben —. Um
die Kompensation der Amplitudenkorrektur zu zeigen, wurden bei einem Vier-
zylinderrollgelenk (b) die Bandlängen verändert und für die einzelnen Zylinder-

*) Siehe H. Gockel und M. Schuler, ZS. f. Phys. **109**, 442 (1938) und A. Scheibe,
ebenda **110**, 660 (1938).

***) $T_0 = \pi \cdot \sqrt{\frac{k^2 + x_0^{I^2}}{-g \cdot y_0^{II}}}$, $A = k^2 + x_0^{I^2}$.

abstände c die entsprechenden Kurven aufgenommen. Die einzelnen völlig unkorrigierten Kurven zeigen — wie die Theorie fordert — zunächst eine Überkompensation und für $c = 2.34$ mm bis $\beta_0 = 3^\circ$ eine Unabhängigkeit von dem quadratischen Glied in $T(\beta_0)$.

Die Frage der zeitlichen Konstanz des Gelenks ist noch nicht geprüft, doch kann man aus der Nullpunktssicherheit bei Waagesystemen und der Dekrement-

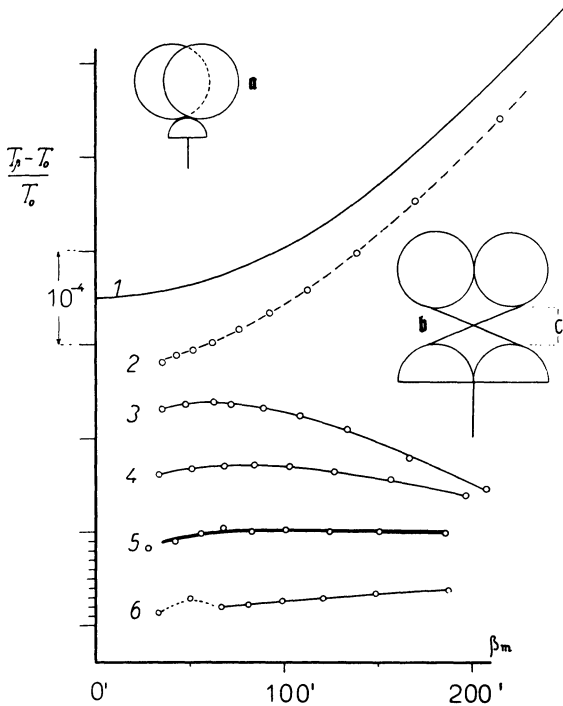


Fig. 3. Relative Änderung der Sterneckpendelhalbschwingung $(T_\beta - T_0)/T_0$ in Abhängigkeit vom Ausschlagwinkel β_m für ein theoretisches Kreispendel (1), ein Rollgelenkpendel gemäß *a* (2) und gemäß *b* (3 — 6) für die Abstände c

- $c = 2.19$ mm für Kurve 3 (überkompensiert)
- $c = 2.30$ mm „ „ 4 (überkompensiert)
- $c = 2.34$ mm „ „ 5 (richtig)
- $c = 2.42$ mm „ „ 6 (unterkompensiert)

konstanz ein günstiges Ergebnis erwarten. Im Gegensatz zur Schneide eröffnet die Auswahl besonderer Polbahnen weitgehende Anwendungsmöglichkeiten, wovon die angeführten Beispiele eine Vorstellung geben und zur Anwendung obiger Gesichtspunkte auch bei neuen absoluten Schwermessungen anregen sollen.

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung.

Zur Isostasiefrage

Von **Karl Jung**, Potsdam.

1. Die Vermessung des Schwerfeldes ist in den letzten Jahren so weit fortgeschritten, daß es möglich wird, die Abweichungen vom isostatischen Gleichgewicht genauer zu untersuchen und die Kräfte zu erforschen, die außer dem Ausgleichsbestreben wirksam sind. Hierzu wird es notwendig sein, daß man die Untersuchung des Schwimmzustandes der Erdkruste auf eine physikalisch einwandfreie Grundlage stellt.

Die üblichen isostatischen Reduktionen sind nicht ganz exakt. Man vernachlässigt im allgemeinen die Geoidundulationen und reduziert unter Annahmen über die Massenverteilung, die nur ungefähr dem Schwimmgleichgewicht der Erdkruste entsprechen.

Die Berücksichtigung der Geoidgestalt ist ohne weiteres möglich, sowie genug gleichmäßig über die Erde verteilte Schwerewerte zur Bestimmung des Geoids vorliegen. Eine exakte Massenreduktion muß so ausgeführt werden, daß sich das Potential der Kompensationsmassen von dem der topographischen Massen auf der Ausgleichsfläche nur um eine Konstante unterscheidet. Hierbei kann die Bedingung der Gleichheit von topographischer Masse und Kompensationsmasse eingehalten werden; es ist jedoch nicht mehr möglich, die ganze Kompensationsmasse jeweils genau unter der entsprechenden topographischen Masse anzubringen. Die Kompensationsmasse muß in bestimmter Weise seitlich verteilt werden. Die Grundlagen und Probleme einer solchen „vollständig isostatischen“ Massenreduktion sind bereits ausführlich dargestellt worden. Es wurde auch bereits abgeschätzt, daß erhebliche Unterschiede im Vergleich zu den üblichen isostatischen Reduktionen herauskommen können, wenn man die Kompensationsmassen bei der vollständig isostatischen Reduktion in denselben Tiefen anbringt wie bei den üblichen Reduktionen*).

2. Sehr wichtig sind die „Bemerkungen“ von Th. Niethammer**). Hierin wird gezeigt, daß man die üblichen isostatischen Reduktionsverfahren mit großer Annäherung auch als „vollständig isostatische“ Reduktionen auffassen kann. Dann haben die auf übliche Weise verteilten Kompensationsmassen keine stoffliche Realität, sondern sind mathematische Vertreter der wirklichen Kompensationsmassen, die, im Sinne der „vollständig isostatischen“ Reduktion verteilt, jeweils in etwa der halben Tiefe liegen.

Dieses Ergebnis ist sehr zu begrüßen. Man kann sich zunächst mit den bisherigen Reduktionsverfahren weiter behelfen und hat Zeit, sorgfältig zu prüfen,

*) Karl Jung: Über vollständig isostatische Reduktion. Zeitschr. f. Geophys. 14, 27—44 (1938).

***) Th. Niethammer: Bemerkungen zum Artikel von Karl Jung: Über vollständig isostatische Reduktion. Ebenda 14, 119—122 (1938).

wie weit man mit ihnen auskommen kann, ehe man die mühsame Berechnung neuer Reduktionstabellen vorbereitet und durchführt.

3. Das Problem ist jedoch noch nicht gelöst. Halbe Kompensationstiefen bedeuten doppelte Kompensationsdichten. Man ist daher gezwungen, etwa die doppelten Dichteunterschiede zwischen Sial und Sima anzunehmen als bisher, wenn man die bisherigen Reduktionen als „vollständig isostatische“ Reduktionen deuten will.

Der Dichteunterschied zwischen Sial und Sima ist nicht sicher bekannt. Die meisten Abschätzungen liegen zwischen 0.3 und 0.8, vielfach wird aber schon 0.6 als reichlich hoch bezeichnet. Man kann hiernach nur diejenigen der üblichen isostatischen Reduktionsverfahren als „vollständig isostatische“ verwenden, denen Dichteunterschiede von 0.15 bis 0.3, allenfalls 0.4, zugrunde liegen. Vielbenutzte Verfahren mit Dichteunterschieden von 0.6 fallen dann aus, weil ihrer neuen Deutung der sehr hohe Dichteunterschied 1.2 entsprechen würde. Gegen die halben Kompensationstiefen dürften kaum Bedenken zu erheben sein, denn die Untersuchung von Nahbeben hat in den letzten Jahren gezeigt, daß man die Erdkrustendicke wahrscheinlich allgemein zu groß angenommen hat*).

Zugunsten der üblichen isostatischen Reduktionsverfahren — auch in ihrer neuen Deutung — kann man anführen, daß ihre Kompensationstiefen mit Ausgleichungen oder ähnlichen Betrachtungen bestimmt wurden und daher eine besonders hohe Wahrscheinlichkeit besitzen sollten. Diese Methoden sind einwandfrei, solange man annehmen kann, daß die isostatischen Schwereanomalien wie zufällige Fehler verteilt sind. Sie mögen auch mangels besserer Verfahren heute noch die einzigen sein, die ohne Willkür zu Ergebnissen führen. Sie sind aber nur mathematisch begründet, und es fragt sich, ob ihnen angesichts der gemessenen großräumigen Schwereanomalien und der aus den Schwereanomalien ersichtlichen, wahrscheinlich systematischen Anisostasien von Kontinenten und Ozeanen eine physikalische Realität zuerkannt werden kann**).

*) Deshalb hat W. Heiskanen neue isostatische Tabellen für die Reduktion nach Airy berechnet, bei denen die dem Meeresniveau entsprechende Erdkrustendicke zu 20 km angesetzt wurde. Als Dichteunterschied ist 0.6 angenommen (New isostatic tables for the reduction of gravity values calculated on the basis of Airy's hypothesis. Helsinki 1938. Im Druck). Für die Überlassung eines Korrekturabzuges vor der Veröffentlichung bin ich Herrn Prof. Heiskanen zu Dank verpflichtet. Ebenso für Korrekturabzüge der folgenden, im Druck befindlichen Arbeiten: a) W. Heiskanen: Investigations on the gravity formula. Helsinki 1938. b) V. Erola: On the gravity anomalies in the neighbourhood of Ferghana Basin in Middle Asia. Helsinki 1938. In a) wird nachgewiesen, daß die internationale Schwereformel noch nicht abänderungsbedürftig ist, und es zeigt sich, daß das dreiachsige Erdellipsoid nach den Schwere-messungen der Südhalbkugel wesentlich anders aussieht als das aus den Schwere-werten der Nordhalbkugel berechnete. In b) wird gezeigt, daß das Schwereminimum in Zentralasien auch nach verschiedenen isostatischen Reduktionen mit beträchtlichen Werten erhalten bleibt.

**) Ähnlich äußert sich auch R. Schwinner: Das Problem der Isostasie. Geologische Rundschau 29, Heft 1/2 (1938).

4. Ausgeprägte Schwereanomalien bleiben in ihren großen Zügen erhalten, einerlei nach welcher isostatischen oder angenähert isostatischen Methode man reduziert, und es werden die qualitativen Folgerungen über die Massenverteilung, die man aus ihnen ableiten kann, unabhängig von den Einzelheiten der Reduktionsmethode ihre Gültigkeit haben. Hiermit sind aber die Schweremessungen nicht voll ausgewertet. Sie sind in verschiedenen Gebieten der Erde schon jetzt so genau und so zahlreich, daß sie zu quantitativen Berechnungen über die Massen-anomalien und die an den Erdkrustenschollen angreifenden Kräfte geeignet sind. Solche Untersuchungen sind jedoch erst möglich, wenn Ausgleichstiefen und Dichteunterschiede mit einiger Sicherheit bekannt sind.

Schon wegen der bekannten mathematischen Vieldeutigkeit der Massenbestimmung aus dem Schwerfeld können die Schweremessungen allein nicht dazu ausreichen, Ausgleichstiefen und Dichteunterschiede zu bestimmen. Sie reichen auch dann noch nicht aus, wenn man die üblichen, stark schematisierenden Annahmen über die Form der Ausgleichsfläche einführt. Bei den bisherigen Bestimmungen hat man den Beobachtungswerten das Ausgleichsprinzip beigefügt. Nur Heiskanen greift bei einer seiner Reduktionen auf Ergebnisse der Erdbebenkunde zurück*). Auf diesem Wege wird man am ehesten weiter kommen; aber auch nur dann, wenn es gelingt, Angaben über die möglichen und wahrscheinlichen Dichteunterschiede zu erhalten, ohne bei ihrer Ableitung die Schwerewerte zu benutzen.

Über die Bestimmung der Gravimeterkonstante bei einem frei hängenden Federsystem

Von **A. Graf**, Berlin-Friedenau. — (Mit 5 Abbildungen)

Es wird untersucht, wie genau und auf welche Weise der Skalenwert eines nichtastasierten Gravimeters mit frei hängender Feder physikalisch bestimmt werden kann. Der auf solche Weise ermittelte Eichwert wurde auf einer Pendeleichstrecke nachgeprüft und bestätigt.

An die Genauigkeit der Bestimmung des Eichwertes eines Gravimeters werden nur geringe Anforderungen gestellt, wenn es sich um Schweremessungen lokaler Natur im ebenen Gelände handelt, beispielsweise um die Vermessung eines Salzdomes oder einer anderen, nur wenige Kilometer ausgedehnten Struktur. In solchen Fällen genügt die Angabe des Skalenwertes auf einige Prozent. Anders sieht es aber aus, wenn bei Regionaluntersuchungen, besonders im Gelände mit starkem Höhenunterschied, auf ± 0.1 mgl genau Schwerkräftsmessungen verlangt

*) W. Heiskanen: Die Erdkrustendicke nach den Schwereanomalien. Zeitschr. f. Geophys. 3, 217 (1927); Handb. d. Geophys. 1, 915.

werden. Dann setzt sich nämlich der Fehler einer Messung aus zwei Teilen zusammen, dem inneren Fehler des Meßinstrumentes und dem äußeren Fehler des ungenügend genau bestimmten Eichwertes. Beide Fehler sind insofern voneinander abhängig, als es sinnlos ist, den äußeren Fehler weitgehend herabzudrücken, wenn der innere es nicht gestattet. Umgekehrt ist es zweckmäßig und notwendig, den äußeren Fehler zu verkleinern, wenn der innere sehr gering ist, da erst dann die große Meßgenauigkeit eines Gerätes voll ausgenutzt wird.

Bei regionalen Landesvermessungen wird angestrebt, daß keine der Hauptstationen einen größeren Fehler als ± 1 mgI aufweist. In Deutschland würde das heißen, daß eine Schweredifferenz von rund 1000 mgI auf 1 mgI genau gemessen werden, also der Skalenwert auf $10^0/_{00}$ bekannt sein muß, wenn man sich lediglich auf Gravimetermessungen stützen will.

Diese Forderung ist für astasierte Geräte nur schwer erfüllbar; denn einerseits ist der Eichwert nicht über den ganzen Meßbereich konstant, sondern hängt vom Meßausschlag selbst ab, andererseits kann er physikalisch überhaupt nicht direkt mit der erwähnten Genauigkeit bestimmt werden. Es geht nämlich im Nenner des Ausdrucks, der die Empfindlichkeit angibt:

$$dx = f \left(\frac{A}{N' - N} \right) dg$$

stets eine Differenz zweier Größen ein, die nahezu Null werden soll — denn erst dann tritt der Fall der Astasierung ein. Nimmt man beispielsweise an:

$$N' - N = 1 - 0.999 = 0.001,$$

so würde eine Genauigkeitsangabe des Ausdrucks $f \left(\frac{A}{N' - N} \right)$, also der Gravimeterkonstante, auf $10^0/_{00}$ heißen, daß N' und N auf 10^{-6} ihrer Größe ermittelt werden müssen, was physikalisch nicht möglich ist. N' und N enthalten Dimensionsangaben, den Elastizitätskoeffizienten, die Masse usw. der Feder, also Größen, deren gleichmäßige Verteilung auf die ganze Federlänge gar nicht in einem so hohen Maße gewährleistet werden kann.

Man ist bei astasierten Geräten daher auf eine indirekte Bestimmung des Skalenwertes angewiesen, etwa auf eine Eichung an Punkten bekannter Schwere oder bekanntem Höhenunterschied oder durch Veränderung des Luftdruckes. Erstere Methoden sind physikalisch nicht ganz einwandfrei, da sie ja als bekannt voraussetzen, was eigentlich erst überprüft werden soll, letztere aus verschiedenen Gründen höchstens auf 1% genau. [Adiabatische Abkühlung beim Evakuieren, Kondensieren von Wasserdampf, Auftreten von Oberflächenkräften an der Feder*]).

Erheblich einfacher und genauer ist die Ermittlung der Gravimeterkonstante bei einem nichtastasierten Gerät, insbesondere bei einem Gravimeter mit einem

*) Nach Diskussionsbemerkungen von Thomaschek und Schleusner.

frei hängenden Federsystem nach Fig. 1 (Askania-Gravimeter nach Graf). In diesem Falle gilt streng für den Federhub einer Schraubenfeder mit beliebiger Vorspannung

$$x = g \left(FM + \int_0^l m f \left(\frac{l-y}{l} \right) dy \right) \dots \dots \dots (1)$$

wobei x den gesamten Hub einschließlich der Vorspannung, g die Schwerebeschleunigung, F die Federkonstante der ganzen Feder, M die am unteren freien Federende hängende Masse, m die Masse eines beliebigen Federelementes, l die gesamte Länge der Feder (ungewickelt), f die Federkonstante eines

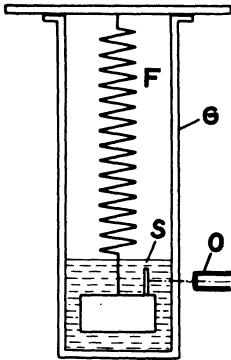


Fig. 1. Glasgefäß mit Feder und Masse, wobei nur die Masse dem Auftrieb unterworfen wird

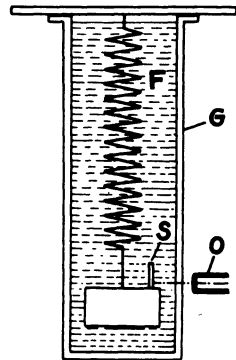


Fig. 2. Glasgefäß mit Feder und Masse, wobei sowohl Feder wie Masse dem Auftrieb unterworfen sind

Federelementes mit der Länge dy und der Masse m an der Stelle y bedeuten. Sind m und f über die ganze Federlänge konstant, so gilt die von Thomaschek abgeleitete Beziehung:

$$x = g \cdot F \left(M + \frac{M'}{2} \right) \dots \dots \dots (2)$$

hierbei stellt M' die Masse der Feder dar. Bei gut gewickelten Federn aus einer sauber erschmolzenen Metallegierung ist m und f praktisch so gleichmäßig, daß mit der Masse $M + \frac{M'}{2}$ gerechnet werden darf, wenn 1⁰/₁₀₀ Genauigkeit für den Skalenwert gefordert wird.

Es ist dann

$$dx = dg \cdot F \left(M + \frac{M'}{2} \right),$$

und wenn m' die Masse eines kleinen Eichgewichtes ist,

$$\frac{\Delta x}{x} = \frac{m'}{M + \frac{M'}{2}} = \frac{dg}{g} \dots \dots \dots (3)$$

Da g auf $1^0/_{00}$ bekannt ist und Massen mit einem geeichten Gewichtssatz ohne Schwierigkeit auf $1^0/_{00}$ bestimmbar sind, so ist es eine Arbeit von wenigen Minuten, die Gravimeterkonstante bei der hier behandelten Type mit einer Genauigkeit zu bekommen, wie sie von astasierten Geräten niemals erreichbar ist.

Es kann nun der Fall eintreten, daß eine Feder in bezug auf m und f nicht homogen ist. Man erkennt dies daran, daß sich ein Unterschied in der Konstante ergibt, wenn man die Feder einmal mit dem einen und dann mit dem anderen Federende aufhängt. Um den genauen Skalenwert zu ermitteln, muß dann der Wert des Integrals

$$\int_0^l m f \left(\frac{l-y}{l} \right) dy$$

experimentell bestimmt werden. Dies geschieht dadurch, daß man m und f qualitativ denselben Einwirkungen aussetzt, die bei einer Änderung des Schwerfeldes auftreten, beispielsweise durch Veränderung des Auftriebes.

Befestigt man die Masse M an einem dünnen Faden an der Feder F und füllt das Glasgefäß G in Fig. 1 mit einer Flüssigkeit der Dichte δ bis zum unteren Federende, so gilt nach (1)

$$x' = g \left[FM \left(1 - \frac{\delta}{\delta_M} \right) + \int_0^l m f \left(\frac{l-y}{l} \right) dy \right].$$

Gießt man nun die Flüssigkeit nach, bis das Glas voll ist, so erhält man (Fig. 2):

$$x'' = g \left[FM \left(1 - \frac{\delta}{\delta_M} \right) + \left(1 - \frac{\delta}{\delta_m} \right) \int_0^l m f \left(\frac{l-y}{l} \right) dy \right].$$

Beobachtet man $x'' - x' = \Delta x''$ vermittels eines Ablesemikroskops 0 und einer Skala S , so folgt das gesuchte Integral

$$\int_0^l m f \left(\frac{l-y}{l} \right) dy = \frac{\delta_m \Delta x''}{\delta g}.$$

Beispiel: $x = 24$ cm, $M = 380$ g, $M' = 40$ g.

Dann ist $\frac{M'}{2}$, also der genauer zu ermittelnde Einfluß der Federmasse, 5% der Gesamtmasse. Bei einer Forderung von $1^0/_{00}$ für den Skalenwert braucht daher $\frac{FM}{2}$ nur auf 2% mit dem Integral

$$\int_0^l m f \left(\frac{l-y}{l} \right) dy$$

übereinzustimmen, oder letzteres braucht nur auf 2% genau bestimmt zu werden. Rechnung wie Beobachtung ergeben für $\Delta x''$ etwa 1.5 mm, also einen Betrag, der meßtechnisch unschwer auf 2%, also auf 30 μ genau gemessen werden kann.

Die beschriebene Methode gestattet demnach auch dann den Federeinfluß und damit den Skalenwert mit genügender Genauigkeit zu ermitteln, wenn die Feder unhomogen ist.

Als Bestätigung für die angegebene Methode soll noch kurz auf eine Überprüfung des Skalenwertes auf der Eichstrecke Harzburg—Torfhaus hingewiesen

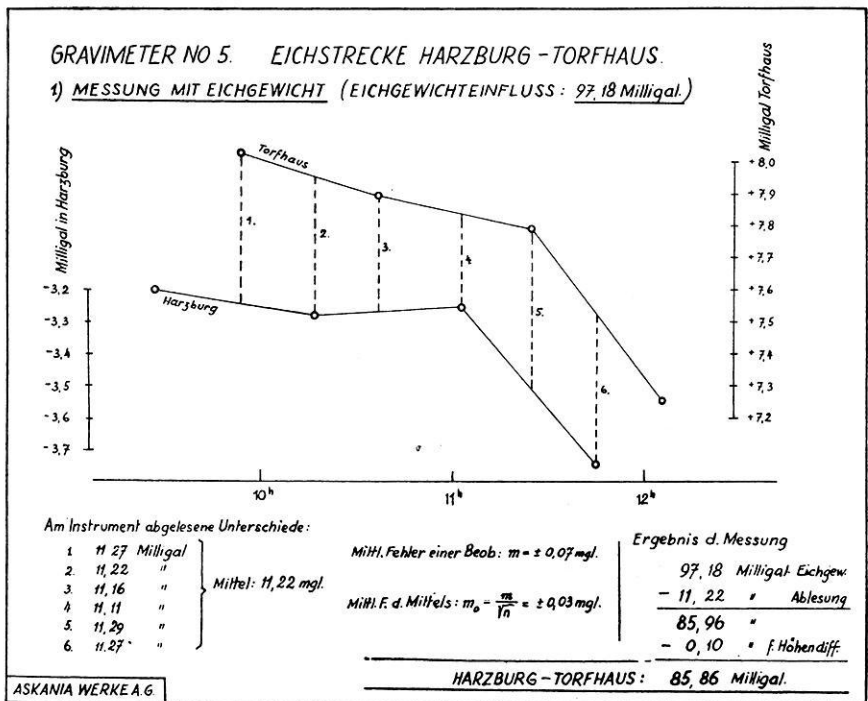


Fig. 3. Konstantenbestimmung auf der Eichstrecke Harzburg—Torfhaus unter Verwendung eines Eichgewichtes

werden. Die beiden Meßpunkte Harzburg und Torfhaus haben einen Höhenunterschied von etwa 500 m und liegen 12 km voneinander entfernt. Sie wurden durch zwei Pendelmeßtrupps des Geodätischen Instituts Potsdam unabhängig voneinander in je 6 Meßreihen vermessen. Der gemittelte Wert betrug 85.63 ± 0.2 mgl, die Schwankungen der Einzelwerte bis zu 2 mgl. Fig. 3 und 4 zeigen die direkten Gravimeterablesungen ohne Korrekturen. Es errechnet sich hieraus ein mittlerer Fehler einer Einzelbeobachtung zu ± 0.05 bzw. 0.075 mgl; die maximale Abweichung betrug 0.2 mgl. Die Gesamtmeßdauer ist aus dem Diagramm ersichtlich; sie betrug $5\frac{1}{2}$ Stunden gegenüber 4 Wochen für die Pendelmessungen.

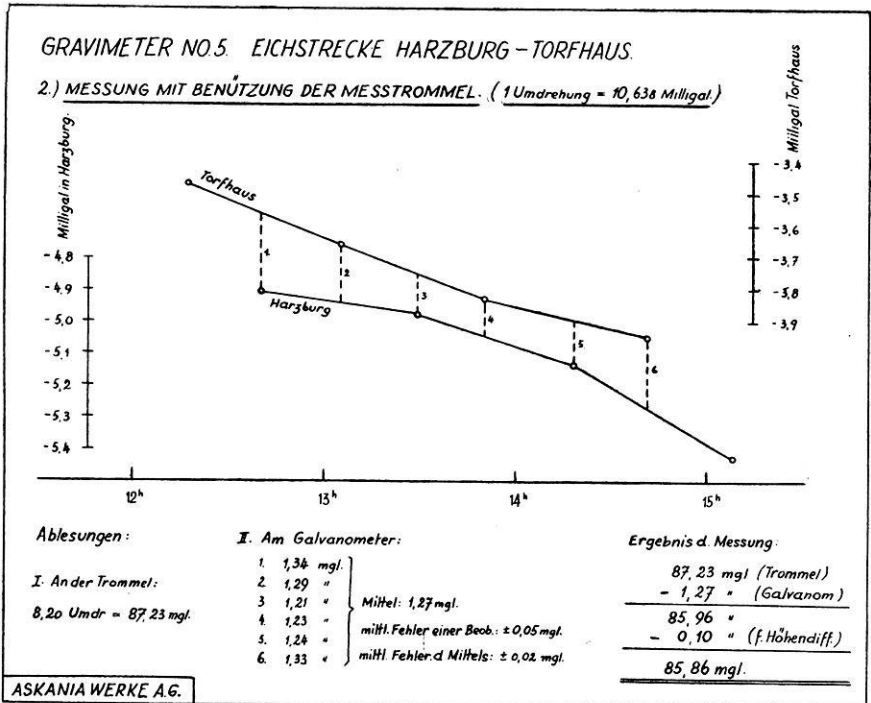


Fig. 4. Konstantenbestimmung auf der Eichstrecke Harzburg—Torfhaus unter Benutzung der Meßtrommel

Die physikalisch bestimmte Gravimeterkonstante ergab den Schwereunterschied zu 85.86 ± 0.06 mgl, oder wenn man einen Fehler der Skalenwertbestimmung von 1‰ zuläßt, zu 85.86 ± 0.15 mgl.

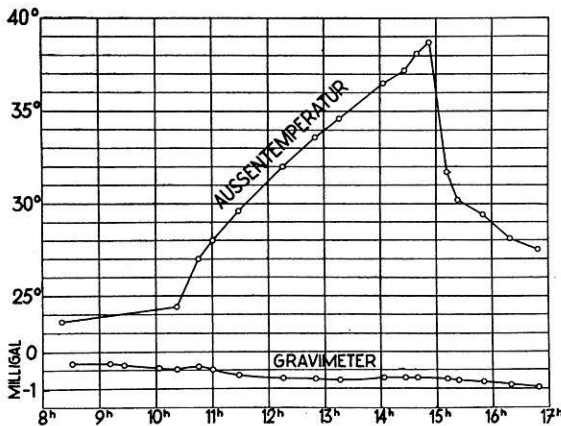


Fig. 5. Verhalten des Gravimeters mit einem Thermostaten bei starken Temperaturänderungen

Damit ist auch experimentell der Beweis erbracht, daß die Konstantenbestimmung der erwähnten Gravimeterart auf physikalischem Wege mit einer Genauigkeit durchführbar ist, die mindestens ebenso groß, wahrscheinlich aber größer ist, als sie auf einer Eichstrecke indirekt erzielt werden kann. Außerdem ist die physikalische Methode schneller, billiger und wissenschaftlich befriedigender.

Fig. 5 zeigt das Verhalten des Gravimeters bei starken Temperaturänderungen.

Zusammenfassung. Es wurde untersucht, wie genau und auf welche Weise der Eichwert eines nichtastasierten Gravimeters mit frei hängender Schraubenfeder physikalisch ermittelt werden kann. Der errechnete Wert wurde experimentell auf einer Pendeleichstrecke nachgeprüft und bestätigt.

Sommaire: Il s'agit de découvrir de quelle manière et de quel degré d'exactitude on peut déterminer par les méthodes de physique la valeur d'échelle d'un gravimètre sans astaticisme et qui est muni d'un ressort à suspension libre. Les indications de l'instrument ainsi que la valeur d'échelle furent examinées plus tard au moyen de mesures effectuées aux stations de pesanteur qui avaient été déterminées le plus précisément par deux équipes de mesures aux appareils à pendule différents de l'Institut de Géodésie à Potsdam. La distance entre les deux points d'examination est de 12 kilomètres, la différence en hauteur, de 500 mètres.

L'erreur maximum était, pour douze séries d'observations à pendule, de 2 mgl., l'erreur maximum pour les valeurs indiquées au gravimètre, de 0.18 mgl.

La différence de pesanteur déterminée à l'aide des observations à pendule était de 85.6 ± 0.2 mgl., la différence obtenue par les mesures au gravimètre de 85.8 ± 0.06 mgl.

Summary: It is investigated in which way and how accurately the scale-value of a gravimeter without astacism and designed with a freely suspended spring can be physically determined. The readings of the instrument and the scale-value were later-on checked by measuring on gravitational stations which were very exactly determined by two different pendulum-parties of the Geodetic Institution of Potsdam. The distance between the two check-points is 12 Kilometers = 7,5 miles; the difference in height is 500 meters = appr. 1500 feet.

The maximum error of twelve series of pendulum-observations was 2 mgal; the maximum error of the gravimeter-readings was 0.18 mgal.

The gravitational difference as determined by the pendulum observations was 85.6 ± 0.2 mgal, the difference obtained by the gravity-meter was 85.8 ± 0.06 mgal.

Dichtebestimmung im anstehenden Gestein durch Messung der Schwerebeschleunigung in verschiedenen Tiefen unter Tage

Von **Heinrich Jung**, Clausthal. — (Mit 1 Abbildung)

Im Wilhelmsschacht bei Clausthal wurde versucht, durch Schweremessungen mit dem Thyssen-Gravimeter das natürliche Raumgewicht des anstehenden Gesteins zu bestimmen. Das Ergebnis dieser Untersuchungen wird mitgeteilt. Die durch Schweremessungen ermittelten Dichten stimmen befriedigend überein mit den Ergebnissen von Vergleichsmessungen an Gesteinshandstücken, die den Strecken unter Tage entnommen wurden.

Einleitung. Auf die Schwierigkeiten, die der Ermittlung des natürlichen Raumgewichts von Gesteinen durch Dichte- und Porositätsbestimmungen an Handstücken im Wege stehen, wurde schon mehrfach hingewiesen*), und es liegt nahe, nach einem Wege zu suchen, der diese Schwierigkeiten umgeht. Am geeignetsten dürfte wohl ein Verfahren sein, bei dem eine Entnahme von Handstücken nicht notwendig ist und die Dichtebestimmung im anstehenden Gestein selbst vorgenommen werden kann. Hierfür kommt die Messung der Schwerebeschleunigung in verschiedenen Tiefen unter Tage in Betracht. Wenn es nämlich gelingt, andere Störungsursachen auszuschalten oder wenigstens mit genügender Genauigkeit in Rechnung zu setzen, so läßt sich aus dem Unterschied der Schwerebeschleunigung unmittelbar über und unter einer Gesteinsplatte das mittlere natürliche Raumgewicht dieser Schicht bestimmen. Selbstverständlich wird dieser Weg wegen der vielfachen Störungsmöglichkeiten nur unter besonders günstigen Umständen Aussicht auf Erfolg haben. Wenn aber solche vorliegen, ist es durchaus möglich, zu einem brauchbaren Ergebnis zu kommen. Im folgenden soll über einen derartigen Versuch berichtet werden.

Der Gedanke, Schweremessungen in verschiedenen Tiefen zur Bestimmung von Gesteinsdichten zu verwenden, ist nicht neu. So hat z. B. kürzlich H. Lorenz**) ältere Pendelmessungen von Airy in Durham (England) und von v. Sterneck in Příbram (Böhmen), die diese jeweils an der Erdoberfläche und unter Tage in 383 m bzw. 972 m Tiefe durchgeführt haben, zu einer Abschätzung der Dichte der obersten Gesteinshülle verwendet. Daß ähnliche Versuche zur Bestimmung örtlicher Gesteinsdichten vorgenommen wurden, ist mir jedoch nicht bekannt, abgesehen von gelegentlichen Drehwaagemessungen unter Tage in Salzbergwerken, die allerdings einem anderen Zweck dienen, nämlich der Aufsuchung von Einschlüssen***). Wie dort genügend hervorgehoben wird,

*) Z. B. von H. Reich (Angewandte Geophysik für Bergleute und Geologen) und neuerdings von F. Breyer (Dichtebestimmungen an Gesteinen aus deutschen Erdölgebieten [Beitr. z. angew. Geophys. 7, 245ff. (1938)]).

**) Zeitschr. f. Geophys. 14, 142ff. (1938).

***) Z. B. A. Birnbaum (Kali 1924), O. Meisser u. F. Wolf [Zeitschr. f. Geophys. 6, 13ff. (1930)].

macht sich bei solchen Drehwaagemessungen die Wirkung der Grubenhohlräume in der Nähe des Instruments sehr störend bemerkbar. Außerdem ist die Deutung der Meßergebnisse mitunter schwierig.

Bei Messungen der Schwerebeschleunigung hingegen spielt die Wirkung der Grubenbaue keine Rolle, falls man sich nicht unmittelbar über oder unter einem größeren Hohlraum befindet oder in nächster Nähe des Förderschachtes mißt. Sind überdies im Meßgebiet keine bedeutenderen Einschlüsse von erheblich abweichender Dichte vorhanden, so dürfte einer Bestimmung des natürlichen Raumgewichts im anstehenden Gestein keine wesentliche Schwierigkeit entgegenstehen, falls die Schweremessungen mit genügender Genauigkeit durchgeführt werden können.

Theorie. Sieht man zunächst von der Erdkrümmung und der Unebenheit der Geländeoberfläche ab, setzt man überdies waagerechte Schichtung voraus, so gilt für die Schwerebeschleunigung $g_{(h)}$ in der Tiefe h unter der Erdoberfläche:

$$g_{(h)} = g_{(0)} + \frac{\partial g}{\partial h} \cdot h - 4\pi\kappa \cdot \sum_0^h \delta\eta = g_{(0)} + \frac{\partial g}{\partial h} \cdot h - 4\pi\kappa \delta_{m(0,h)} \cdot h.$$

Hierin ist:

- $g_{(0)}$ die Schwerebeschleunigung an der Erdoberfläche senkrecht über dem Meßpunkt unter Tage,
- κ die Gravitationskonstante,
- $\delta_{m(0,h)}$ das mittlere natürliche Raumgewicht der Gesteinsplatte zwischen der Oberfläche und der Tiefe h ,
- δ, η Dichte und Dicke einer Gesteinsbank zwischen den beiden Beobachtungsorten.

Man erhält somit das mittlere Raumgewicht aus

$$\delta_{m(0,h)} = \frac{1}{4\pi\kappa h} \cdot \left(g_{(h)} - g_{(0)} - \frac{\partial g}{\partial h} \cdot h \right).$$

Das letzte Glied in der Klammer stellt die Freiluftreduktion dar. Eine Breitenkorrektur ist hier nicht erforderlich. Ist die Geländeoberfläche nicht eben, so ist vorher an den gemessenen Schwerewerten eine Geländekorrektur anzubringen.

Für eine Gesteinsplatte zwischen den Tiefen h_1 und h_2 ergibt sich in gleicher Weise:

$$\delta_{m(h_1, h_2)} = \frac{1}{4\pi\kappa \cdot (h_2 - h_1)} \cdot \left(g_{(h_2)} - g_{(h_1)} - \frac{\partial g}{\partial h} \cdot (h_2 - h_1) \right).$$

Meßgelände und Ergebnis der Schweremessungen. Die Messungen wurden ausgeführt im Grubengelände des Wilhelmsschachtes bei Clausthal. Das Gestein dort ist bis in größere Tiefen sehr gleichmäßig (Culm-Grauwacke mit Schieferzwischenlagen), und störende Einschlüsse größeren Ausmaßes sind nicht bekannt.

Das nicht sehr starke Einfallen der Schichten soll bei diesem ersten Versuch nicht berücksichtigt werden. Für die Messungen erwies sich als günstig, daß die Grube stillgelegt ist und somit Betriebsstörungen nicht zu befürchten waren.

Die Schweremessungen wurden in dankenswerter Weise von der „Seismos“ G. m. b. H., Hannover, mit dem Thyssengravimeter durchgeführt. Es wurden vier Meßpunkte ausgewählt, und zwar sämtliche in 50 m Entfernung vom Schacht, so daß eine Gravitationswirkung des Schachthohlraums auf die Gravimeter nicht in Frage kommt. Punkt A befindet sich an der Erdoberfläche, B in 105.6 m, C in 255.1 m und D in 351.4 m Tiefe. Es gelang, die Punkte A, C und D senkrecht übereinander zu legen (größte seitliche Verschiebung 5 m), während der Punkt B um 27 m nach Süden und 40 m nach Osten verschoben ist. Die Anlage der Stollen unter Tage erlaubte keine größere Annäherung von B an die übrigen Punkte. Eine Breitenkorrektur ist wegen der Kleinheit der Südverschiebung nicht erforderlich.

Aus den Stollen unter Tage wurde außerdem je ein Gesteinshandstück entnommen und von diesem die Dichte durch Wägung in Luft und Wasser bestimmt. Von besonderen Vorsichtsmaßregeln wurde abgesehen, da diese Dichtebestimmungen nur zum Vergleich mit den Auswertungsergebnissen dienen sollten und auch die Handstücke nur angenähert als Vertreter der angetroffenen Schichten angesehen werden können.

Das Ergebnis der Schweremessungen und Dichtebestimmungen zeigt Tabelle 1.

Tabelle 1

Meßpunkt	Höhe über NN in m	h in m	$g - g_{(A)}$ in mgal	Dichte
A	560.0	0	0	—
B	454.4	105.6	+ 9.36 ± 0.12	2.73
C	304.9	255.1	+ 21.81 ± 0.23	2.66
D	208.6	351.4	+ 30.08 ± 0.27	2.68

Auswertung. a) *Geländekorrektion.* Das Gelände in der Umgebung des Wilhelmsschachtes entspricht in keiner Weise den einfachen, der Theorie zugrunde gelegten Verhältnissen. Zwar liegt Clausthal auf einer Hochfläche, deren Rand sich in etwa 10 km Entfernung befindet. Doch ist diese Hochfläche stark von Tälern zerschnitten. Der Wilhelmsschacht selbst liegt nahe einer Talsohle etwa 40 m unterhalb der Hochfläche. Das Meßgelände ist also in unmittelbarer Nähe von Hügeln umgeben. In weiterer Entfernung sind der Hochfläche Berge aufgesetzt, deren Wirkung bei der hier erforderlichen Genauigkeit nicht zu vernachlässigen ist (Bocksberg-Schalke zwischen Hahnenklee und dem Okertal, 700 bis 800 m hoch; Bruchberg-Acker, 800 bis 900 m; Brockenmassiv, über 1100 m). Von großem Einfluß auf die Geländereduktion erweisen sich überdies die ausgedehnten Flachländer, die dem Harz vorgelagert sind und die zum Teil tiefer liegen als der tiefste Beobachtungsort im Wilhelmsschacht. Die Meßpunkte befinden

sich also wohl im Innern des Harzblockes, aber keineswegs, wie es die Theorie voraussetzte, innerhalb des normalen Erdkörpers. Daher sind in diesem Falle umfangreichere Geländekorrekptionsrechnungen nicht zu umgehen. Dabei ergaben sich eine Reihe beachtlicher Einzelheiten, so daß es sich wohl lohnt, etwas ausführlicher hierauf einzugehen. Es sei jedoch ausdrücklich bemerkt, daß es sich in dem hier vorliegenden Fall um ein für die Geländereduktion außerordentlich ungünstiges Gelände handelt und daß sich in flacherem Gelände diese Korrektion erheblich einfacher gestaltet.

Bei der Vielgestaltigkeit des Geländes erwies es sich am geeignetsten, das Gebiet um den Wilhelmschacht, soweit zuverlässige Karten mit Höhenlinien zur Verfügung standen (bis zu 37 km Entfernung)*), in Kreisringe, und diese wiederum durch Radien zu zerlegen. Für jeden Ausschnitt wurde die mittlere Höhe abgeschätzt, sodann diese für jeden Kreisring wiederum gemittelt. Schließlich wurde mittels der genauen Formel für die Schwerewirkung eines Zylinderringes auf einen Punkt seiner Achse die Korrektion für die Meßpunkte *A, B, C, D* bestimmt**). Hierbei wurde das Gelände bis zur Höhe des Punktes *A* (560 m über NN) mit der Dichte 2.7 aufgefüllt bzw. abgetragen. Die Gravitationskonstante wurde zu $6.67 \cdot 10^{-8}$ CGS-Einheiten angenommen, entsprechend $4 \pi \kappa = 0.0888 \text{ mgal}/[\delta \cdot h]$ (*h* in Metern). Die Erdkrümmung wurde berücksichtigt durch Verminderung der Meereshöhe der Grund- und Deckfläche bei jedem Zylinderring um die zu diesem gehörige Niveaudpression $s^2/2r$ (*s* = mittlerer Radius des Ringes, *r* = Erdradius).

Dieses Vorgehen ist insofern nicht ganz richtig, als die Vereinigung der Ausschnitte zu Kreisringen einen systematischen Fehler verursacht, indem sämtliche Beiträge der einzelnen Kreisringe zur Geländekorrektion algebraisch zu klein ausfallen. Dieser Mangel läßt sich durch eine einfache zusätzliche Korrektur beseitigen. Es wurde darauf geachtet, daß bei der gesamten Geländekorrektion der Fehler höchstens einige Hundertstel mgal beträgt. Wegen der Meßgenauigkeit der Gravimeter müssen sich die Zehntel mgal in den Korrektionen noch richtig ergeben, wenn bei der Fehlerabschätzung später die Korrektionsfehler unberücksichtigt bleiben sollen. Demgemäß wurden, um Abrundungsfehler zu vermeiden, bei den Korrektionsrechnungen noch die Tausendstel mgal berücksichtigt.

Das Ergebnis der Geländekorrektion bis zu 37 km Entfernung zeigt Tabelle 2. Sämtliche Werte sind auf zwei Dezimalen abgerundet.

*) Es wurden benutzt: Bis zu 1.5 km Entfernung die Grundkarte des Deutschen Reiches 1:5000, bis zu 6.5 km Meßtischblätter 1:25000, bis zu 24 km Entfernung eine Wanderkarte des Harzes 1:50000 und bis zu 37 km eine Übersichtskarte des Harzes 1:150000. Letztere hatte allerdings keine Höhenlinien, doch reichten die Höhenangaben zur Geländekorrektion aus.

***) Diese Formel läßt sich durch Reihenentwicklung und Abbrechen nach dem linearen Glied noch vereinfachen, wenn die Entfernung genügend groß gegenüber der Stationstiefe und der Höhe des Zylinderringes ist. Die Zulässigkeit dieser Vereinfachung muß von Fall zu Fall geprüft werden. Wenn möglich, wurde davon Gebrauch gemacht.

Tabelle 2. Geländekorrektion bis zu 37 km Entfernung

Meßpunkt	0—1,5 km mgal	1,5—6,5 km mgal	6,5—24 km mgal	24—37 km mgal	Summe mgal
<i>A</i>	+ 0.04	+ 0.03	+ 0.27	+ 0.10	+ 0.44
<i>B</i>	+ 0.42	+ 0.01	+ 0.11	+ 0.05	+ 0.59
<i>C</i>	+ 0.72	— 0.02	— 0.11	— 0.02	+ 0.57
<i>D</i>	+ 0.80	— 0.04	— 0.26	— 0.06	+ 0.43

Es sei bemerkt, daß bei der Berechnung der Geländekorrektion die hier angegebenen Ringe noch mehrfach unterteilt wurden. Eine mehr ins einzelne gehende Wiedergabe würde hier jedoch zu weit führen.

Beachtenswert ist die starke Zunahme der Korrektion im innersten Ring mit wachsender Tiefe des Beobachtungsorts. Der Anziehungsvektor eines Massenelements auf den Meßpunkt ist um so steiler, je tiefer letzterer liegt. Dies kann die verminderte Wirkung der größeren Entfernung überkompensieren. Die negativen Korrektionsbeiträge der übrigen Ringe auf die in größerer Tiefe gelegenen Meßpunkte *C* und *D* kommen daher, daß über dem Stationsniveau Täler aufzufüllen sind, deren Wirkung durch die wegzunehmenden höheren Berge vermindert, aber nicht aufgehoben wird. Man sieht, daß sich die Verteilung der positiven und negativen Korrektionsbeiträge im einzelnen wohl erklären und übersehen läßt. Doch greifen die Wirkungen derart übereinander, daß es bei einem Gebiet, wie es hier vorliegt, schwer sein wird, vor Ausführung der Korrekturen zu entscheiden, an welcher Stelle Vernachlässigungen und Vereinfachungen der Rechnung möglich sind.

Die Geländeform in größerer Entfernung als 37 km, deren Wirkung, wie sich weiter unten herausstellt, keineswegs vernachlässigt werden kann, wurde großzügiger behandelt. Zunächst wurden die aufzufüllenden Massen in Meereshöhe kondensiert angenommen, und außerdem nur der Unterschied zwischen den Wirkungen auf den betrachteten Meßpunkt und den Bezugspunkt *A* (über Tage), der im folgenden allein verwendet wird, berechnet. Für eine Kugelkappe in Meereshöhe mit der Flächendichte σ , die von der längs der Erdoberfläche gemessenen Entfernung a bis zum Gegenpunkt reicht, ergibt sich durch Reihenentwicklung aus der von F. R. Helmert (Höhere Geodäsie II) angegebenen Formel für eine sphärische Kreisscheibe und Abbrechen nach den linearen Gliedern als Wirkung auf einen Meßpunkt in der Achse mit der Meereshöhe H der Ausdruck

$$2\pi \times \sigma \cdot \left(1 + \frac{H}{a} - 2 \cdot \frac{H}{r} - \frac{a}{2r}\right),$$

worin r den Erdradius bedeutet. Der Unterschied der Schwerewirkungen für zwei senkrecht übereinanderliegende Achsenpunkte mit den Höhen H_1 und H_2 wird demnach

$$2\pi \times \sigma \cdot \left(\frac{1}{a} - \frac{2}{r}\right) \cdot (H_2 - H_1).$$

Für eine Kugelzone zwischen den Entfernungen a_1 und a_2 ergibt sich entsprechend:

$$2\pi\kappa\sigma \cdot \left(\frac{1}{a_1} - \frac{1}{a_2}\right) \cdot (H_2 - H_1).$$

Da nur die Differenz $H_2 - H_1$ in diesen Formeln vorkommt, ist die Kondensation in Meereshöhe gerechtfertigt (es könnte auch irgendein anderes Niveau gewählt werden). Die Vernachlässigung, die hiermit verbunden ist, macht sich erst in den höheren Gliedern der Reihenentwicklungen bemerkbar. Daß diese Glieder wegfallen können, wurde durch einfache numerische Abschätzungen geprüft.

Um festzustellen, bis zu welcher Entfernung das Erdrelief berücksichtigt werden muß, wurde zunächst für die entferntesten Teile der Erdkruste zur Bestimmung der Flächendichte σ die Dicke der hinzuzufügenden Schicht von der Dichte 2,7 bestimmt. Die mittlere Meerestiefe beträgt 2700 m *), entspricht also 1000 m Gestein von der Dichte 2.7. Das mittlere Niveau des festen Landes liegt 2450 m unter NN*), und man kommt demnach durch Auflagerung der dem Meerwasser entsprechenden 1000 m Gestein zu einem mittleren Niveau für die Oberfläche der vorhandenen Massen von 1450 m unter NN. Da die Bezugshöhe, bis zu welcher bei der Geländereduktion Massen aufzufüllen sind, 560 m über NN liegt, ist also eine Gesteinsplatte von rund 2000 m Dicke hinzuzufügen. Der innere Radius a der bis zum Gegenpunkt reichenden Kugelkappe wurde nun so bestimmt, daß der Unterschied ihrer Wirkungen auf den tiefsten und höchsten Meßpunkt (A und D) gerade 0,1 mgal beträgt. Es ergibt sich: $a = 637$ km**). Man sieht, daß noch recht entfernte Gebiete beachtliche Wirkungen ausüben, und daß sie, wenn auch nur in großen Zügen, berücksichtigt werden müssen. Bei den übrigen Meßpunkten wurde nach dem gleichen vereinfachten Verfahren die Geländekorrekturen für dieses äußerste Gebiet berechnet.

Das Gebiet zwischen 37 und 637 km wurde wieder in mehrere Kugelzonen geteilt und für jede Zone die mittlere Dicke der aufzufüllenden bzw. abzutragenden Massen und hieraus die Flächendichte σ bestimmt. Hier genügt eine rohe Abschätzung mittels einer Übersichtskarte von Europa.

Das Gesamtergebnis der Geländekorrekturen zeigt Tabelle 3. Die Werte der ersten Spalte (0 bis 37 km) ergeben sich unmittelbar aus der letzten Spalte der

Tabelle 3. Unterschied der Geländekorrekturen für die Meßpunkte B , C und D gegenüber der Station A (über Tage)

Meßpunkt	0—37 km mgal	37—637 km mgal	über 637 km mgal	Summe mgal
B	+ 0.15	— 0.10	— 0.03	+ 0.02
C	+ 0.13	— 0.24	— 0.07	— 0.19
D	— 0.01	— 0.34	— 0.10	— 0.44

*) Entnommen aus E. Tams: Grundzüge der physikalischen Verhältnisse der festen Erde. I, S. 9—10, abgerundet auf ganze 50 m.

***) Nur zufällig ein Zehntel des Erdradius.

Tabelle 2 durch Subtraktion des Wertes in der ersten Zeile (Meßpunkt A) von den übrigen. Abweichungen in der letzten Stelle beruhen darauf, daß sämtliche hier wiedergegebenen Zahlen auf zwei Dezimalen abgerundet sind.

Die letzte Spalte liefert die endgültigen Geländekorrekturen. Wie man sieht, dürfen die Gebiete außerhalb 37 km nicht unberücksichtigt bleiben, wenn die Zehntel mgal sich richtig ergeben sollen.

Zum Vergleich seien noch die Werte angegeben, die man unter Vernachlässigung der Erdkrümmung erhält. Die Rechnungen vereinfachen sich dadurch nur ganz unwesentlich. Im Innengebiet bis zu 37 km fällt nur die Berücksichtigung der Niveaudpression weg. Im Zwischengebiet (37 bis 637 km) tritt keine Änderung ein, da die oben angegebene Formel den Erdradius nicht enthält, und bei dem Außengebiet fällt lediglich das Glied $2/r$ in der ersten Klammer weg (wegen $r = \infty$). Numerisch ergeben sich für das Innengebiet nur Abweichungen in den Tausendsteln mgal, im Außengebiet nur in den Hundertsteln. Als Schlußergebnis erhält man die Werte + 0.01 mgal (B), - 0.21 mgal (C), - 0.47 mgal (D), die von den oben angegebenen nur wenig verschieden sind. Man hätte hier also auch die Erdkrümmung vernachlässigen können. Aber, wie schon gesagt, ist eine erhebliche Arbeitersparnis damit nicht verbunden. Ferner sei bemerkt, daß diese geringen Abweichungen zwischen der Rechnung mit und ohne Berücksichtigung der Erdkrümmung nur dadurch entstehen, daß es sich um die Unterschiede zwischen einem Meßpunkt unter Tage und der Station A handelt. Die Abweichungen für die Geländekorrektur einer einzelnen Station sind auch im Innengebiet gelegentlich von der Größenordnung von einigen Hundertsteln mgal und können sich in ungünstigen Fällen soweit anhäufen, daß die Zehntel mgal davon noch beeinflußt werden. Handelt es sich also bei anderer Gelegenheit um die Berechnung der Geländekorrektur mit einer Genauigkeit von einem Zehntel mgal für einen Meßort über oder unter Tage, so darf nicht ohne nähere Prüfung auf die Berücksichtigung der Erdkrümmung verzichtet werden. Im folgenden werden die Werte der Tabelle 3 verwendet.

b) *Freiluftreduktion*. Auch hier ist angesichts der Meßgenauigkeit der Gravimeter einige Vorsicht geboten. In der Literatur sind für $\partial g/\partial h$ verschiedene Werte angegeben, die zwischen 0.308 und 0.310 mgal/m liegen. In der Praxis wird wohl meist der Wert 0.3086 mgal/m verwendet (H. Reich, Angewandte Geophysik für Bergleute und Geologen I, S. 13). Da bei einem Höhenunterschied von über 350 m eine Einheit der vierten Dezimalen immerhin noch knapp 0.04 mgal ausmacht, muß auf genauere Ermittlung dieser Stelle Wert gelegt werden, wenn die Freiluftreduktion sich in den Zehntel mgal noch richtig ergeben soll. Dies gelingt leicht durch die Formel von F. R. Helmert*):

$$\frac{\partial g}{\partial h} = \frac{2g}{r_0} \cdot (1 + \alpha + \epsilon - 2\alpha \cdot \sin^2 B),$$

*) Höhere Geodäsie II, S. 96, Formel (12). Hier mit umgekehrtem Vorzeichen, weil h nach unten positiv angenommen ist.

worin g die Schwere am Beobachtungsort, r_0 den Äquatorradius der Niveaufläche durch den Beobachtungsort, B die geographische Breite, a und c die aus dem Clairautschen Theorem bekannten Größen bedeuten. g ergibt sich genügend genau aus dem in der Tabelle von O. Meisser *) angegebenen Wert der Normal-schwere für $B = 51^{\circ}48'$, der Meereshöhe 560 m und der Gesteinsdichte 2,7 zu 981.12 cm/sec^2 . Unter Verwendung von $r_0 = 6379.0 \text{ km}$, $a = 0,003368$, $c = 0,003468$ **) erhält man schließlich:

$$\frac{\partial g}{\partial h} = 0,3084 \text{ mgal/m.}$$

Mit diesem Wert wurde die in Tabelle 4 angegebene Freiluftreduktion berechnet.

c) *Bestimmung des natürlichen Raumgewichts.* Zunächst ist festzustellen, ob das der Preyschen Reduktion entsprechende Glied $-4\pi\kappa\delta_m \cdot h$ in der theoretischen Formel für $g_{(h)}$ noch einer Korrektur bedarf wegen der Erdkrümmung. Da die Geländekorrektur zu einer Kugel führte, die bis zur Höhe von 560 m über NN mit Masse erfüllt ist, müßte man streng genommen auch hier sphärisch rechnen, d. h. die Schwereänderung beim Eindringen in eine Kugel der Auswertung zugrunde legen. Dies ist jedoch bei der Kleinheit der hier vorkommenden Tiefen gegenüber dem Erdradius nicht erforderlich, wie man leicht nachweist, indem man die sphärische Formel

nach h/r entwickelt, nach dem linearen Glied abbricht (wobei sich die „ebene“ Formel ergibt) und den Einfluß der vernachlässigten höheren Glieder abschätzt. Man kann demnach die oben angegebene Formel unmittelbar verwenden. Das Ergebnis ist in Tabelle 4 zusammengestellt.

Die angegebenen Werte für δ_m beziehen sich jedesmal auf die Gesteinsplatte zwischen aufeinanderfolgenden Meßpunkten, wie es die Klammern in Tabelle 4 andeuten. Sie sind in der Figur 1 durch waagerechte ausgezogene Striche dargestellt.

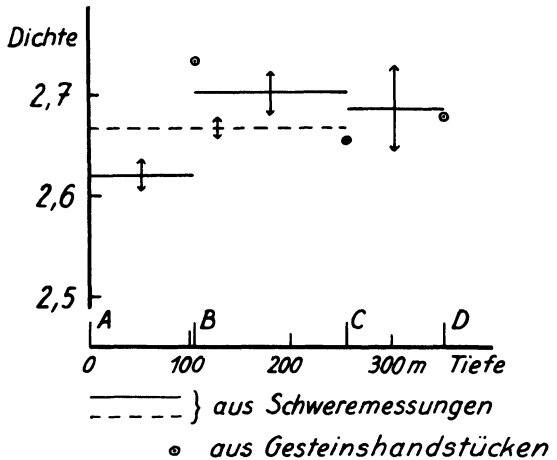


Fig. 1. Dichtebestimmung im Wilhelmsschacht bei Clausthal

*) Zeitschr. f. Geophys. 12, 63—64 (1936).

**) H. Schmehl: Handb. d. Experimentalphysik XXV, 2. — Der Wert für r_0 wurde um 0.6 km vergrößert, weil hier die Niveaufläche durch den 560 m hoch gelegenen Beobachtungsort gebraucht wird.

Tabelle 4

Meßpunkt	h in m	$g - g_{(A)}$ in mgal	Geländekorrektion in mgal	$-\frac{\partial g}{\partial h} \cdot h$ in mgal
A	0	0	0	0
B	105.6	+ 9.36 ± 0.12	+ 0.02	- 32.57
C	255.1	+ 21.81 ± 0.23	- 0.19	- 78.68
D	351.4	+ 30.08 ± 0.27	- 0.44	- 108.38

Meßpunkt	$\frac{g' - g'_{(A)}}{-\frac{\partial g}{\partial h} \cdot h}$ in mgal	Unterschied in mgal	Δh in m	$\delta_m = \frac{\text{Unterschied}}{0,0838 \cdot \Delta h}$	Dichte aus Handstücken
A	0	} - 23.19 ± 0.12 } - 33.87 ± 0.26 } - 21.68 ± 0.35	- 105.6	2.620 ± 0.014	-
B	- 23.19		- 149.5	2.703 ± 0.021	2.73
C	- 57.06		- 96.3	2.686 ± 0.043	2.66
D	- 78.74				2.68

Die senkrechten Doppelpfeile geben die in Tabelle 4 angeführten Fehlergrenzen an. Diese sind aus den von der „Seismos“ angegebenen und in Tabelle 1 sowie Tabelle 4 wiedergegebenen Fehlergrenzen der Gravimetermessungen berechnet, wobei die Höhen und die Reduktionen als fehlerfrei angesehen wurden. Die Kreise in der Figur entsprechen den aus den Gesteinshandstücken bestimmten Dichten.

Für einen ersten Versuch dieser Art ist das Ergebnis recht befriedigend. Sieht man zunächst von dem geringen Wert für die oberste Gesteinsplatte ab, so stimmen die errechneten δ_m ziemlich gut mit den aus den Handstücken bestimmten Dichten überein. Insbesondere ist $\delta_{m(B,C)}$ ungefähr das arithmetische Mittel der Dichten der aus B und C entnommenen Handstücke. Der niedrige Wert von $\delta_{m(A,B)}$ kann möglicherweise reell und von leichteren Gesteinsbänken in der Nähe der Oberfläche verursacht sein. Doch könnte auch eine ungenaue Messung im Punkt B vorliegen, obwohl die „Seismos“ gerade hier den kleinsten Fehler angibt. Auf dieser Sohle war die Aufstellung des Instrumentes am schwierigsten (enger Stollen, feuchter Boden mit viel Geröll). Möglicherweise spielt auch der Umstand eine Rolle, daß dieser Punkt nicht senkrecht über bzw. unter den anderen lag.

Läßt man die Messung im Punkt B unberücksichtigt, so errechnet man für die Gesteinsplatte von der Tagesoberfläche bis zum Meßpunkt C ein mittleres Raumgewicht $\delta_{m(A,C)} = 2.668 \pm 0.011$. Dieses ist in der Figur gestrichelt eingetragen. Es stimmt besser mit $\delta_{m(B,C)}$ und $\delta_{m(C,D)}$ überein. Allerdings fällt dann die aus dem Handstück für B bestimmte Dichte etwas mehr aus dem Rahmen heraus als vorher. Doch möchte ich diesem Umstand nicht allzuviel Gewicht beilegen.

Berechnet man rückwärts aus $\delta_{m(A,C)}$ den Unterschied der Schwere in B gegenüber derjenigen in A, so ergibt sich: $g_{(B)} - g_{(A)} = + 8,93 \pm 0.10$ mgal, was ungefähr $1/2$ mgal kleiner ist als der gemessene Wert ($+ 9.36 \pm 0.12$ mgal) und auch außerhalb der angegebenen Fehlergrenzen liegt.

Zusammenfassung. Es werden die Ergebnisse eines Versuchs mitgeteilt, durch Messung der Schwerebeschleunigung an mehreren möglichst senkrecht übereinanderliegenden Punkten an der Erdoberfläche und unter Tage die mittlere natürliche Raumdichte der Gesteinsplatten zwischen den Meßpunkten zu bestimmen. Voraussetzung hierbei ist, daß keine größeren Gesteinseinschlüsse von erheblich abweichender Dichte im Meßgebiet vorhanden sind. Diese Bedingung kann bei den Versuchen im Wilhelmsschacht bei Clausthal als erfüllt angesehen werden. Ungünstig wirkt sich hier lediglich das sehr gebirgige Gelände aus, indem es zu umfangreichen Geländekorrekptionsrechnungen zwingt. Die errechneten Raumgewichte sind meist in guter Übereinstimmung mit den durch Wägung in Luft und Wasser bestimmten Dichten einiger aus den verschiedenen Sohlen unter Tage entnommener Gesteinshandstücke.

Zum Schluß möchte ich Herrn Professor W. Schulz-Clausthal (Institut für Bergbau) meinen besten Dank aussprechen für die Anregung zu dieser Untersuchung, vor allem aber der „Seismos“ G. m. b. H., Hannover, dafür, daß sie einen Gravimetertrupp zur Verfügung stellte, der die Messungen unter Leitung von Herrn Dr. Barnitzke durchführte, ferner der Preußischen Bergwerks- und Hütten-A. G. für die Erlaubnis, die Messungen im Wilhelmsschacht vorzunehmen und für die freundliche Überlassung von Grubenrissen und anderen markscheiderischen Vermessungsergebnissen, Herrn Professor Dr. O. Rellensmann-Clausthal (Institut für Markscheidekunde), Herrn Dipl.-Ing. H. Heyll und Herrn R. Fähmel für ihre Hilfe bei der Ausführung markscheiderischer Ergänzungsmessungen.

Clausthal, Physikalisches Institut der Bergakademie, September 1938.

Diskussionsbemerkung zum Vortrage von H. Jung

M. Rössiger, Potsdam, macht den Vorschlag, das Problem der Schwereverteilung bei verschieden großen Überdeckungen von der umgekehrten Seite aus anzufassen und als Deckschicht ein Medium von genau bekannter Dichte, Meerwasser, zu wählen. Es könnten bei dem heutigen Stande der Meßtechnik, z. B. mit dem statischen Schweremesser von Graf (Askania-Werke, Berlin) auf dem Grunde der Meere Messungen ausgeführt werden. Damit wäre ferner wertvolles Beobachtungsmaterial über die Verteilung der Erdschwere gewonnen.

Über die Magnetische Reichsvermessung II. Ordnung und ihre ersten vorläufigen Ergebnisse

Von **R. Bock**, Potsdam. — (Mit 3 Abbildungen.)

Im Jahre 1937 ist eine neue Magnetische Reichsvermessung II. Ordnung begonnen worden, die sich auf die magnetische Deklination und Vertikalintensität erstreckt.

Als gegen Ende des vorigen und zu Beginn dieses Jahrhunderts nach dem Vorbild Lamonts, Neumayers und Eschenhagens im Deutschen Reich planmäßig magnetische Messungen I. O. durchgeführt waren, wurden vielfach magnetische Messungen II. oder niederer Ordnung angeregt.

Jedoch mit vereinzelt Ausnahmen blieb es bei dieser Anregung. Außerpreußische Staaten konnten bei der Vermessung I. O., wenn sie sie selbst durchführten, teilweise ein recht dichtes Netz schaffen, das schon die Kenntnis der Richtung und der Größe der magnetischen Kraft im einzelnen vermittelte. Preußen aber und andere deutsche Staaten hatten nur ein verhältnismäßig weitmaschiges Stationsnetz. Es handelt sich hierbei um die Staaten, in denen die Vermessung I. O. zugleich mit der preußischen und durch den preußischen Beobachter Edler durchgeführt wurde (beide Mecklenburg, Oldenburg, Hamburg, Thüringen), es handelt sich ferner um solche Staaten, auf die bei gleichmäßiger Verteilung überhaupt keine Station entfiel — in diese Gruppe könnte auch Thüringen gerechnet werden —; und es betrifft schließlich eine dritte Gruppe, in denen auf ihr Verlangen durch den preußischen Beobachter Nippoldt ein dem preußischen gleichartiges Stationsnetz angelegt wurde (Hessen 1. Vermessung, Baden, Reichslande). Diese Vermessungen gaben ausgezeichnete und völlig ausreichende Grundlagen für die Ableitung des normalen Feldes, aber zum Entwurf von Linien gleicher Richtungen und Feldstärken reichen sie nur aus, wenn nur die Wiedergabe ausgeglichener Werte, und nicht die Darstellung tatsächlicher Verhältnisse verlangt wird. Dieser Zielsetzung entsprechen schon mehr die schon erwähnten Vermessungen der übrigen Staaten, die mit eigenen Mitteln, aber fachlich mit Unterstützung von Potsdam vorgehen. Dies sind Bayern, Württemberg, Sachsen und Hessen (2. Vermessung).

Im Jahre 1911 waren diese Vermessungen abgeschlossen. Es waren somit die magnetischen Verhältnisse im Deutschen Reich wohl vollständig, aber nicht sehr einheitlich dargestellt; stets waren die drei Elemente Deklination, Horizontalintensität und Inklination berücksichtigt, und es ergaben sich sämtliche anderen Komponenten.

Deklination ist das seither beliebteste Element; es läßt sich leicht messen, wenn die Festlegung der astronomischen Nordrichtung leicht ist. Die Messung der Horizontalintensität bedingt, wenn sie durch Ablenkung und Schwingung erfolgt, viel Zeit, sie erscheint einem Ungeübten schwierig, und sie wird durch

zahlreiche Umstände beeinflußt; ihre Auswertung verlangt die Anbringung von Korrekturen und Reduktionen, sie bleibt aber trotzdem nur eine relative Messung. Auch die Inklination, obgleich sie sich wie die Deklination absolut ergibt, hat außerhalb der magnetischen Observatorien und der von ihnen durchgeführten Vermessungsarbeiten wenig Sympathie; und dieser Mangel an Sympathie ist berechtigt, denn die Inklination folgt in den hier interessierenden Gebieten in viel stärkerem Maße den Änderungen der Horizontalintensität als denen der vertikalen Komponente, die man durch sie ermitteln will. Rund 16γ Änderung in H bewirken schon eine Änderung von J um eine Minute, für den gleichen Betrag der Inklinationsänderung ist aber eine vertikale Feldänderung von 35γ erforderlich. Nicht häufig genug kann daher das Verdienst Ad. Schmidts hervorgehoben werden, durch Schaffung der Feldwaage die unmittelbare Bestimmung der Differenzen der Vertikalintensität von Ort zu Ort ermöglicht zu haben. Der Vergleich der beiden Formeln

$$\begin{aligned} \Delta Z &= \varepsilon \cdot \Delta n & \text{Meßdauer: } 0.1 \text{ h,} \\ \Delta Z &= 2\frac{1}{2} \Delta H + 35 \Delta J^{(')} & \text{,, } 0.6 \text{ h} + 0.5 \text{ h} = 1.1 \text{ h} \end{aligned}$$

(ε Skalenwert, Δn Anzahl der Skalenteile der Feldwaage)

gibt deutlich einen Vergleich der Schnelligkeit, aber auch der Genauigkeit der Messung, wenn einzig und allein die Differenz der Vertikalintensität ermittelt werden soll; denn nur ein sehr glücklicher Zufall vermag es zu bewirken, daß die unvermeidlichen Fehler in der Bestimmung von ΔH und $\Delta J^{(')}$ sich aufheben. Wem das Geschick nicht wohl will, bei dem wird es schon für Addition der Fehler sorgen.

Natürlich ist der Zeitaufwand, mit dem ΔZ aus ΔH und $\Delta J^{(')}$ einzeln ermittelt wird, nicht nutzlos, denn bei den hier angegebenen Meßdauern sind Änderungen der Momente der Magnete ohne Einfluß, ΔZ wird also innerhalb der Beobachtungsgenauigkeit richtig erhalten; die Ermittlung der Differenz der einzelnen Elemente ist zur Bestimmung des Gesamtfeldes und aller übrigen Komponenten notwendig, und vom Standpunkt des Erdmagnetismus aus verdient kein Element vor irgendeinem anderen die geringste Bevorzugung.

Es sollte nur dargetan werden, daß früher in der zweiten Art vorgegangen werden mußte und heute in der ersten Art vorgegangen werden kann, wenn ausschließlich die Differenzen der Vertikalintensität verlangt werden. Den Beweis, daß das Verlangen nach den Differenzen der Vertikalintensität allein ihre volle Berechtigung hat, verdanken wir — was sehr bedeutungsvoll ist — zwei „geborenen“ Geologen, Schuh und Reich. Durch ihre umfangreichen Vermessungen mit der Schmidtschen Feldwaage und durch ihre grundlegenden Untersuchungen führten sie magnetische Methoden in die Geologie ein. Sie gaben dadurch den Stationen der magnetischen Vermessungen I. O., die nunmehr Anschlußpunkte für die Feldvermessungen wurden, eine früher nicht geahnte Bedeutung. Beide veranlaßten schon 1931 neue Vermessungen I. O. in Mecklenburg und Schleswig-Holstein. Diese Messungen fanden 1934 und 1935 ihre Fortsetzung und ihren

Abschluß in der magnetischen Reichsvermessung I. O., für die die Deutsche Forschungsgemeinschaft den größten Teil der erforderlichen Mittel zur Verfügung stellte. Die Vermessung umfaßt 552 gleichmäßig über das ganze Altreich verteilte Stationen, die sämtlich trigonometrische Bodenpunkte sind.

Während die neue Vermessung I. O. dem Verlangen und der Unterstützung von geologischer Seite zu verdanken ist, veranlaßte ein anderer Umstand die Durchführung einer Vermessung II. O.

Seit reichlich 10 Jahren geben die Karten des Reichsamtes für Landesaufnahme und der Vermessungsämter der übrigen Staaten die Deklination oder die Nadelabweichung an. Sie entsprechen damit einem Vorschlag Ad. Schmidts und K. Haußmanns. So erfreulich es ist, daß ein Arbeitsgebiet des Magnetischen Observatoriums, nunmehr des Geophysikalischen Instituts, so offensichtliche praktische Verwertung findet, so schmerzlich mußte es aber berühren, daß auf der Mehrzahl der Karten die Linien gleicher Nadelabweichung nicht ausgezogen, sondern nur gestrichelt dargestellt werden können und daß die Bemerkung aufgenommen werden muß: „Unsicher wegen zu geringer Beobachtungen“. Diesen Zustand konnte und durfte das Geophysikalische Institut nicht untätig dulden. Der Herr Reichserziehungsminister bewilligte entsprechende Anträge, und im Vorjahr konnte die Vermessung II. O. begonnen werden. Alle Anzeichen lassen erhoffen, daß sie planmäßig weitergeführt und in fernerer Zukunft vollendet werden kann.

Der ursprüngliche Plan, lediglich Deklinationsmessungen auszuführen, erfuhr eine Erweiterung. Stets wird auch die Schmidtsche Feldwaage beobachtet, denn die vorher erwähnte zehntel Stunde spielt gegenüber der Zeit keine Rolle, die der Weg von Station zu Station beansprucht.

Prinzipiell wurde wieder an der Forderung festgehalten, daß jeder Meßpunkt ein trigonometrischer Bodenpunkt ist. Gerade bei Deklinationsmessungen ist dies fast erforderlich, da für Azimutbestimmungen durch Beobachtungen der Sonne allzu günstige Witterungsverhältnisse herrschen müssen, mit denen nicht gerechnet werden kann. Die Vermarkung der Station durch den Stein, den Polizei und Gemeinde gut behütet, und die damit verbundene einfache Kennzeichnung bietet so große Vorteile, daß die Nachteile demgegenüber in Kauf genommen werden können. Neben der manchmal vorhandenen Unbequemlichkeit beim Erreichen des Punktes ist als sachlicher Nachteil hervorzuheben, daß eine vollkommen gleichmäßige Stationsverteilung nicht erzielt werden kann, denn mancher aufgesuchte Punkt muß verworfen werden, weil die Sicht nach einem trigonometrisch festgelegten Ziel fehlt oder weil eine eng begrenzte lokale Störung vorliegt. Da die Trigonometrischen Punkte ihrem eigentlichen Zweck entsprechend auf Kuppen liegen, die aus ihrer Umgebung herausragen, ist leicht die Möglichkeit gegeben, daß die Kuppe einen Störungskörper bildet, der in unmittelbarer Nähe das Feld außerordentlich stark beeinflußt, aber schon in einigen Metern Entfernung kaum noch wirksam ist. Die Erkundung derartig eng begrenzter Störungskörper fällt aber nicht in den Rahmen der Vermessung II. O. Hier

zeigt sich der Vorteil, ja die Notwendigkeit der Feldwaagebeobachtung, die eine derartige Anomalie sogleich erkennen läßt, während für eine entsprechende unmittelbare Erkenntnis durch Deklinationsmessungen die fünf Sinne nicht ausreichen.

Über die Dichte der Stationen konnten erst praktische Erfahrungen entscheiden. Sie ergaben, daß im Durchschnitt $2\frac{1}{2}$ Stationen auf jedem Meßtischblatt angelegt werden können, und daß diese Zahl zur Darstellung aller Einzelheiten des Deklinationsverlaufs ausreicht.

Teilergebnisse der Jahre 1937 und 1938 sind in Fig. 1 dargestellt. Die Zahl der Stationen in diesem zusammenhängenden Gebiete beträgt 422 (einschließlich der Pfalz). Die Darstellung bringt die Differenzen der Deklination gegen Niemegek.

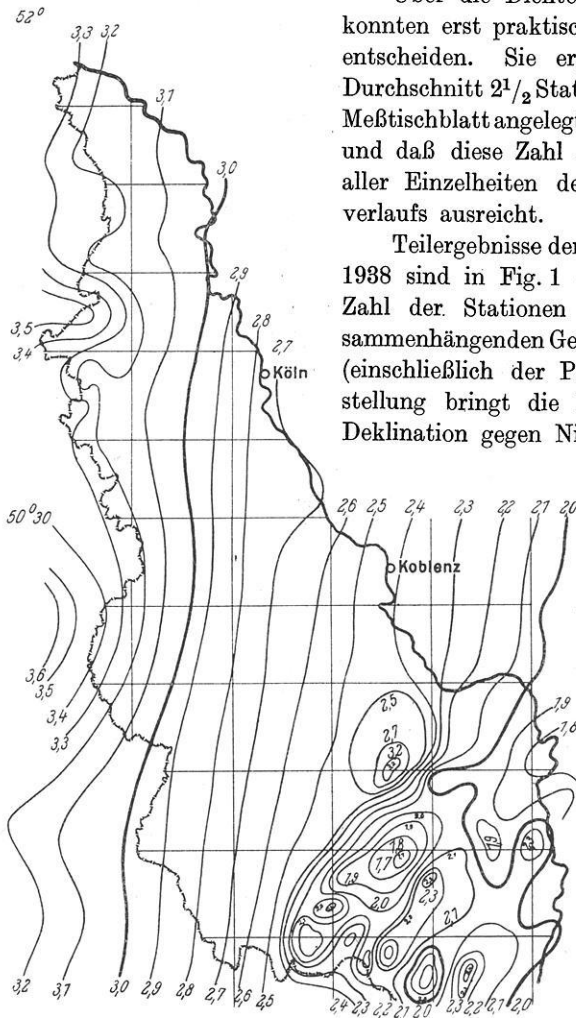


Fig. 1. Differenzen der Deklination gegen Niemegek nach Messungen in den Jahren 1937 und 1938

K. Haußmann hat das Verdienst, alle vorhandenen Deklinationsmessungen zusammengestellt zu haben. Er brachte sie unter Berücksichtigung der Verschiedenheit der Säkularvariation auf eine einheitliche Epoche und zeichnete die Karten, die noch heute grundlegend sind. Die Karten liegen vor im Maßstab

1 : 1000000 und 1 : 2000000. Diese erschien im Band 1 der Zeitschrift für Geophysik im Jahre 1925. Die Karte im Maßstab 1 : 1000000 ist die Übersicht der Meßtischblätter und dient zur Entnahme der Nadelabweichungen für die amtlichen Karten. Ein Vergleich desselben Kartenausschnittes (Fig. 2) mit der Darstellung

der Vermessung II. O. läßt deutlich die Unterschiede und die neu erworbenen Kenntnisse erkennen. K. Haußmann betont in der Zeitschrift für Geophysik ausdrücklich, daß Neuvermessungen erhebliche Abweichungen mit sich bringen werden, aber es standen ihm hier z. B. auf dem preußischen Gebiet des linken Rheinuferes statt der 300 Stationen nur 18 Stationen der alten Vermessung I. O. zur Verfügung. Die größten Differenzen zwischen zwei gleichen Kartenstellen betragen $0^{\circ}.7$.

Die Pfalz, die durch F. Burmeister 1928 und 1929 neu und auch jetzt von ihm nach II. O. vermessen wurde, hat ihre besondere Geschichte. Neumayer vermaß um 1850 rund 50 Punkte. Er veröffentlichte die Ergebnisse rund 50 Jahre später und begründete die von ihm aufgefundenen starken Deklinationsstörungen, obgleich sie auch nicht mit den älteren Messungen Lamonts in Einklang gebracht werden konnten. Burmeister fand aber, daß Neumayer die Berücksichtigung der Meridiankonvergenz vergessen hatte, daß er also, ohne es zu wissen, den modernen Begriff der Nadelabweichung eingeführt, aber diese als Deklination bezeichnet hatte.

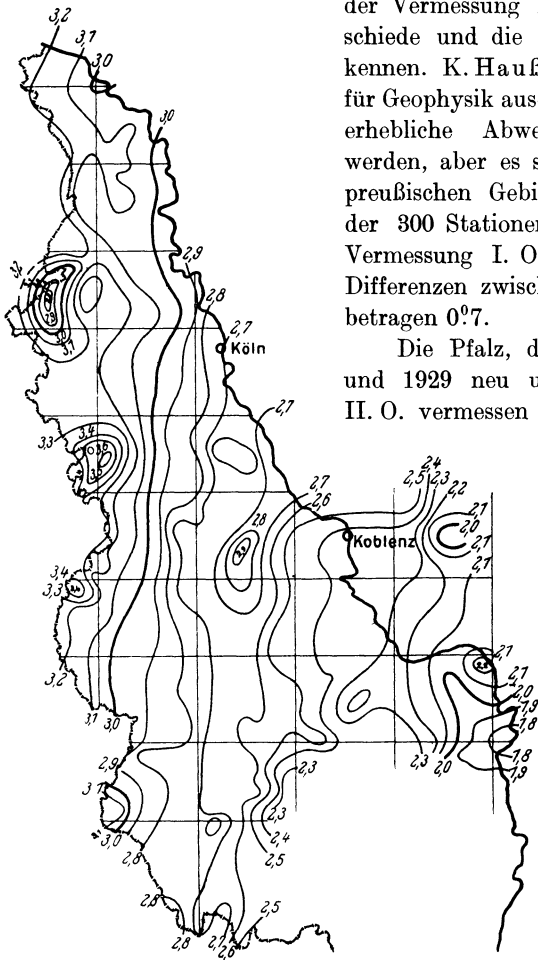


Fig. 2. Differenzen der Deklination gegen Niemeck nach früherer Darstellung durch K. Haußmann

Da die Mannheimer Sternwarte den Ausgangsmeridian lieferte, wird die Abweichung einseitig nach Westen größer, es erklärt sich dadurch der starke Gradient gegen preußisches Gebiet, der auch hier noch (Fig. 2) um rund $50'$ zu hoch dargestellt ist.

Nicht allein die eigenen Messungen des Geophysikalischen Instituts, an denen F. Burmeister im Süden des Reiches tatkräftig teilnimmt, vermitteln

neue Kenntnisse über die Deklination. Auch ein altes, früher recht fruchtbares Unternehmen ist dank der Initiative des Vorstandes der Trigonometrischen Abteilung des Reichsamtes für Landesaufnahme, des Herrn Oberregierungsrats Seidel, wieder aufgenommen worden. Edler hatte zu Beginn dieses Jahrhunderts angeregt, mit den trigonometrischen Neuvermessungen Messungen der Deklination zu verbinden. Seinem Vorschlag war voller Erfolg beschieden. Mit 16 Schulzeschen Deklinometern konnte die Arbeit aufgenommen werden. Ein äußerst glücklicher Zufall brachte es mit sich, daß gerade Ostpreußen auf dem Programm der trigonometrischen Neuvermessung stand. So konnte in dem Gebiet, das durch die alte Vermessung I. O. damals als gestört bekannt, aber sonst im einzelnen noch unerforscht war, an mehr als 4000 Stationen Deklinationsmessungen ausgeführt werden. Allerdings wurde für die eine Provinz und einen kleinen östlichen Teil Westpreußens eine Zeitspanne von 9 Jahren, von 1905 bis 1913, gebraucht. Edler selbst erlebte nur noch den Beginn der Messungen, ihre Auswertungen und Darstellungen erfolgten durch Adolf Schmidt. Die Messungen wurden zwar auch noch später fortgesetzt, sie schiefen aber allmählich ein, als das Instrumentarium allzu altersschwach wurde. Von den 16 Instrumenten blieben mit der Zeit nur noch 8 übrig, die andere Hälfte verschwand in den Wirren des Krieges, versank in Polargegenden im Meere oder wurde vom Magnetischen Observatorium geerbt. Die im Reichsamt noch vorhandenen 8 Instrumente wurden durch Mechanikermeister Schulze im Jahre 1935 einer gänzlichen Auffrischung und einem zweckmäßigen Umbau unterzogen. Von 1936 ab wurden die Messungen wieder angestellt und werden auch weiter durchgeführt. Zur Zeit sind jedoch Gebiete in Arbeit, in denen normaler Verlauf der Isogonen zu erwarten ist; aber auch die Bestätigung dieser Erwartung ist wertvoll. Die Stationsdichte ist hier auf fünf je Meßtischblatt angesetzt, die erwünschte Lage jeder Station wird vorher dem Reichsamt mitgeteilt, so daß im Gegensatz zu den Messungen in Ostpreußen eine recht gleichmäßige Verteilung erzielt und die verhaßte Strichelung vermieden wird.

Zur Zeit wird die Deklination in Baden und Württemberg, in der Rheinprovinz, in Hessen-Nassau und Westfalen gemessen, ferner in Schleswig-Holstein, hier zum Teil durch das Reichsamt für Landesaufnahme, und durch dieses allein in Schlesien und Pommern.

Wie erwähnt, werden bei der Vermessung II. O. auch Messungen der Vertikalintensität ausgeführt, um so einen Überblick über den allgemeinen Verlauf der Isodynamen zu erhalten. Wie weit dies bei dem hierfür wiederum weitmaschig erscheinenden Stationsnetz erreicht wird, dafür diene als Beispiel die Anomalie bei Erkelenz, die von Reich gefunden und auch von ihm schon untersucht ist, die aber früher nicht bekannt war. Die Darstellung (Fig. 3) gibt nicht Störungswerte, sondern die Isodynamen von 20 zu 20 γ ; die Zahlenwerte geben die Differenz in γ gegen Niemeck an, die kleinen Kreise sind die Stationen. Solche, über große Räume ausgedehnte Abweichungen vom normalen Verlauf werden also recht gut wiedergegeben. Wichtig ist aber, daß durch die vermerkten und daher gut de-

finierten Stationspunkte II. O. die Zahl der Anschlußpunkte für spezielle Untersuchungen bedeutend erhöht wird; und daß durch gegenseitigen Austausch aller an diesen Punkten gemessenen Werte die höchste Genauigkeit erzielt wird. Schon in diesem Jahre ist durch Vergleich mit Ergebnissen von Spezialuntersuchungen eine Verbesserung der Werte zu erhoffen.

Die Vermessung II. O. braucht zu ihrer Kontrolle und gewissermaßen als Gerüst die der I. O. Diese, die, wie schon erwähnt, in den Jahren 1934 und 1935 durchgeführt wurde, liegt fast fertig bearbeitet vor. Aber im Gegensatz zu früher wird sie nicht als abgeschlossen betrachtet werden, sondern sie wird durch

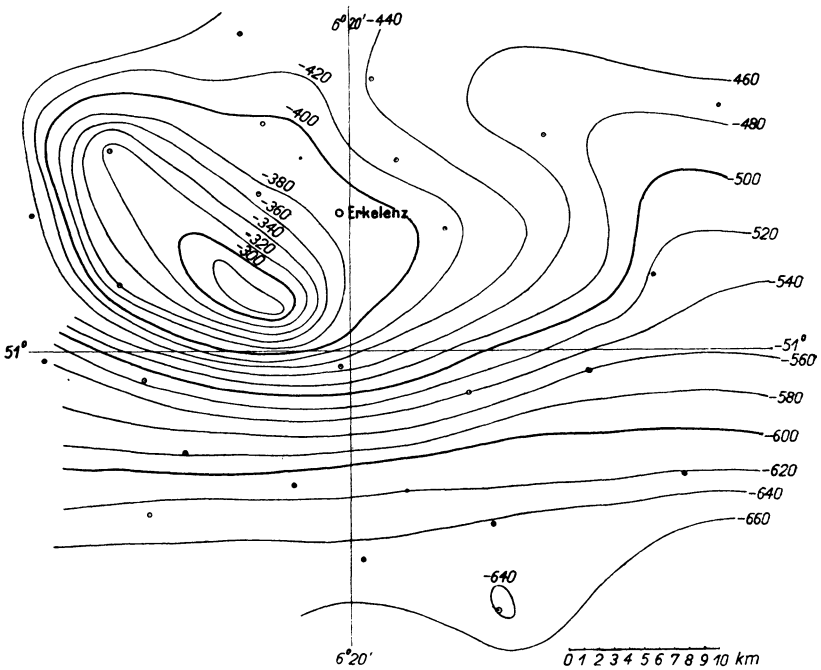


Fig. 3. Vertikalisdynamen (ΔZ gegen Niamegk) bei Erkelenz

ständige Erneuerung, durch Ersatz von Stationen, die sich als ungeeignet erwiesen haben, und durch Ausfüllung von Lücken auf dem laufenden gehalten werden.

Die Reduktion aller Beobachtungen jeder Ordnung auf einen einheitlichen Zeitpunkt bedingt die Feststellung der Unterschiede in der Säkularvariation. Hierfür sind 20 Stationen als sogenannte Säkularstationen ausgewählt, die mit höchster Genauigkeit, nämlich durch zwei Beobachter mit gänzlich unabhängigem Instrumentarium, in vierjährigem Turnus vermessen werden.

Ein kleines Beispiel, das für das westliche Meßgebiet den Unterschied der Differenz der Deklination gegen Niemeck darlegt, sei aus den beiden Vermessungen I. O. um 1900 und 1935 gegeben.

		ΔD gegen Niemeck		$\Delta(\Delta D)$
		1900	1935	
Station auf Meßtisch:	2776	3 ^o 49	3 ^o 38	— 0 ^o 11
(preuß. Numerierung)	2779	3.04	2.94	10
	3095	2.94	2.83	11
	3157	2.83	2.74	09
	3433	2.53	2.43	10
	3538	2.81	2.75	06

Die immerhin geringe Änderung von 0^o1 innerhalb von 35 Jahren rechtfertigt den Anspruch auf höchste erreichbare Genauigkeit. Es läßt sich aus den paar Werten schon die tatsächlich vorhandene Breitenabhängigkeit vermuten. Und gerade dieser Umstand, daß die Breitenabhängigkeit schon angedeutet erscheint, gibt der Verteilung der Säkularstationen die sachliche Begründung, denn diese Werte verteilen sich mit abnehmender Breite auf den Zwischenraum zwischen den Säkularstationen Hüls bei Krefeld und Noswendel an der Nordgrenze des Saargebietes.

Stand der geophysikalischen Reichsaufnahme

Von **H. Reich**, Geolog. Landesanstalt, Berlin. — (Mit 2 Abbildungen)

Es ist mir eine besondere Ehre und Freude, an dieser Stelle über die geophysikalische Reichsaufnahme vortragen zu können. Es ist dabei von einer Arbeit zu berichten, deren Notwendigkeit uns und unserem Ministerium (dem Wirtschaftsministerium) schon lange klar war, zu der wohl schon eine Anzahl von Vorarbeiten, soweit es die bescheidenen zur Verfügung stehenden Mittel gestatteten, geleistet war, deren systematische und beschleunigte Durchführung mit allen Mitteln der modernen Geophysik aber früher nur ein Wunschtraum gewesen war. Erst im dritten Reich, im Rahmen der systematischen Erforschung des deutschen Bodens konnte dieser Traum Wirklichkeit werden. Wir haben früher voll Bewunderung und mit geheimem Neid nach den USA. hinübergesehen, wo besonders in den Südstaaten die in Deutschland entwickelten Verfahren im größtem Maßstabe zur Anwendung kamen, während wir uns mit einigen kleinen Arbeiten begnügen mußten. Das ist nun, dank der Initiative im dritten Reich, anders geworden. Wir können im ganzen Reichsgebiet mit vollem Einsatz arbeiten.

Die Ziele des ganzen Unternehmens sind, das muß hier ausdrücklich betont werden, allein praktischer Natur und zwar zunächst in erster Linie auf die Erforschung der Möglichkeiten der Erdölgewinnung im deutschen Raum gerichtet.

Andere praktische Aufgaben konnten mitgefördert werden, sind aber zur Zeit nicht die wesentlichste Aufgabe der Reichsaufnahme.

Bevor ich über das gewonnene Material berichte, möchte ich kurz über die Organisation der Reichsaufnahme sprechen. Ich kann unmöglich bei den einzelnen Untersuchungen die Namen aller beteiligten Personen, Behörden, Institute und Privatfirmen nennen, ohne daß der eine oder andere sich nicht gebührend erwähnt fühlen würde. So soll nur kurz der Aufbau der Gesamtorganisation geschildert werden.

Einen Hauptanteil an den Arbeiten, insbesondere der Auswertung, hat die *geophysikalische Abteilung der Geolog. Landesanstalt*, deren Leiter ja gleichzeitig Geschäftsführer der Reichsaufnahme ist. Daneben sind noch eine Reihe anderer öffentlicher Institute an den Arbeiten, insbesondere an den Pendelmessungen und den erdmagnetischen Untersuchungen beteiligt, so *das Geodätische und Geophysikalische Institut, Potsdam, das Geophysikalische Institut in Göttingen zusammen mit dem Physikalischen Institut in Clausthal und die Reichsanstalt für Erdbebenforschung in Jena, ferner das Magnetische Observatorium in München und die Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, Wien, und andere Universitätsinstitute (Greifswald, Münster i. W. und Königsberg i. Pr.)*. Einen weiteren hervorragenden Anteil besonders an der Feldarbeit haben die geophysikalischen Privatfirmen, an deren Spitze die Firma *Seismos-Hannover* steht. Sie alle haben mit ihrem ganzen Können und Willen, zum Teil unter ungewöhnlich schwierigen Verhältnissen, das Beste getan, um die Ergebnisse, von denen ich ihnen nachher etwas vorführen kann, zustandezubringen.

Es sei mir noch eine grundsätzliche Bemerkung zu diesem Thema gestattet. Unsere Aufgabe ist es in erster Linie, die geophysikalischen Verfahren für die Erforschung geologischer Objekte zum Einsatz zu bringen. Aus dieser Einstellung folgt, daß wir bei der Auswahl unserer Mitarbeiter darum besorgt sein müssen, daß sie mit den Objekten, denen unsere Untersuchungen gelten, vertraut sind, daß sie also über entsprechende geologische Kenntnisse verfügen. Das ist sowohl für die Planung der Messungen als auch ganz besonders bei der Auswertung nötig. Daß die Meßgenauigkeit den zu stellenden Anforderungen entsprechen muß, und die physikalische Bearbeitung einwandfrei durchgeführt werden muß, braucht an dieser Stelle nicht besonders betont werden. Dieses geophysikalische Wissen und entsprechende Felderfahrung sind natürlich ebenso notwendig, um zum Ziele zu kommen.

Ich komme nun dazu, über den *Umfang der bisher geleisteten Arbeiten* zu berichten. Die wichtigsten Hilfsmittel zur Untersuchung von Erdöllagerstätten (dem Hauptzweck der Reichsaufnahme) sind die gravimetrischen und seismischen Verfahren. Dementsprechend lag das Schwergewicht des geophysikalischen Einsatzes der Reichsaufnahme auf Arbeiten mit diesen Verfahren. Neben den Pendelmessungen, die als Anschlußstationen erster Ordnung notwendig sind, wurden in ausgedehnten Gebieten die neuen Gravimeter, in erster Linie das Thyssen-Schleusener-Gravimeter, eingesetzt. Mit *Gravimetern* sind der größte

Teil der norddeutschen Tiefebene, die schwäbisch-bayrische Hochebene (diese zum Teil durch die Privatindustrie nämlich die B. M. I.), die oberrheinische Tiefebene und die Beckengebiete der Ostmark untersucht worden.

Drehwaagemessungen wurden in den gleichen Gebieten ausgeführt, wobei die bisher vermessenen Gebiete nicht die Ausdehnung der Gravimetermessungen erreichen. Es ist mit den bisher dort durchgeführten Arbeiten noch lange nicht alle sowohl mit diesem Gerät als auch mit dem Gravimeter mögliche Einzelarbeit erschöpft.

Für seismische Arbeiten bedienen wir uns bei der Reichsaufnahme in erster Linie des *Refraktionsverfahrens* und zwar eines kombinierten Streu- und Linienschießens, da dieses allein große Flächen in kurzer Zeit zu untersuchen gestattet. Die Ergebnisse werden als Zeitpläne ausgewertet. Die in dieser Weise untersuchten Gebiete sind etwa von dem Umfange der mit Drehwaagemessungen bedeckten und sind ebenfalls in den großen deutschen Ebenen gelegen. Für Spezialuntersuchungen werden in steigendem Maße *Reflexionsmessungen* mit herangezogen.

Auch *magnetische Übersichtsmessungen* wurden in größerem Maßstabe durchgeführt. Das Verfahren ist verhältnismäßig billig. Wie wir heute wissen, sind die Beziehungen zur Sedimenttektonik, auf die es bei der Erdölsuche allein ankommt, nur sehr indirekter Natur. Immerhin erhält man in den magnetischen Karten Einblicke in Tiefenstrukturen, die nicht ohne Einfluß auf die Sedimentdecke geblieben sind. Außerdem bleibt die magnetische Methode immer dort wichtig, wo Eruptivgesteine den Sedimenten eingeschaltet sind, z. B. im Grazer Becken und im Kaiserstuhlgebiet. Der Bereich dieser Untersuchungen umfaßt auch wesentliche Teile der deutschen Mittelgebirge, denn mit der magnetischen Methode konnten u. a. auch eine Reihe von Erzlagerstätten bearbeitet werden.

Die *elektrischen Verfahren* wurden durchweg an Einzelobjekten zur Anwendung gebracht. Die elektrischen Verfahren haben sehr mannigfache Aufgaben. Der Haupteinsatz erfolgte an Erzlagerstätten sulfidischer Erze. Es hat sich gezeigt, daß das Verfahren auch für Grundwasserprobleme und für die Baugrundforschung von Wichtigkeit ist. Weiter wurden elektrische Verfahren zusammen mit radioaktiven Messungen mit Erfolg beim Ansatz von Bohrungen auf Heilquellen und sonstigen Fragen dieser Art zum Einsatz gebracht. Neuerdings sind auch viele Versuche im Gange, Sedimenttektonik an erdöhlhöffigen Objekten mit elektrischen Verfahren zu klären.

Der *Entwicklung neuer Verfahren* wurde, wenn sie auch nicht unsere wesentlichste Aufgabe ist, gebührende Beachtung geschenkt. Unser besonderes Augenmerk haben wir auf die Fortschritte gerichtet, die bei thermischen Verfahren und bei Gasmeßverfahren erzielt worden sind. Ebenso haben wir uns um die Verbesserung der Instrumente und der Methodik bekannter Verfahren entsprechend gekümmert.

Endlich haben wir neben den Feldmessungen und ihrer Auswertung es nicht verabsäumt, auch die *Forschung im Laboratorium* zu betreiben. Gesteinsproben der Tiefbohrungen werden insbesondere auf ihre mechanischen Eigenschaften

geprüft. Es werden in ganz großem Umfang Dichtebestimmungen vorgenommen, Porositätsbestimmungen, Permeabilitätsbestimmungen gemacht, und die elastischen Eigenschaften der Gesteine untersucht. Der Nutzen dieser systematischen Forschung wird nicht allein für geophysikalische, sondern auch für andere allgemein geologische Fragen groß sein. Ebenso haben wir uns der Erforschung der elektrischen und magnetischen Eigenschaften der Gesteine gewidmet.

Bevor ich nun auf die *Ergebnisse* der Reichsaufnahme eingehe, von denen ich selbstverständlich nur einen kleinen Teil behandeln kann, möchte ich noch die folgende erläuternde Bemerkung machen: Es ist von einer von uns sehr geschätzten Seite beanstandet

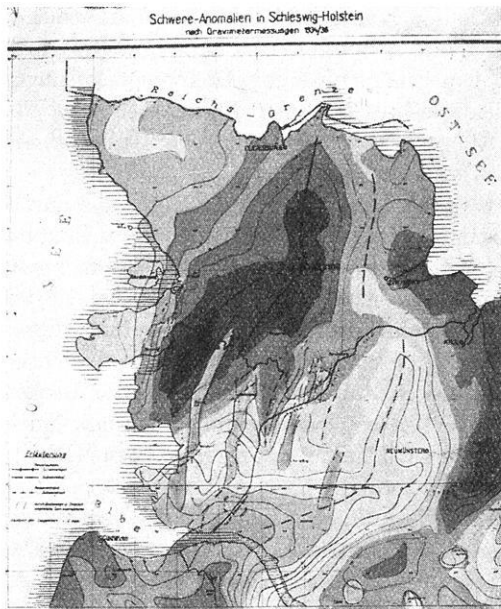


Fig. 1. Schwere-Anomalien in Schleswig-Holstein nach Gravimetermessungen 1934/36

worden, daß wir über unsere Ergebnisse bisher so wenig veröffentlicht haben; von anderer Seite ist sogar behauptet worden, daß Veröffentlichungen der Reichsaufnahme ganz untersagt seien. Das ist keineswegs der Fall. Es ist zu bedenken, daß die Reichsaufnahme durch Erlaß vom 25. Juli 1934 angeordnet, nach den Anfängen in den Jahren 1935 und 1936 erst 1937 und 1938 voll arbeitet — und sich nun mitten in dieser Arbeit befindet. Bei den großen wissenschaftlichen Expeditionen hört man während der Zeit der Beobachtungstätigkeit meist auch zunächst sehr wenig oder gar nichts über ihre Ergebnisse. Die Bearbeitung des bei solchen Gelegenheiten gewonnenen Materials dauert oft viele Jahre. Wir sind mitten in der Beobachtung. Die Auswertung kann nur soweit geschehen, wie sie für die praktischen Bedürfnisse unbedingt notwendig ist, insbesondere müssen Bohrprojekte und Konzessionsfragen bearbeitet werden, beides Dinge, die sich nicht zur Veröffentlichung eignen. Auch davon abgesehen gibt es natürlich Dinge, die im Interesse unserer Wirtschaft geheim bleiben müssen. Was aber methodisch und allgemein geologisch besonderes Interesse verdient, haben wir trotzdem in kurzen Publikationen in den hierfür besonders interessierten Fachzeitschriften herausgebracht und uns ausdrücklich um die Freigabe unserer Ergebnisse bemüht.

Ich beginne nun mit der Besprechung einiger durch *Gravimetermessungen* erzielten Ergebnisse. Es sind von den einzelnen Gebieten Karten mit Isogammen im

gewonnenen Materials dauert oft viele Jahre. Wir sind mitten in der Beobachtung. Die Auswertung kann nur soweit geschehen, wie sie für die praktischen Bedürfnisse unbedingt notwendig ist, insbesondere müssen Bohrprojekte und Konzessionsfragen bearbeitet werden, beides Dinge, die sich nicht zur Veröffentlichung eignen. Auch davon abgesehen gibt es natürlich Dinge, die im Interesse unserer Wirtschaft geheim bleiben müssen. Was aber methodisch und allgemein geologisch besonderes Interesse verdient, haben wir trotzdem in kurzen Publikationen in den hierfür besonders interessierten Fachzeitschriften herausgebracht und uns ausdrücklich um die Freigabe unserer Ergebnisse bemüht.

Ich beginne nun mit der Besprechung einiger durch *Gravimetermessungen* erzielten Ergebnisse. Es sind von den einzelnen Gebieten Karten mit Isogammen im

Abstand von 1 mgal entworfen worden. Diese zeigen in Schleswig-Holstein (Fig. 1) nur geringe Beziehungen zu den durch andere Verfahren (Seismik und Drehwaage) nachgewiesenen Strukturen — das sind unterirdische Heraushebungen älterer Gesteine, meist mit Salzkern. Dieselben sind durch Bohrungen in der Hauptsache tatsächlich bestätigt worden. In dem Gravimeterbild sind diese wirklich gefundenen unterirdischen Horstzüge nur schwach angedeutet. Das Gravimeter vermittelt hier Strukturen des Untergrundes, die einem tieferen Stockwerk der Erdrinde angehören, als es das durch Bohrungen zugängliche ist. Nur relativ geringe Ausbuchtungen in der Linienführung verraten das Vorhandensein von unterirdischen Salzaufpressungen, die sich durch geringere Schwerewerte auszeichnen. Ohne Zuhilfenahme anderer Verfahren kann man hier auf Grund solcher Messungen keine Bohrungen ansetzen. Dabei bleibt das regionale Bild der gravimetrischen Tiefenstrukturen trotzdem wertvoll, weil z. B. die Möglichkeit besteht, wie das von Barsch (Barsch 1936*) näher ausgeführt wurde, daß die Bildung von Erdöl-lagerstätten in einem heute noch nicht im einzelnen klaren Zusammenhang mit dem Vorhandensein der Schwerehochgebiete steht.

Sehr viel engere Beziehungen zur Sedimenttektonik dürften in manchen Gebieten des deutschen Ostens bestehen, so z. B. in Ostpommern. Wir haben hier bisher nur wenige Bohrungen stehen und sind auch erst im Anfang einer seismischen Durchforschung. Das Wenige aber, das wir wissen, paßt hier sehr gut zum gravimetrischen Bilde, das hier unmittelbar, wenigstens in den großen Zügen, das Auf und Ab des mesozoischen Untergrundes wiederzugeben scheint. Ebenso enge Beziehungen haben sich zum Teil im westlichen Schlesien ergeben, wo diese Zusammenhänge auch für praktische Probleme nutzbar gemacht werden konnten.

Ein drittes Gebiet, das bezüglich seiner Eignung für gravimetrische Aufnahmen in der Mitte zwischen den beiden erwähnten Gebieten steht, ist Nordwestdeutschland. Die Gravimetermessungen haben hier teilweise sehr schön erdölgeologisch wichtige Strukturen aufgezeigt. Auf der anderen Seite sind aber in dem Gravimeterbild auch Züge von Tiefenstrukturen vorhanden, die mit der Sedimenttektonik nur im indirekten Zusammenhang stehen. Mit der Auswahl dieser Untersuchungsergebnisse wollte ich zeigen, daß eine schematische Auswertung von Gravimetraufnahmen ohne Berücksichtigung der jeweiligen geologischen Verhältnisse sowohl in den Einzelzügen als auch im großen geologischen Bild nicht möglich ist: Das eine Mal sind die erdölgeologisch wichtigen Strukturen kaum zu erkennen, das andere Mal sind sie als gravimetrische Hochgebiete und wieder ein ander Mal als gravimetrische Tiefgebiete im Schwerebild abgezeichnet.

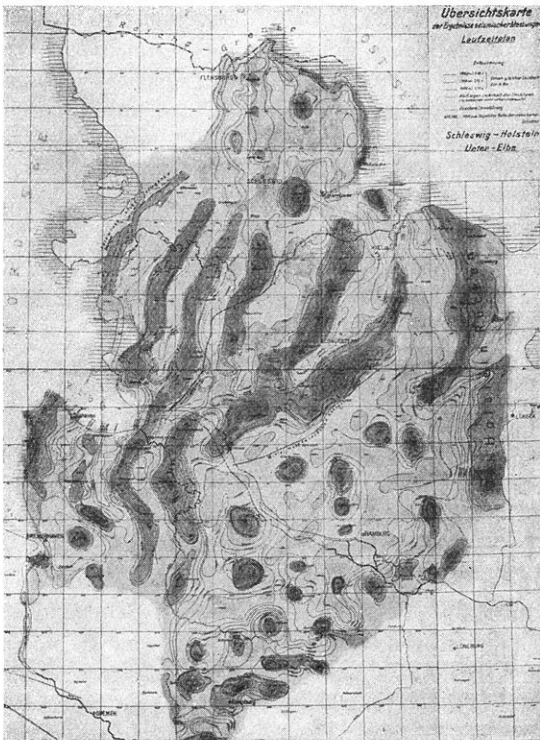
Ich gehe nun zu den *Drehwaage-Untersuchungen* über. Ich beschränke mich hier darauf, auf die großen Gebiete in Norddeutschland hinzuweisen, in denen über Tage auch nicht die geringsten Anzeichen für Salzstrukturen vorhanden waren, in denen dann Drehwaagemessungen und die danach gemachte Auswertung Gebiete mit ausgesprochener Gradientenflucht ergaben. Diese ist hier als die

*) Barsch, O.: Die geophysikalische Reichsaufnahme als Grundlage für die Erschließung neuer Lagerstätten. Öl und Kohle 12. 1035—1039 (1936).

Wirkung von Salzpfählern, von denen der eine oder andere eine Ölproduktion ergeben hat, aufzufassen. Es gelingt auch oft die Zusammenhänge dieser Einzelstrukturen und ihre Komplikationen zu erfassen. Gradientenflucht braucht übrigens durchaus nicht immer durch Salzaufpressungen verursacht zu sein. Wir kennen Beispiele, wo Einmuldungen jüngerer Gesteine, die spezifisch leichter sind als ihre Unterlage, Gradientenflucht hervorrufen. Umgekehrt sind Salzhorste nicht nur in den USA., sondern auch bei uns bekannt, die keine Gradientenflucht,

sondern Gradientenanziehung aufweisen. Man sieht: Auch bei der Deutung von Drehwaagemessungen kann nur die Heranziehung aller bekannter geologischer Daten falsche Deutungen, wenn nicht ganz verhindern, so doch wesentlich einschränken.

Gehen wir nun zu den Ergebnissen über, die mit dem *seismischen Verfahren* erzielt worden sind. Zunächst sei, um unsere Arbeitsweise deutlich zu machen, auf das Ergebnis einer Spezialuntersuchung eingegangen. Es wird durch fächerartig angeordnete Streuschüsse die Laufzeit für 4 km bestimmt und darauf werden Linien gleicher Laufzeit für diese Entfernung entworfen. Salzhorste heben sich durch



Übersichtskarte der Ergebnisse seismischer Messungen
Schleswig-Holstein, Unter-Elbe

besonders kurze Laufzeiten heraus. Eine nähere Untersuchung erfolgt dann durch Linienbeobachtungen, die allerdings bei unseren Übersichtsmessungen im allgemeinen für eine genauere Prognose noch nicht ausreichen. Als Paradebeispiel der mit diesem Verfahren erzielten Ergebnisse konnte im vorigen Jahre der Laufzeitplan von Schleswig-Holstein und Nordhannover veröffentlicht werden (Fig. 2). Die Gebiete kürzerer Laufzeit sind bei der inzwischen erfolgten Bohrtätigkeit ausnahmslos bestätigt worden. Trotzdem sind mit diesem Plane natürlich nicht alle Einzelfragen, die den Erdölgeologen interessieren, gelöst worden. Die

Untersuchung der Randgebiete der unterirdischen Salzaufpressungen macht nach wie vor Schwierigkeiten. Ferner kann der Laufzeitplan nicht ohne weiteres als Tiefenschichtplan angesehen werden. Es hat sich herausgestellt, daß geologisch gleiche Horizonte regional sehr verschiedene elastische Eigenschaften besitzen und ferner, daß die elastischen Eigenschaften bei vielen Schichten ausschlaggebend von der Teufe beeinflußt werden. Es ist also nach wie vor schwer, für die einzelnen Bohrungen bestimmte Prognosen über die Tiefe fester, geologischer Horizonte anzugeben und das ist für die Praxis außerordentlich wichtig, da u. a. danach die Auswahl des jeweils zu verwendenden Bohrapparates erfolgen muß. Trotzdem ist natürlich der durch diesen Laufzeitplan erzielte Fortschritt ein ganz ungeheurer.

Leider liegen die Verhältnisse aber nicht überall so einfach wie in diesem Teile Norddeutschlands. Zwar haben wir noch bis zur Prignitz hin in einem Streifen, der der Elbe folgt, ähnliche Verhältnisse. Als Beispiel für dort vorgenommene Untersuchungen kann der Laufzeitplan der Umgebung von Havelberg dienen, auf dem wiederum eine Anzahl der typischen Salzpfiler und andere, durch mesozoische Aufwölbungen bedingte Strukturen gefunden wurden. Gehen wir aber im norddeutschen Raum weiter nach Süden und nähern wir uns den Mittelgebirgszügen, so wird die Deutung der seismischen Laufzeitpläne immer schwieriger. Als Beispiel für ein solches Gebiet möchte ich den Raum westlich der Weser, westlich der Orte Nienburg und Verden, anführen. Hier sind keine Gebiete langer Laufzeiten vorhanden. Das hängt damit zusammen, daß in dem ganzen Gebiete mesozoische, relativ schallharte Gesteine in geringer Tiefe vorhanden sind. Es kommt weiter hinzu, daß in diesen Gebieten offenbar zunehmende Schallhärte nicht gleichbedeutend ist mit höherem geologischen Alter. Wir haben hier vielmehr in der Oberkreide relativ hohe, in der Unterkreide dann wieder relativ niedrige Fortpflanzungsgeschwindigkeiten für den seismischen Impuls zu erwarten. Man kann also in diesen Gebieten nicht ohne weiteres Gebiete kurzer Laufzeiten als tektonische Hochgebiete auffassen und umgekehrt können hier durchaus Gebiete relativ langer Laufzeiten im Oberkreidegebiet nicht überall als tektonische Tieflagen gelten. In unserem Beispiel sind die in der Gegend von Verden umgrenzten Hochlagen zweifellos Salzstrukturen. Weiter im Süden, in der Gegend von Sulingen, sind große Gebiete relativ kurzer Laufzeiten, bestimmt nicht als Hochlagen aufzufassen.

Gehen wir nun in den deutschen Osten, so konnte hier zwar die Seismik das Hochgebiet der Tempelburger Achse, von dem ich bei der Behandlung der Gravimeteraufnahmen berichten konnte, in hervorragender Weise bestätigen. Sehr schwer wird aber in diesen Gebieten die geologische Deutung der einzelnen Züge mit kurzen Laufzeiten. Nach unseren Kenntnissen über die Zusammensetzung des tieferen Untergrundes müssen wir hier mindestens dreimal den Wechsel von Schichten höherer Elastizität mit solchen geringer Elastizität erwarten: über den harten Anhydrit- und Salzgesteinen des Zechsteines folgen die weicheren Schichten des Buntsandsteines, die wiederum von den harten des Muschelkalkes und unteren Keupers abgelöst werden. Rhät. Lias und Dogger sind weich, vorwiegend sandig-

tonig entwickelt. Es folgen dann harte Kalke im oberen Jura, die wiederum weicheren Schichten Platz machen. Einen letzten harten Horizont müssen wir in der Oberkreide annehmen. Sie sehen, daß uns für die geologische Deutung hier eine große Fülle von Möglichkeiten zur Verfügung steht, die nur durch eine intuitive und konstruktive geologische Synthese einigermaßen erfaßt werden können.

Um auch aus Süddeutschland ein Beispiel anzuführen, möchte ich noch auf die Ergebnisse einer kurzen Untersuchung in Württemberg, südlich der Donau, eingehen, bei denen die bei den einzelnen Linien gemessenen Laufzeiten mit den Schichttiefen der festen Kalke des Oberjura in Verbindung gebracht sind. Auch hier ist die Deutung der Einzelheiten der gemessenen Laufzeitkurven nicht immer einfach. Allgemein kann man sagen, daß es sich bei der Refraktionsseismik kaum irgendwo gelohnt hat, bei der Auswertung zu sehr auf Einzelheiten einzugehen. Es ist vom Standpunkt des Praktikers aus sinnlos, Schichten mit bestimmten Fortpflanzungsgeschwindigkeiten auf bestimmte geologische Horizonte zu beziehen. Derartige Deutungsversuche haben immer zu Fehlprognosen geführt. Gute Prognosen können nur unter Berücksichtigung sämtlicher geologischer Möglichkeiten gegeben werden, mit denen der mit der Auswertung betraute Wissenschaftler eingehend vertraut sein muß.

Als Beispiel einer *magnetischen Aufnahme* möchte ich wieder ein Gebiet in Süddeutschland wählen. Es zeigt ausgezeichnet, was bei der Eigenart dieses Verfahrens bei regionalen Aufnahmen herauskommt. Ich meine das Gebiet des Oberrheines. Es ist das geologisch einer der gewaltigsten Grabenbrüche die wir kennen. Zwischen den Pfeilern der Vogesen und der pfälzischen Gebirge im Westen, dem Schwarzwald, dem Kraichgau und dem Odenwald im Osten, ist ein Stück der Erdrinde mehr oder weniger tief versenkt und in weiter Ausdehnung durch junge Ablagerungen des Rheines überschüttet worden. So liegt die oberrheinische Tiefebene heute vor uns. Sie birgt an ihren Rändern und zum Teil auch wohl in ihren mittleren Teilen Erdöllagerstätten, von denen die von Pechelbronn im Elsaß und aus der Gegend von Durlach in Baden allgemein bekannt sind. Ebenso bekannt sind die Kalilagerstätten sowohl im badischen Teil bei Buggingen wie im elsässischen Teil bei Mülhausen. Die Aufgabe des Geologen ist es, die Bruchtektonik an den Bruchrändern zu entziffern und auch eventuell Strukturen im Inneren der Tiefebene zu erkennen und zu verfolgen. Dabei soll ihm die Geophysik helfen. Man hat für diese Aufgabe mit gutem Erfolg Drehwaagemessungen herangezogen, denen es vielfach gelungen ist, die Tektonik der Randstaffeln zu klären. Da am Rande des Gebirges, besonders im nördlichen Odenwald, aber auch im mittleren und südlichen Schwarzwald, kristalline Gesteine den Grabenrand bilden, konnte man hoffen, auch im magnetischen Bilde wertvolle Erkenntnisse über die Bruchtektonik zu erhalten, zumal im Elsaß über erfolgreiche Arbeiten dieser Art berichtet war. Leider ist das aber nur in sehr beschränktem Maße der Fall. Wohl kann man dort, wo magnetische Eruptivgesteine bis an den Bruchrand herantreten — d. h. im Odenwald und auch entsprechend in der Pfalz — die

Wirkung des Abbruches erkennen. Die Züge magnetischer Gesteine, die unterirdisch das Rheintal queren, verursachen hier infolge ihres größeren Abstandes von der Erdoberfläche geringere magnetische Störungen als dort, wo sie am Tage liegen. Es ist sowohl eine Abnahme der Amplituden als der Gradienten der Störungen in der Rheintalebene gegenüber den Randgebieten zu bemerken. Demgegenüber ist aber im mittleren Schwarzwald nichts, aber auch gar nichts von dem Abbruch zu erkennen. Die höchsten Störungswerte findet man hier vielmehr in der Mitte der Rheinebene bei Kehl bzw. bei Mühlheim und nicht etwa auf dem kristallinen Sockel des Schwarzwaldes. Auf norddeutsche Verhältnisse übertragen zeigt uns das, wie vorsichtig wir bei der Wertung magnetischer Hochgebiete sein müssen. Es ist keineswegs gesagt, daß in ihnen das Kristallin der Oberfläche besonders nahekommt, wie wir das zunächst annehmen zu müssen glaubten. Der Grund für diese Erscheinung ist der, daß kristalline Gesteine sedimentären Ursprungs und zum Teil auch saure Plutone unmagnetisch sind oder, besser gesagt, sich in ihrem magnetischen Verhalten nicht wesentlich von den Nachbargesteinen unterscheiden. Daß uns aber trotzdem dieses magnetische Bild am Oberrhein auf geologisch wichtige Tatsachen der Gliederung der Rheintalebene hinweist, wird einmal im Süden offenbar: Das Hoch von Mühlheim begrenzt das bekannte Salzbecken von Buggingen nach Süden. Weiter haben Bohraufschlüsse der letzten Zeit gezeigt, daß der Absenkungsbetrag in dem mittleren Teil der oberrheinischen Tiefebene wesentlich geringer ist als im Norden. Diese Verhältnisse gehen noch klarer aus dem gravimetrischen Bilde des gleichen Gebietes hervor. Während im Norden bei Mannheim die oberrheinische Tiefebene ein Gebiet gewaltigen Massendefizits darstellt, verschwindet dieses Massendefizit im Raume südlich von Kehl und Achern ganz. Hier ist auch gravimetrisch von dem Abbruch des Gebirges nur noch sehr wenig zu bemerken.

Aus dem gleichen Gebiet der oberrheinischen Tiefebene kann ich auf der anderen Seite wieder zeigen, wie in Einzelfragen beim Vorhandensein magnetischer Gesteine die magnetische Vermessung großen Nutzen bringen kann.

Als Beispiel soll die magnetische Untersuchung eines südlich des Kaiserstuhles gelegenen Gebietes dienen. Geologisch bekannt ist das aus vulkanischen Tuffen, Ergußgesteinen und Tiefengesteinen, im Norden auch aus tertiären Sedimenten aufgebaute Kaiserstuhlgebirge, das im Norden unseres Untersuchungsgebietes gelegen ist. Im Osten wird es von dem aus Jurasedimenten bestehenden Tuniberge begrenzt, der im Westen an eine Nordstörung abbricht. Das hier magnetisch vermessene Gebiet ist also im Winkel zwischen Kaiserstuhl und Tuniberg gelegen und ist oberflächlich ganz eben und mit Rheinschottern bedeckt. Magnetische Untersuchungen zeigten nun, daß die vulkanischen Gesteine sich über das ganze Gebiet hinweg nach Süden ausdehnen und zwar sind teils große zusammenhängende Ergüsse in der typischen Form von Lavaströmen, teils wohl ähnliche Tephritschlacken und Tuffagglomerate, wie wir sie aus dem Kaiserstuhl selbst kennen, vorhanden. Nur geologische Kenntnisse können hier eine richtige Deutung bringen.

Zuletzt möchte ich noch an Hand von magnetischen Untersuchungen zu einer Anschauung Stellung nehmen, der ich schon häufig begegnet bin, nämlich der Ansicht, daß sich magnetische Messungen in jedem Falle bei der Untersuchung von Eisenerzlagerstätten nutzbar verwerten lassen. Im Falle des Kaiserstuhles haben wir schon gesehen, daß sehr kräftige magnetische Störungen durch Eruptivgesteine hervorgerufen werden. Die überwiegende Mehrzahl aller bekannter magnetischer Störungen wird nicht durch Eisenerzlagerstätten, sondern durch Vorkommen magnetischer Eruptivgesteine hervorgerufen. Es kann z. B. sehr wohl der Fall sein, daß in einem bestimmten Gebiet Erzlagerstätten sehr viel geringere magnetische Störungen hervorbringen als Vorkommen von Eruptivgesteinen in ihrer Nachbarschaft. Als Beispiel einer Störung, die tatsächlich durch eine Erzlagerstätte hervorgebracht ist, erwähne ich das Ergebnis einer magnetischen Untersuchung in der Bayrischen Ostmark. Der magnetisch gefundene Störungskörper ist durch eine Anzahl von Bohrungen untersucht worden und dabei hat sich ergeben, daß es sich um eine Erzlagerstätte handelt, die hier die Ursache der Magnetstörungen war. Gerade in diesem Gebiete sind Basaltdurchbrüche gar nicht selten und auch kristalline Schiefer, die ohne wirtschaftliche Bedeutung sind, aber infolge ihres Magnetitgehaltes magnetische Eigenschaften besitzen, treten dort auf. Hier kann man nur durch eingehendes Studium der geologischen Verhältnisse, der Bedingungen, unter denen die einzelnen magnetischen Gesteine vorkommen, und unter Berücksichtigung der voraussichtlichen Formen, in denen sie vorkommen, ein Bild darüber gewinnen, durch welche Gesteine bzw. Erze die einzelnen magnetischen Störungen hervorgerufen werden. Daß mangelnde geologische Einsicht hier sonst zu den schwersten Fehlern führen kann, hat eine frühere magnetische Untersuchung im benachbarten Erzgebirge gezeigt. Es waren dort von einem Experten sämtliche aufgefundenen magnetischen Anomalien als durch Magnetitlagerstätten bedingt erklärt und sogar darauf eine völlig verfehlte Vorratsberechnung aufgebaut worden. Tatsächlich waren es zum größten Teil Basalte, die die magnetischen Störungen bedingt hatten, dazu Basalte, die zu Tage ausgingen, die also einem geologisch geschulten Beobachter nicht entgehen durften.

An einer Reihe von Beispielen der Reichsaufnahme habe ich zeigen können, wie außerordentlich wertvoll die geophysikalischen Methoden sich bei der Aufsuchung von erdöhlöffigen Strukturen in den großen deutschen Ebenen erwiesen haben und wie sie uns auch bei der Aufsuchung von Erzlagerstätten von Nutzen gewesen sind. Ich habe dabei besonderen Wert darauf gelegt, zu zeigen, wie eine richtige Verwertung und Deutung geophysikalischer Messungen nur in engster Verbundenheit mit geologischer und lagerstättenkundlicher Forschung möglich ist. Ich möchte noch weitergehen und glaube ohne Übertreibung sagen zu können, daß wir jetzt und in weiter Zukunft die wesentlichsten Fortschritte in der geologischen Erkenntnis unserer deutschen Heimat von deren geophysikalischer Durchforschung in Verbindung mit einer entsprechenden Bohrtätigkeit zu erwarten haben. Geophysikalische Verfahren und geophysikalische Geräte sind uns die

Werkzeuge geworden, mit denen wir den Bau unserer geologischen Erkenntnis wirklich weiterführen, nicht nur umbauen oder ausschmücken konnten. Wir sind der Geophysik dafür für alle Zeiten verbunden, daß sie uns diese Werkzeuge geschmiedet und an die Hand gegeben hat. Mit dem Dank für diese Großtat verbinde ich den Wunsch, daß es gelingen möge, die Entwicklung von geophysikalischen Instrumenten und geophysikalischen Verfahren weiter zum Nutzen unseres Vaterlandes zu fördern. Unser lebhaftestes Interesse gilt dieser Forschertätigkeit und mit weitestgehender Anteilnahme verfolgen wir jede Anregung, die uns die Geophysik gibt, und jeden Fortschritt, den sie verzeichnet. So schließe ich meine Ausführungen, zugleich mit dem Dank der Geologen, mit dem Wunsche auf ein Wachsen, Blühen und Fruchtragen der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft.

Zusammenfassung. Es wird über Organisation und Zielsetzung der Geophysikalischen Reichsaufnahme berichtet und der Umfang der bisher geleisteten Arbeit aufgezeigt. An einer Reihe von Beispielen gravimetrischer, seismischer und erdmagnetischer Untersuchungen der Reichsaufnahme wird der große Fortschritt unserer geologischen Erkenntnisse dargetan. Es wird aber auch nachdrücklichst darauf hingewiesen, daß eine schematische Auswertung der physikalischen Messungen zu Irrtümern führen muß, und daß eine richtige Auswertung nur möglich ist unter Heranziehung aller geologischen Gegebenheiten.

Die experimentellen Grundlagen des Dipol-Induktionsverfahrens

Von **M. Rössiger**, Potsdam — (Mit 2 Abbildungen)

Manche elektrische Verfahren der angewandten Geophysik sind experimentell und theoretisch bereits so durchgearbeitet, daß sie zu den klassischen Aufschlußverfahren zu zählen sind (z. B. die Bestimmung des scheinbaren Widerstandes nach der Wennerschen Methode). Bei anderen Verfahren fehlt bisher ein solcher Abschluß, da sie entweder der theoretischen Behandlung nicht so leicht zugänglich sind, oder die experimentellen Voraussetzungen, mit denen eine theoretische Ausdeutung möglich ist, nicht leicht verwirklicht werden konnten. Das ist z. B. bei den Induktionsverfahren der Fall, insbesondere bei dem meist als „Ringsendemethode“ bezeichneten Verfahren. Eine Reihe von theoretischen Arbeiten*) haben hier nun die Grundlagen der Anwendbarkeit soweit geklärt, daß sich eine eingehende, entsprechende experimentelle Behandlung nahelegt. Ich habe mich

*) A. Graf: Theoretische Grundlagen der Ringsendemethode. Beitr. z. angew. Geophys. **4**, 1 (1933); S. S. Stefanescu: Sur la mesure des résistivités apparentes par la méthode de la spire circulaire. Ebenda **5**, 182 (1935); Sur les fondements théorétiques de la prospection électromagnétique par courant alternatif à très basse fréquence. Ebenda **6**, 168 (1936).

daher bemüht, für dieses einfachste Induktionsverfahren eine Apparatur zusammenzustellen*), die ich im folgenden beschreiben werde.

Bei der Methode wird im Untergrund ein sinusförmig pulsierendes Magnetfeld (Primärfeld) durch eine Stromschleife (Ring) erzeugt, die von Wechselstrom durchflossen wird; das Magnetfeld der induzierten Ströme (Sekundärfeld) wird mittels einer Spule (Rahmen) gemessen. Theoretisch und meßtechnisch am einfachsten gestaltet sich das Verfahren, wenn man Messungen nur in größeren Abständen von der Sendeschleife vornimmt, so daß das magnetische Feld der Schleife in seinen Wirkungen demjenigen eines Dipols gleichgesetzt werden kann. Man kann das Verfahren deshalb am besten kennzeichnen als „Dipol-Induktionsverfahren“.

Von verschiedener Seite aus ist schon länger auf die Vorteile der Verwendung von Magnetfeldern genügend kleiner Frequenz hingewiesen worden. Obwohl die Wahl der Frequenz dem zu untersuchenden Objekt angepaßt sein sollte, wurde aus technischen Gründen eine bestimmte, in der Nähe von 50 Per./sec liegende Frequenz (55 bzw. 45) gewählt, für die Maschinen leicht erhältlich sind und die für fast alle praktische Fälle genügend klein ist.

Die zu erwartenden Effekte sind in der Mehrheit aller Fälle sehr klein. Das um 90° gegen das erregende Magnetfeld von der Kreisfrequenz ω phasenverschobene Sekundärfeld hat z. B. über einem homogenen Halbraum vom spezifischen Widerstand ρ von $10^4 \Omega \text{ cm}$ bei einem erregenden Dipolmoment M von $6 \cdot 10^7 \text{ cm}^{5/2} \text{ g}^{1/2} \text{ s}^{-1}$, das sich experimentell noch mit einer tragbaren Apparatur erzeugen läßt, für verschiedene Entfernungen r (cm) eine Vertikalkomponente, die bei genügend kleiner Frequenz durch die Formel darstellbar ist

$$H_z = \frac{\pi \omega M}{10^9 \rho_{[\Omega \text{ cm}]} r} \emptyset$$

und deren Werte in der Zahlentafel zusammen mit dem primären, von dem Dipol herrührenden Magnetfeld für verschiedene r angegeben sind.

	r	100	500	1000 m
Vertikalkomponente H_{sek}		0.65	0.13	0.06 $\mu \emptyset^{**}$)
H_{prim}		60	0.48	0.06 „

Ein plattenförmiger Körper von 2.6 m Mächtigkeit würde bei 100 m Überdeckung günstigstenfalls ein Sekundärfeld von der gleichen Größenordnung wie dieses allgemeine Streufeld des Halbraumes erregen, wenn sein spezifischer Widerstand $1/100$ von dem des Halbraumes ist.

Für gedrungene Körperformen, wie sie in der Erzprospektierung vorkommen, sind die Effekte noch kleiner. Ein waagrecht magnetisierter, kugelförmiger Körper von 20 m Durchmesser, in der Tiefe von 50 m, mit einem mittleren spezifischen Widerstand von $1 \Omega \text{ cm}$ ergäbe z. B. eine maximale waagerechte 90°-Sekun-

*) Es war mir dabei von großem Wert, daß mir die Erfahrungen der Firma Siemens & Halske, Berlin, zur Verfügung standen.

**) $1 \mu \emptyset = 1/10 \gamma = 10^{-6} \emptyset$ (= 10^{-6} „Gauß“).

därfeldkomponente von $0.12 \mu \text{Ø}$. Hierbei entsteht insbesondere die Schwierigkeit, das kleine Sekundärfeld bei der gleichzeitigen Anwesenheit eines etwa 1000mal stärkeren Primärfeldes zu messen.

Die geschilderte kleine Größenordnung des zu messenden Effekts läßt es verstehen, daß nur bei Innehaltung der saubersten experimentellen Meßbedingungen, bei strenger Trennung von Primär- und Sekundärfeld und bei Ausschaltung aller sonstigen Störungen ein Erfolg möglich ist, liegen doch die in dem Empfangsgerät (Rahmen) induzierten Spannungen in Größenordnungen, die schon im Laboratorium nicht mehr ganz leicht gemessen werden können (10^{-7} V und darunter).

Die zu beobachtenden Magnetfelder müssen in eine einigermaßen zugängliche Größenordnung gehoben werden, nicht nur aus rein meßtechnischen Gründen, sondern auch um sie über den dauernden allgemeinen magnetischen Störpegel der Atmosphäre genügend herauszuheben. Deshalb wird man zunächst versuchen, mit der Maschinenleistung ein möglichst großes magnetisches Moment zu erzeugen, denn alle zu beobachtenden Felder wachsen natürlich proportional dieser Momentgröße! Bei einem Ringdurchmesser von 20 m, 10 Windungen, habe ich bei 2 bis 2.5 kW Maschinenleistung ein magnetisches Moment von $6 \cdot 10^7$ cgs erzielt. Die Maschine ist dabei noch tragbar (150 kg), das Kabelgewicht (in zwei Rollen je 300 m) beträgt insgesamt etwa 120 kg.

Es läßt sich leicht zeigen, daß das resultierende magnetische Moment einer Stromschleife vom Durchmesser D proportional ist zu

$$D \cdot \sqrt{\text{Maschinenleistung} \times \text{Kabelgewicht}},$$

wobei das mindestens zu verwendende Kabelgewicht durch die Leistung der Maschine bedingt ist, da man mit der Strombelastung je Querschnittseinheit des Kabels nicht über einen bestimmten Wert hinausgehen kann. Eine Vergrößerung des Moments auf das Fünffache würde nur bei einer Erhöhung des Gesamtgewichts auf das 20- bis 25fache (also mehreren Tonnen Gesamtgewicht) möglich sein. Hier kommt man also bald zu einer Grenze.

Der Wechselstromgenerator wurde von einem 5.5 PS luftgekühlten Zweitaktbenzinmotor angetrieben. Von großer Wichtigkeit ist der konstante Lauf der Maschine, der bei dieser ersten Versuchsapparatur noch zu wünschen übrig ließ.

Die Empfangsapparatur besteht aus dem Empfangsrahmen und dem Wechselstromkompensator zur Messung der im Rahmen induzierten EMK mit Verstärker und Anzeigeinstrument. Da die Messung das Vorhandensein einer nach Intensität und Phase bekannten Vergleichsspannung erfordert, ist ferner eine Kabelverbindung mit der Sendeapparatur notwendig. Das Kabel wird in einer Rolle von 600 m auf einem Kabelverlegewagen transportiert und jeweils bis zur Meßstelle abgewickelt. Es wird durch einen Stromtransformator von dem im „Sending“ fließenden Strom gespeist und überträgt somit die Intensität und Phase des pulsierenden Dipols zur Meßstelle. Im Bedarfsfalle kann eine weitere Trommel mit 600 m angesetzt werden.

Der *Rahmen* ist eine freitragend gewickelte kreisförmige Flachspule von 3000 Windungen, etwa $1200\ \Omega$ Gleichstromwiderstand und einer Selbstinduktion von 8 Hy. Seine Gesamtwindungsfläche beträgt $380\ \text{m}^2$. Durch ein sinusförmig mit der Frequenz von 55 Per./sec pulsierendes Magnetfeld von $\frac{1}{10}\ \mu\ \text{Ø}$ wird also in ihm eine EMK von $10^{-6}\ \text{V}$ induziert. Der Rahmen ist auf einem Stativ dreh- und kippbar, der Kippwinkel kann an einer Kreisteilung (Höhenkreis) abgelesen werden. Am Rahmen befindet sich ferner eine Visiereinrichtung und ein horizontaler Kreis.

Besondere Aufmerksamkeit wurde der Frage gewidmet, ob der Rahmen zur Erhöhung der Empfindlichkeit in „Stromresonanz“, also abgestimmt auf die Frequenz des induzierenden Magnetfeldes, verwendet werden kann. Hierbei ist bei geeigneter Bemessung des Ohmschen Widerstandes eine Vervielfachung der Spannung möglich, was meßtechnisch natürlich sehr angenehm wäre. Es läßt sich indessen zeigen, daß dann eine ungleich größere Konstanz der Maschinenfrequenz erforderlich ist, als sie aus anderen, weiter unten zu erwähnenden Gründen notwendig erscheint. Die Verschiebung der Phase der EMK um 90° (gegen die induzierende EMK) im Resonanzfall muß natürlich beachtet werden, ist aber meßtechnisch ohne Bedeutung, auch die Verringerung der EMK bei einer kleinen Änderung der Maschinenfrequenz gegenüber der maximalen Resonanzspannung ist nur klein. Jedoch ist es als bedenklich zu betrachten, daß die mit einer kleinen Frequenzänderung verbundene Abweichung der Phase von genau 90° einen erheblichen Prozentsatz der Wirkkomponente fälschlicherweise als Blindkomponente in die Messung eingehen läßt. Bei dem benutzten Rahmen, bei dem in Resonanz etwa eine Verdoppelung der EMK möglich ist, würde eine Frequenzänderung der Maschine von 1 Per./sec bereits 8% der Wirkkomponente als zusätzliche Blindkomponente vortäuschen. Es wurde daher zunächst auf dieses sich sonst nahelegendes Hilfsmittel zur Empfindlichkeitssteigerung und zur Fernhaltung von Störungen verzichtet.

Der *Wechselstromkompensator* ist eine Sonderausführung des von W. Geyger*) angegebenen Kompensators. Der dem Kompensator durch das Kabel zugeführte Wechselstrom von 200 mA durchfließt nach der Schaltskizze einen Stromtransformator und einen Transformator mit Luftspalt und erzeugt zwei Vergleichsspannungen von 180° und 90° Phasenverschiebung, die über zwei Gefälledrähte abfallen und mittels zweier einstellbarer Schleifkontakte in der gewünschten Höhe abgegriffen werden können. Mittels eines zweiten Kompensators (Entstörungskompensator) kann vor jeder Messung eine ungewünschte Störspannung, die zu einer Unsymmetrie der Meßgrößen bei den verschiedenen Rahmenstellungen und Polungen führen würde, beseitigt werden. Die abgegriffene Kompensationsspannung liegt in Reihe mit der Rahmenspannung und wird bei der Messung solange variiert, bis die Vektorsumme beider verschwindet. Als Indikatorinstrument dient ein in dem gleichen Kompensationskreis liegendes Vibrationsgalvanometer, vor dem ein Verstärker

*) W. Geyger: Die Anwendung des komplexen Wechselstromkompensators bei geelektrischen Untersuchungen. Arch. f. Elektrotechnik **23**, 109 (1929).

liegt. Dieses Galvanometer kann mittels einfacher Drehknopfbetätigung auf die Maschinenfrequenz abgestimmt werden.

Die Verwendung eines Vibrationsgalvanometers bringt den erheblichen Vorteil der optischen Ablesung gegenüber der bei 500 Per./sec üblichen Verwendung eines Telephons. Sie hat ferner den Vorteil der Grundwellenselektivität, was im Hinblick auf Störspannungen von anderer Periode und aperiodische Störungen von Bedeutung ist. Die Empfindlichkeit des Galvanometers beträgt etwa 1 mm Lichtspaltverbreiterung je $3 \cdot 10^{-6}$ V Eingangsspannung an den Galvanometerklemmen.

Der Verstärker ist ein aperiodisches Dreiröhrengerät ohne besondere Kunstschaltung.

Bereits die ersten Versuche zeigten, daß es nach Abstellung gewisser Störungen möglich war, mit der Meßempfindlichkeit auf einige Einheiten von 10^{-7} V (ent-

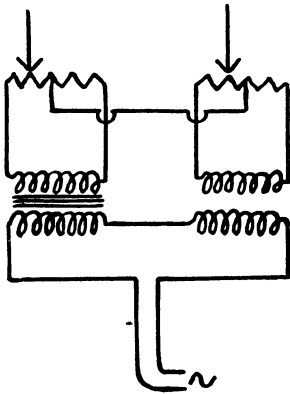


Fig. 1. Schaltschema des komplexen Wechselstromkompensators

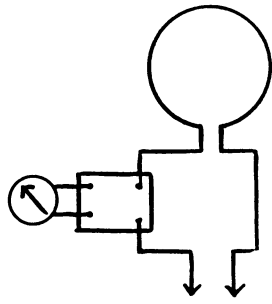


Fig. 2. Der Empfangskreis mit Rahmen, Verstärker und Vibrationsgalvanometer

sprechend $\frac{1}{100} \mu \text{Ø}$) herunterzukommen. Es sind indessen noch Verbesserungen nötig, die in erster Linie in der Beruhigung des Laufes der Maschine liegen werden.

Eine andere Frage ist es, ob es zweckmäßig sein wird, das Primärfeld an dem jeweiligen Meßort vollkommen wegzukompensieren; dann wäre es möglich, auch bei kleinen Entfernungen vom Dipol eine beliebige Sekundärfeldkomponente zu messen oder dort das Sekundärfeld nach Größe und Richtung vollständig zu bestimmen.

Die Brauchbarkeit der Anordnung zur Erzprospektierung wird zunächst an einem Erzvorkommen im Grubenfeld der „Bayerland“ A.-G. Mitterteich/Pfaffenreuth (Oberpfalz) erprobt, die ihre Bohraufschlüsse freundlicherweise zur Verfügung stellte. Über die erzielten Ergebnisse wird an anderer Stelle berichtet werden. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft verdanke ich die Bereitstellung der für die Untersuchung notwendigen Geldmittel.

Potsdam, Geophysikalisches Institut.

Erfahrungen mit einem neuen geothermischen Aufschlußverfahren

Von **M. Paul**, Berlin. — (Mit 4 Abbildungen)

Messungen der Erdbodentemperatur über Schwefelerzlagerstätten zeigen, daß die in ihnen fortlaufend produzierte Wärme zu einer Hebung der Bodentemperaturen über solchen Lagerstätten führt. Im vorliegenden Falle war es möglich, Lage und Verlauf eines unverritzten Pyritlagers aus einer durch Temperaturmessungen in 2 m Bodentiefe festgestellten und weiterverfolgten Bodenaufheizung anzugeben.

Wir wissen, daß Unterschiede in der Wärmeleitfähigkeit des Gesteins in der Größe der geothermischen Tiefenstufe zum Ausdruck kommen. Über einem Störungskörper, der sich durch eine besonders große Wärmeleitfähigkeit gegenüber seiner Umgebung auszeichnet, wölben sich die Geisothermenflächen auf. Im umgekehrten Falle einer schlechteren Wärmeleitfähigkeit senken sich die Geisothermenflächen über dem Störungskörper. Wenn nun diese Aufwölbungen und Senkungen der Geisothermenflächen sich bis in oberflächennahe Schichten in einer meßbaren Größenordnung auswirken sollten, so hätte man hierin die Möglichkeit, aus Temperaturbestimmungen in den oberflächennahen Schichten Schlüsse auf die Tektonik des tieferen Untergrundes zu ziehen. Diese Frage kann jedoch zur Zeit mangels ausreichender Kenntnisse theoretisch nicht beantwortet werden. Sie läßt sich deshalb nur durch systematische praktische Versuche klären.

Von vornherein läßt sich nicht verkennen, daß die Suche nach einer tiefenbedingten Komponente der Bodentemperaturen mit erheblichen Schwierigkeiten zu rechnen hat. Aus dem täglichen und jahreszeitlichen Wechsel der Einstrahlung treten Temperaturschwingungen im flacheren Erdboden auf, deren Amplitude von äußeren Bedingungen abhängig ist, nämlich von der Größe der Einstrahlung und von der Größe der Wärmeleitfähigkeit der äußeren Schichten. Ferner sollten sich Grundwasserströmungen im Sinne einer Verschleppung oder gar eines vollkommenen Ausgleichs der Bodentemperaturen auswirken. Allerdings ist die Grundwasserbewegung sehr langsam, und selbst bei einem Gefälle von 2 m auf 100 m beträgt der tägliche Vormarsch weniger als 10 m.

Alle diese äußeren Einflüsse lassen sich jedoch in einem ziemlich weitgehenden Grade eliminieren, wenn man die horizontale Temperaturverteilung in verschiedenen tiefen Schichten aufsucht. So kann man durch Messungen in zwei verschiedenen Tiefen den ersten Differentialquotienten, durch Messungen in drei verschiedenen Tiefen auch noch den zweiten Differentialquotienten der äußeren Wärmewelle ermitteln und aus dem Vergleich mit jeweiligen Normalwerten eine Korrekturgröße bestimmen. Noch einfacher wäre aber die Prüfung einer Tiefenabhängigkeit der Bodentemperaturen, wenn man nur in einem solchen Gelände mißt, das augenscheinlich keine wesentlichen Unterschiede in den äußeren Bedingungen aufweist.

Führt man die Messungen in einem solchen weitgehend äußerlich gleichförmigen Gelände durch, so kann man die tägliche Temperaturwelle dadurch ausschalten, daß man in eine genügende Bodentiefe geht. Die jahreszeitlichen Einflüsse lassen sich dann an Hand der Temperaturmessungen an einer „Basisstation“ eliminieren, indem man die jeweilige Änderung der Basistemperatur seit einem Stichtage mit entgegengesetztem Vorzeichen zu dem jeweiligen Meßergebnis hinzufügt.

Soweit in den Bodentemperaturen ein tiefenbedingter Einfluß auftreten sollte, kann man über die zu erwartenden Kurvenbilder im voraus einige Aussagen machen. Da der Wärmestrom aus sehr großen Tiefen aufsteigt, müßte bei Unterschieden in der Wärmeleitfähigkeit des Untergrundes ein distributives Gesetz in der Verteilung der Bodentemperaturen auftreten derart, daß auffallenden Temperaturerhebungen entsprechende Temperatursenken benachbart sind. Dies müßte sich dahin auswirken, daß über einem Störungskörper von besonders geringer Wärmeleitfähigkeit eine Temperatursenke auftritt, die seitlich von zwei Temperaturüberhöhungen eingeschlossen wird. Da die Wärmeleitfähigkeit in Richtung der Schicht besser sein dürfte als quer zur Schicht, müßten über steil einfallenden Schichten ebenfalls Temperaturerhöhungen auftreten. Bei Aufwölbungen tieferer Schichten sollten beiderseits über den Stellen steilsten Anstiegs der Aufwölbung Temperaturerhöhungen auftreten, während die Temperatur über dem Scheitel der Aufwölbung wieder absinkt. Derartige Kurvenbilder konnten in den vielen Messungen der Erdbodentemperatur, die ich seit dem Frühjahr 1935 durchgeführt habe, oft beobachtet werden.

Ich möchte hier nun ausschließlich*) über Messungen an Schwefelkieslagern berichten, mit denen mich der Herr Staatssekretär Keppler als Präsident der Reichsstelle für Bodenforschung im Mai dieses Jahres zu einer ersten Prüfung der Brauchbarkeit dieser Methode beauftragt hat. Dieser Auftrag ging von der Erfahrung aus, daß in Schwefelkieslagern Wärme produziert wird, die nun, wenn überhaupt das Verfahren brauchbar sein sollte, oberflächlich nachweisbar sein müßte, zumal die in Betracht gezogenen Lagerstätten verhältnismäßig flach liegen sollten. Die Versuche wurden in der Gemarkung Pfaffenreuth (Oberpfalz) über Lagerstätten der Bergbau-Aktiengesellschaft Bayerland durchgeführt.

In diesem Gelände hatten bisher alle anderen Methoden bis auf das magnetische Verfahren versagt. Um nicht irgendwie beeinflußt zu sein, hatte ich mit dem technischen Direktor der Bayerland, Herrn Spross, vereinbart, daß mir keinerlei Hinweise auf die tatsächliche Lage der Lagerstätten gegeben werden sollten. Mir wurde lediglich mitgeteilt, daß eine Anzahl von Aufschlußbohrungen vorhanden sei, von denen ein Teil nicht fündig geworden wäre. Hervorheben möchte ich, daß ich ohne die weitgehende Unterstützung durch Herrn Direktor Spross bei den großen Schwierigkeiten, auf die Flachbohrungen in dem teilweise nur halb verwitterten Gestein stießen, wohl kaum zu einem Ergebnis gekommen wäre.

*) Vergl. hierzu: M. Paul, Über Messungen der Erdbodentemperatur an Salzdomen. Z. Geophys. 11, 388 (1935).

Fig. 1 zeigt den Verlauf der Bodentemperaturen in 2 m Tiefe entlang der ersten mir vorgeschriebenen Trace, deren erster Teil (120 m) im freien Felde, der andere Teil im Nadelwald verlief. Beim Übergang vom freien Felde in den Wald trat zunächst ein erheblicher Rückgang der Bodentemperaturen auf, wie

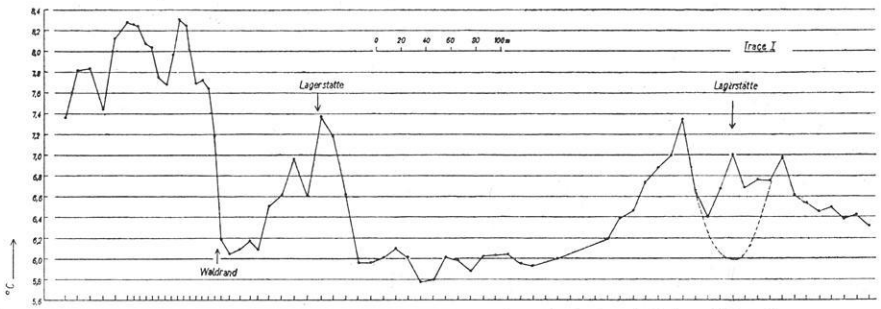


Fig. 1. Temperaturverlauf entlang einer Trace, die über zwei Schwefelerzlagerstätten hinwegführt. Die Trace läuft aus freiem Felde in Nadelwald hinein. Der verschiedenen Einstrahlung entspricht eine beträchtliche Verschiebung der Bodentemperaturen

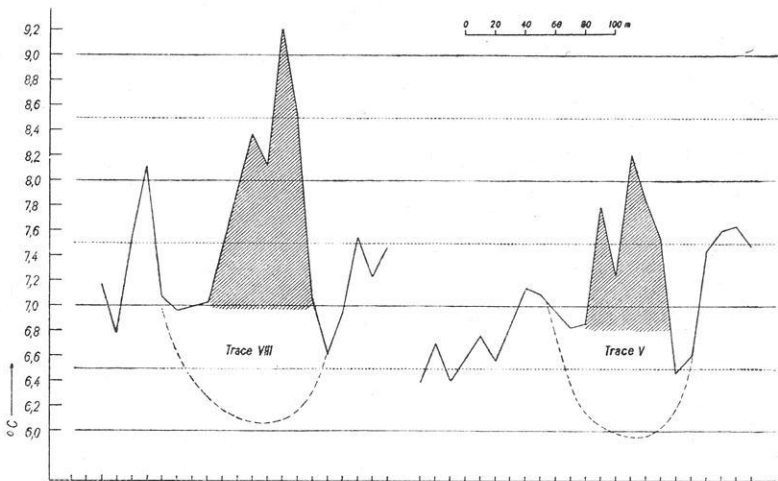


Fig. 2. Temperaturverlauf entlang zweier kurzer Tracen, die parallel zur Trace der Fig. 1 über das tiefer im Walde gelegene Schwefelerzlager gelegt sind. Die Bodenaufheizung aus der Wärmeproduktion der Lagerstätte erreicht hier einen maximalen Wert

dies ja auch in Anbetracht der verminderten Einstrahlung zu erwarten war. Im Walde wurden dann zwei auffallende Temperaturerhebungen festgestellt. Da ich keinerlei Anhaltspunkte über die Lage der Lagerstätte hatte als die, daß die Trace in ihrer vorgeschriebenen Länge über sie hinwegging, und mir zunächst erklärt wurde, daß die erste Temperaturanomalie uninteressant sei, ging ich der zweiten

Temperaturerhebung nach, deren weiteren Verlauf ich durch acht kürzere Paralleltracen ermittelte. Erst später erfuhr ich, daß die erste Temperaturerhebung über einem durch Schürfb Bohrungen erschlossenen, noch unverritzten Teil einer in Vorrichtung und Abbau befindlichen Schwefelkieslagerstätte lag.

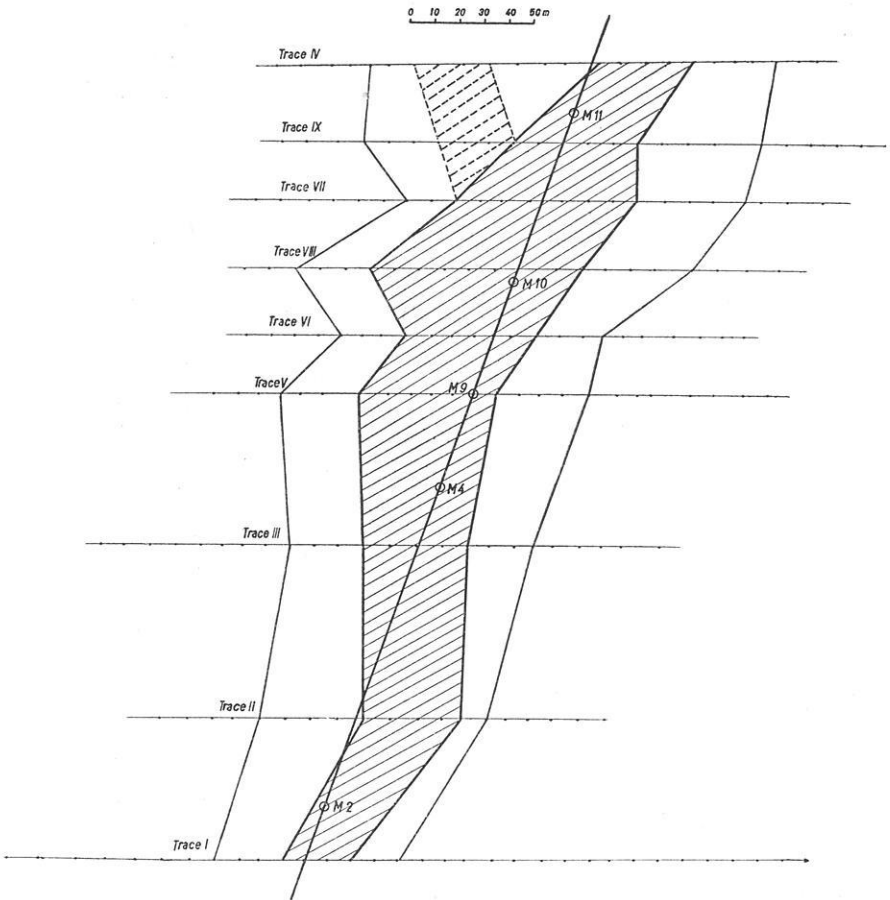


Fig. 3. Darstellung der (unverritzten) Schwefelerzlagerstätte der Fig. 1 und 2 nach dem in neun Paralleltracen ermittelten Verlaufe der Bodenaufheizung. Die aufgeheizte Zone ist durch Schraffierung hervorgehoben. Ihr Verlauf deckt sich mit magnetischen Messungen von M. Reich. Die Realität der Lagerstätte ist durch die fündigen Bohrungen M 2, M 4, M 9 und M 10 belegt

Bei der Weiterverfolgung der zweiten Temperaturerhebung der Trace 1 durch entsprechend gelegte Paralleltracen erhielt ich jedesmal das gleiche Bild einer in der Mitte aufgeheizten Temperatursenke. Die Aufheizungen nahmen zunächst beträchtlich zu, wie man an den hier herausgegriffenen Kurvenbildern

der Tracen V und VIII (Fig. 2) erkennen kann, die einen Abstand von 50 m voneinander haben. In dem Kurvenzug der Trace VIII erreicht die Aufheizung ihren maximalen Wert.

Ich habe nun die Stellen scheinbarer Aufheizung in ein Kartenblatt eingetragen (Fig. 3). Außerdem habe ich in diese Karte noch die Scheitel der beiden einhüllenden Temperaturwellen eingezeichnet. Die einander entsprechenden

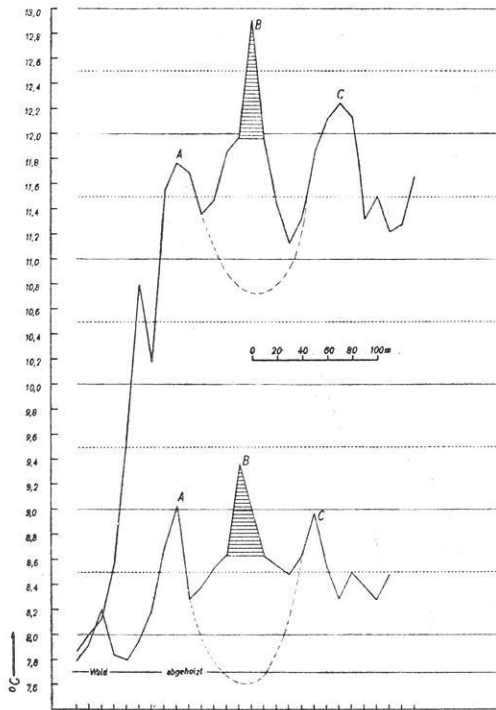


Fig. 4. Temperaturverlauf entlang zweier paralleler Tracen in einem Gebiete, durch das nach vorhergehenden (seitlich liegenden) Messungen von M. Reich eine magnetische Störungszone hindurchgehen sollte. Der schraffierte Teil der Temperaturkurven deckt sich mit der von Reich hier nachträglich aufgesuchten magnetischen Anomalie. Die obere Trace läuft aus Nadelwald ins Freie. Der Unterschied der Bodentemperaturen aus der verschiedenen Einstrahlung ist erstaunlich hoch

noch nicht vor, so daß die Frage der Realität einer entsprechenden Lagerstätte noch offen steht. Während die untere Trace wieder ganz im Walde verläuft, tritt die obere Trace bald nach ihrem Beginn in einen breiten, abgeholzten Geländestreifen ein. Der Temperaturunterschied im Erdboden aus der ver-

einander entsprechenden Punkte wurden geradlinig miteinander verbunden. Die schraffierte Fläche stellt das Gebiet der (vermuteten) Aufheizung dar. Wie dann später festgestellt werden konnte, deckt sich ihr Verlauf sehr genau mit dem Verlaufe der von Herrn Reich festgestellten magnetischen Anomalie, wobei insbesondere beide Methoden die gleiche S-förmige Führung der Störungszone angaben. Die Existenz einer hiermit zusammenhängenden Schwefelkieslagerstätte war durch die fündigen Bohrungen M 2, M 4, M 9, M 10 und M 11 nachgewiesen worden, die anlässlich der von Herrn Reich aufgefundenen magnetischen Anomalie in dieser Zone angesetzt wurden.

Zum Schluß will ich Ihnen noch zwei Temperaturkurven (Fig. 4) zeigen, die sich in einem anderen Geländeteile ebenfalls mit einer magnetischen Anomalie decken. Auch hier tritt eine in der Mitte aufgeheizte Temperatursenke auf, die von zwei seitlichen Temperaturerhebungen eingehüllt wird. Aufschlußbohrungen liegen hier

schiedenen Einstrahlung erreicht hier einen extremen Wert. Er ist ganz wesentlich größer als der in Trace I (Fig. 1) erhaltene Unterschied zwischen den Bodentemperaturen in Wald und Feld. Dies erklärt sich durch die inzwischen vorgeschrittene Jahreszeit (Anfang August gegenüber Anfang Juni). Trotz der wesentlich verschiedenen Einstrahlung ist eine Ähnlichkeit in den beiden Kurvenzügen der Fig. 4 nicht zu verkennen. Die beiden Tracen liegen etwa 50 m auseinander.

Mögen im einzelnen auch sicher äußere Einflüsse in die Meßkurven eingegangen sein, so kommt doch zweifellos auch ein tiefenbedingter Sinn hierin zum Ausdruck. Denn tatsächlich konnte hiermit eine Lagerstätte ohne jeden näheren Hinweis aufgefunden werden. Hinsichtlich eines weiteren Meßprogramms erscheint es mir vordringlich, derartige Messungen auf verschiedene Bodentiefen auszudehnen, um äußere Einflüsse in den Meßkurven herabzudrücken. Dies dürfte zu wesentlich glatteren Kurvenzügen führen. Daß die Messungen der Bodentemperatur reproduzierbar sind, ist schon früher mehrfach nachgewiesen worden.

Diskussionsbemerkungen zum Vortrage von M. Paul

M. Rössiger, Potsdam, erläutert kurz theoretische Überlegungen, die er zusammen mit Herrn Dr. M. Kohler, Universität Berlin, über die Verteilung der Temperatur über Einlagerungen verschiedener Wärmefähigkeit angestellt hat. Da die dem Problem angepaßte Randbedingung, nämlich die Konstanz der Wärmeübergangszahl (Erdoberfläche/Luft), wegen der schlechten Bestimmtheit dieser Größe nicht angewendet werden sollte, wurde die Temperaturverteilung berechnet unter Annahme einer konstanten Temperatur der Erdoberfläche. Für einen in der Tiefe d parallel zur Erdoberfläche liegenden zylindrischen Erzkörper vom Radius R und dem Wärmeleitvermögen λ' (Wärmeleitvermögen der Umgebung sei λ) beträgt der maximale lotrechte Temperaturgradient an der Erdoberfläche

$$a \left[1 + \frac{2 R^2}{d^2} \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda' + \lambda - \frac{R^2}{4 d^2} (\lambda' - \lambda)} \right],$$

wo a den ungestörten Temperaturgradienten bedeutet. Für eine mittlere Wärmeleitfähigkeit des Erzkörpers von $0,012 \text{ cal cm}^{-1} \text{ sec}^{-1}$, einem Wärmeleitvermögen des Nebengesteins von $0,003$, erhält man bei einem Verhältnis von $R/d = 1/2$ eine Zunahme des normalen Temperaturgradienten von 32% .

Für kugelförmige Einlagerungen und Rotationsellipsoide erhält man ähnlich gebaute Ausdrücke.

Rössiger weist darauf hin, daß diese Formel nicht anwendbar ist, wenn die Verteilung der Temperatur durch andere Prozesse (z. B. chemische Oxydationswärme) mitbedingt ist.

Die Temperaturverhältnisse der südlichen Halbkugel

Von W. Meinardus. — (Mit 4 Abbildungen)

Die Temperaturverhältnisse der südlichen Halbkugel gestalten sich im großen ganzen einfacher als die der nördlichen. Der Hauptgrund liegt in der verschiedenen Verteilung von Wasser und Land. Während sich vom Äquator nordwärts die festländischen Massen verbreitern und in den mittleren Breiten die größte Ausdehnung haben, verschmälern sie sich im Süden, so daß sie bis 35° S (mit den drei Südkontinenten) nur $\frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{5}$ der Zone einnehmen und von etwa 35° S bis 65° S, abgesehen von dem schmalen Endland Südamerikas, das Meer allein vorherrschend wird. Jenseits des Polarkreises aber liegt der mit Inlandeis bedeckte antarktische Kontinent, in den nur das Weddell- und Ross-Meer, mit Scholleneis erfüllt, bis etwa 78° einschneiden (s. Fig. 1). Die klimatischen und ozeanischen Einflüsse der Antarktis erstrecken sich jedoch unmittelbar durch die Abgabe von Eisbergen und mittelbar durch eisbedeckte Meeresströmungen und damit verbundene Schmelzvorgänge in den subantarktischen Meeresring hinein (s. Fig. 2). Wegen dieser, im wesentlichen zonalen Anordnung, hat die südliche Halbkugel eine vorwiegend planetarische Verteilung der klimatischen Elemente, während die terrestrischen Einflüsse sie nur modifizieren. Auf der nördlichen Halbkugel stören dagegen die letzteren die Ausbildung einer planetarischen Anordnung in entscheidender Weise.

Im folgenden soll eine Reihe von Erscheinungen behandelt werden, die als wesentliche Merkmale der Temperaturverhältnisse auf der südlichen Halbkugel anzusehen sind. Ausgehend von der jährlichen Temperaturamplitude in den verschiedenen Breiten werden die meridionalen Temperaturgradienten, die unperiodische tägliche Temperaturschwankung, die interdiurne Veränderlichkeit der Temperatur, die Windstärke und die meridionalen Luftdruckdifferenzen betrachtet, und zwar bei jedem der genannten Elemente ihr Verhalten im Sommer und Winter. Die Unterlagen für die Untersuchung sind für die Festländer und die Antarktis im Handbuch der Klimatologie von Köppen-Geiger, für die Meere in der von G. Schott verfaßten Geographie der Ozeane und in den Ergebnissen der Meteor-Expedition enthalten. Einige zerstreute Quellen brauchen hier nicht genannt zu werden*).

*) Handbuch der Klimatologie, herausgeg. von W. Köppen u. R. Geiger, Berlin 1930ff. Bd. II, Teil G, K. Knoch. Südamerika; Bd. IV, Teil S, G. Taylor, Australien; E. Kidson. Neuseeland; Bd. IV, Teil U, W. Meinardus, Antarktis. — G. Schott: Geographie d. Atlant. Ozeans, 2. Aufl., Hamburg 1926. Geogr. d. Indischen und Stillen Ozeans, Hamburg 1935. — G. Böhnecke: Temperatur d. Atlantischen Ozeans. Wiss. Erg. d. D. Atlant. Exp. „Meteor“, Bd. V, Atlas. Berlin 1936. — P. H. Gallé: Klimatologie v. d. Indischen Ozean. K. Ned. Meteorol. Inst. No. 102, Amsterdam 1928.

1. Als *jährliche Temperaturamplitude* nehme ich für die Festländer die Differenz Januar—Juli, für die Meere Februar—August. Die Abweichungen gegen die Differenz des wärmsten und kältesten Monats sind Null oder so gering, daß sie hier vernachlässigt werden können. Wo nichts anderes bemerkt wird, handelt es sich um *Lufttemperaturen*.

Sowohl auf den Festländern wie auf den Ozeanen zeigt sich, daß die Amplituden vom niedrigsten Wert der äquatorialen Breiten südwärts bis etwa 30° S

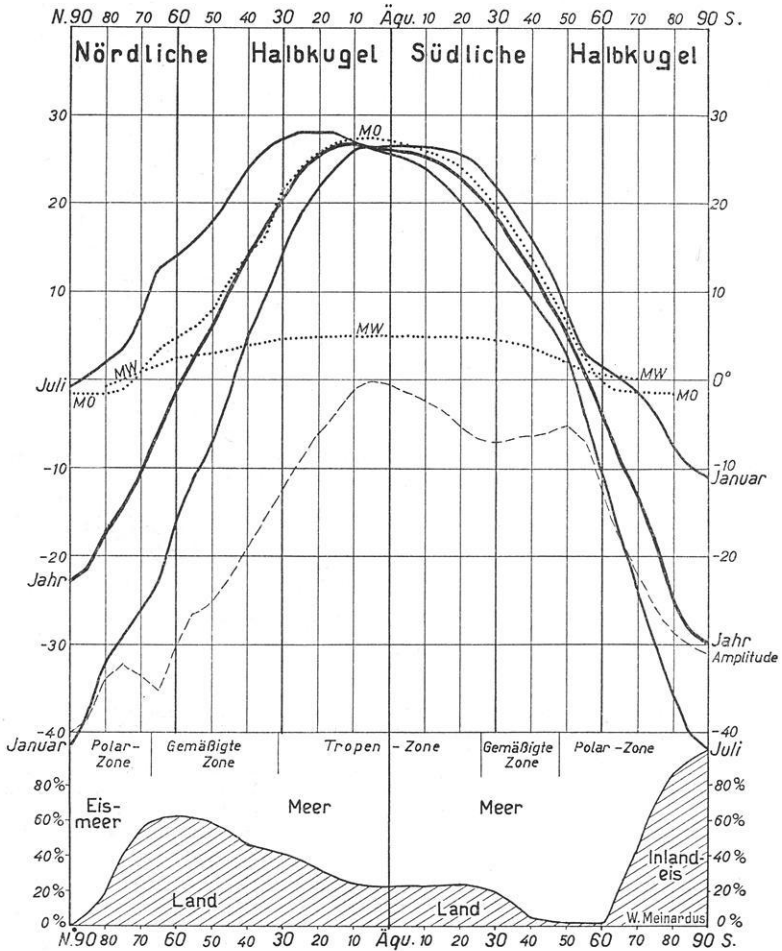


Fig. 1. Mittlere Luft- und Meerestemperatur der Breitenkreise

- Lufttemperatur,
 - MO = Jahrestemperatur der Meeresoberfläche,
 - MW = Temperatur der gesamten Meer-Wassermassen (nach O. Krümmel),
 - - - Jährliche Amplitude der Lufttemperatur (mit umgekehrter Ordinatenzählung).
- Zu unterst die prozentische Verteilung von Festland und Meer.

Die Figur ist entnommen dem „Handbuch der Geographischen Wissenschaft“, herausgeg. von F. Klute. Band I. W. Meinardus, Allgemeine Klimatologie. Athenaion-Verlag, Potsdam, 1936, S. 162, Fig. 114.

anwachsen, dann bis etwa 50 oder 55° S abnehmen, von hier aus aber polwärts rasch größer werden (s. Fig. 1). Dieselbe Erscheinung findet sich auch auf den Ozeanen der nördlichen Halbkugel. Sie kann als eine *planetarische* bezeichnet werden, die auf einer homogenen Wasserhalbkugel denselben Charakter haben würde.

Die Lage und Größe der erwähnten Extremwerte der Jahresamplitude sind aus folgender Tabelle 1 ersichtlich. Als Ergänzung ist für den Südpol eine Amplitude von rund 35° C in jedem Meridionalstreifen anzufügen. Die Amplitude der

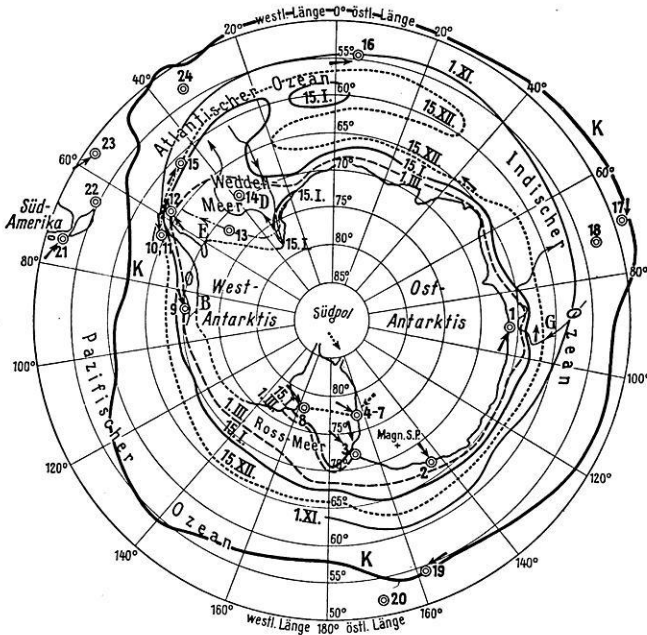


Fig. 2. Eisgrenzen und subpolare Konvergenzlinie (K).

Pfeile = mittlere Windrichtungen.

Fahrten und Triften: „Belgica“ (B), „Deutschland“ (D), „Endurance“ (E), „Gauss“ (G).

1 Gauß-Station, 2 Kap Denison, 3 Kap Adare, 4–7 Mac Mardo-Sund, 8 Framheim, Little America, 9 „Belgica“, 12 Snow Hill, 15 Lauri-Insel, 17 Kerguelen, 19 Macquarie-Insel, 24 Süd-Georgien.
(Nach Klimakunde der Antarktis. Verlag Gebr. Borntraeger, Berlin)

13 Endurance, 14 Deutschland, 16 Bouvet-Insel

Lufttemperatur ist naturgemäß über den Kontinenten Südamerika und Australien größer als über den Ozeanen in gleicher Breite. Für Afrika gilt dasselbe, aber da es im Süden sehr hoch gelegen ist, soll es bei dieser Untersuchung, die allgemein geltende Gesichtspunkte verfolgt, außer Betracht bleiben.

Auch die Amplitude der Wassertemperatur hat ein Maximum in den Rossbreiten, d. h. unter 30° S: im Südatlantischen Ozean ist zwischen 20 und 40° w. L. die Differenz von Februar und August 7.4, im Indischen Ozean zwischen 60 und 100° ö. L. 5.3. Südwärts nimmt dann die Amplitude auf weniger als 2° ab, wobei

sich die Wassertemperatur schließlich dem Gefrierpunkt des Meerwassers (etwa -1.8) nähert. Im Eisgürtel wird daher die Amplitude der Wassertemperatur klimatisch bedeutungslos, während die der Lufttemperatur infolge der winterlichen Ausstrahlung von Eis und Schnee polwärts ansteigt.

Tabelle 1. Extreme der Temperaturamplituden (Januar—Juli).

	Südliche Halbkugel	Südamerika (55—70°W)	Australien (130—145° E)
Maximum	30° S 7.2	40° S 16.3	25° S 16.4
Minimum	50° S 4.7	55° S 6.0	50° S 4.0

Extreme der meridionalen Temperaturgradienten im Januar und Juli ($\Delta t/5^\circ$ Br.)

	15—20° S	25—30° S	15—20° S
Januar	0.5	1.1	— 2.2
Juli	2.3	5.0	4.0
	45—50° S	50—55° S	35—40° S
Januar	4.2	5.6	6.7
Juli	2.8	1.6	1.7
	75—80° S	75—80° S	70—75° S
Januar	4.0	3	5
Juli	8.7	10	10

Die Hauptursache für die große Jahresamplitude in den Rossbreiten liegt in der durch geringe Bewölkung begünstigten starken sommerlichen Einstrahlung, die sich naturgemäß auf den Südkontinenten besonders temperaturerhöhend auswirkt. Auf den Meeren wird diese Wirkung durch Verdunstung und konvektive Vorgänge zwar vermindert, aber trotzdem bleibt auch hier die sommerliche Erwärmung groß genug, um die Jahresamplitude gegenüber den äquatorialen und den gemäßigten Breiten zu erhöhen. In den letzteren erreicht die Amplitude der Lufttemperatur nur geringe Werte, weil die Bewölkung Ein- und Ausstrahlung schwächt und überhaupt der Wasserdampfgehalt der Atmosphäre durch die starken Westwinde und vorwiegend zyklonale Luftbewegungen erhöht ist. Aber schon von etwa 55° ab macht sich die Fernwirkung der Antarktis dadurch geltend, daß die Meeresflächen abgekühlt und mit Treibeis erfüllt sind. Obgleich dieser Umstand die Sommertemperaturen wegen des Verbrauchs von Schmelzwärme weithin in der Nähe des Gefrierpunktes hält, so können die Wintertemperaturen durch Ausstrahlung je weiter südwärts um so tiefer sinken. Die eisbedeckte Antarktis begünstigt dann noch ein weiteres Anwachsen der Jahresamplitude bis in ihr Kerngebiet. Die Isothermenkarten von Januar und Juli veranschaulichen diese Tatsache (s. Fig. 3 und 4).

2. Das Verhalten der meridionalen Temperaturgradienten in den beiden extremen Jahreszeiten steht zu der Jahresamplitude in den verschiedenen Breiten in einem einfachen Zusammenhang. Wo die Jahresamplitude mit der Breite zunimmt, ist der nordsüdliche Temperaturgradient im Winter größer als im Sommer; das ist also zwischen dem Äquator und den Rossbreiten sowie von

etwa 50 bis 55° S bis zum Pol der Fall. Wo die Amplitude mit der Breite abnimmt, wie zwischen 35 und 50 bis 55° S, ist der Temperaturgradient im Sommer größer als im Winter. Am größten ist der Unterschied zwischen den Temperaturgradienten des Januar und Juli zugunsten des letzteren, des Wintermonats, in Südamerika zwischen 25 und 30° S, im Indischen Ozean und Australien zwischen 15 und 20° S, dagegen zugunsten des Sommermonats in Südamerika zwischen 50 und 55° S, im Indischen Ozean und Australien zwischen 35 und 45° S.

Für die ganze südliche Halbkugel gilt, daß die meridionalen Lufttemperaturgradienten im Januar zwischen 30 und 52° S größer sind als im Juli, in den anderen

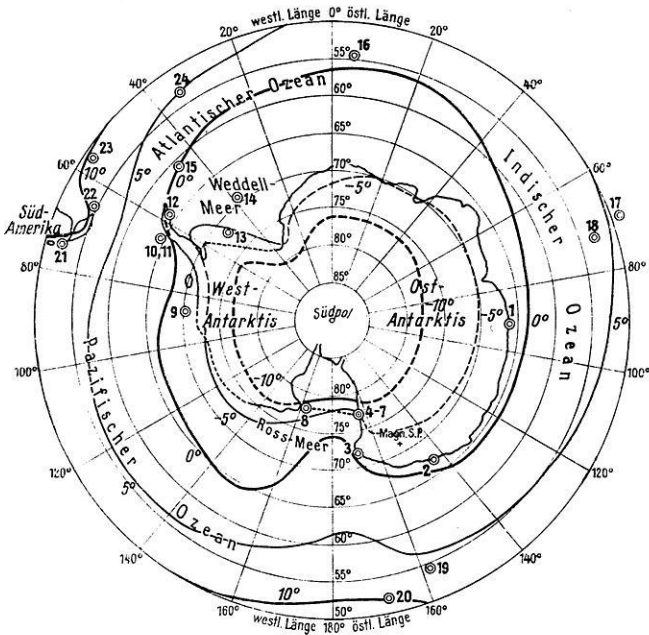


Fig. 3. Januar-Isothermen im Meeresniveau
(Nach Klimakunde der Antarktis. Verlag Gebr. Borntraeger, Berlin)

Breiten kleiner. Die maximalen Unterschiede der Gradienten liegen einerseits zwischen 15 und 20° bzw. 75 und 80° S, andererseits zwischen 45 und 50° S. Vergleiche auch Fig. 1, Linien für Januar und Juli.

Die Beziehungen zwischen den Amplituden und Temperaturgradienten sind zwangsläufig. Bezeichnet man die Amplituden in benachbarten Breiten mit A_φ und $A_{\varphi + \Delta\varphi}$, die Temperaturgradienten zwischen diesen Breiten im Januar mit Δt_1 , im Juli mit Δt_7 , so gilt, da die Amplituden hier die Temperaturdifferenzen zwischen Januar und Juli bedeuten, in der Breite φ : $A_\varphi = t_1 - t_7$, in der Breite $\varphi + \Delta\varphi$: $A_{\varphi + \Delta\varphi} = t_1 - \Delta t_1 - (t_7 - \Delta t_7)$. Die Differenz der Amplituden ist also $A_{\varphi + \Delta\varphi} - A_\varphi = \Delta t_7 - \Delta t_1$.

Wächst die Amplitude mit der Breite, so ist der Temperaturgradient im Juli größer als im Januar, nimmt sie ab, wird er kleiner. Wo die Amplitude ein Maximum oder Minimum hat, wechselt die Gradientendifferenz ihr Zeichen. Dieser Satz läßt sich auch auf andere Richtungen wie die meridionalen ausdehnen. Er gilt auch sinngemäß verändert für andere Elemente und Zeitabschnitte.

3. Mit den Temperaturgradienten stehen noch andere Erscheinungen in Beziehung. Die *unperiodische tägliche Temperaturschwankung*, gemessen durch die mittlere Differenz zwischen täglichem Maximum und Minimum, ist abhängig

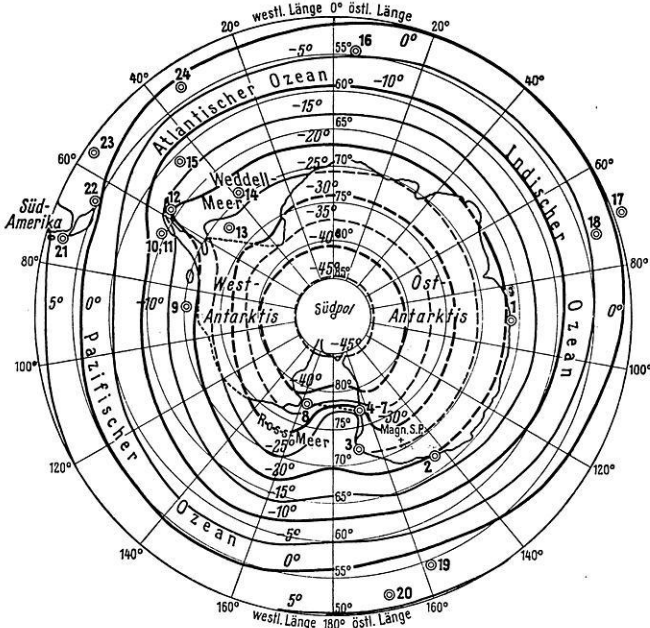


Fig. 4. Juli-Isothermen im Meeresniveau
(Nach Klimakunde der Antarktis. Verlag Gebr. Borntraeger, Berlin)

von dem wechselnden Charakter der herbeigeführten Luftmassen, von Warm- und Kaltluftfronten. Diese werden für die Temperaturschwankungen an einem Ort um so wirksamer je größer die Temperaturunterschiede der benachbarten Gebiete sind und je häufiger und heftiger der Wechsel der Luftströmungen ist. Es soll hier abgesehen werden von periodischen Erscheinungen wie dem täglichen Wechsel von Land- und Seewinden, von Berg- und Talwinden usw. Es handelt sich vielmehr um die Frage, ob im Winter oder im Sommer die unperiodischen Temperaturschwankungen größer sind.

Wie zu erwarten, zeigt sich eine weitgehende Übereinstimmung mit dem jahreszeitlichen Verhalten des Temperaturgradienten, wenn man die verschiedenen

Tabelle 2. Unperiodische tägliche Temperaturschwankung
Eintrittszeiten der Extreme

Südamerika und Westantarktis				
	Zonen:	5—25°	25—55°	55—90°
Maximum		VII—X	XII—II	VII, VIII
Minimum		I—IV	VI—VIII	I, II
	Breite	Höhe	Max.	Min.
Cuyaba	15°6 S	165 m	9°4 VII	5°3 II
Bahia Blanca	38.8	25	14.9 I	7.6 VI
Santa Cruz	50.0	12	15.9 I	7.7 VIII
Punta Arenas	53.2	28	8.5 I	4.5 VI
Orange Bai	55.5	12	9.6 II	4.5 VI
Laurie-Insel	60.7	7	9.5 VII	3.5 I
Snow Hill	64.4	12	12.1 VIII	3.9 I
Belgica	70.6	5	12.0 VII	2.7 II
Australien und Ostantarktis				
	Zonen:	10—30°	30—50°	50—90°
Maximum		VIII—X	I, II	VI—IX
Minimum		II	VI	XII—II
	Breite	Höhe	Max.	Min.
Port Darwin	12°5 S	30 m	11°1 VII	7°3 II
Longreach	23.4	186	17.8 IX	14.2 II
Melbourne	37.8	35	11.8 I	7.1 VI
Kerguelen	49.4	16	7.0 II	4.7 VII, VIII
Macquarie-Insel	54.5	8	3.7 XI	2.6 III
Gauss-Station	66.0	—	9.2 VI	4.8 II
Kap Adare	71.3	6	10.2 VIII	4.1 I
Mac Murdo-Sund	77.7	—	10.0 IX	6.2 XII
Walfisch Bai, Little America	78.6	10	13.1 VII	5.6 I

Breiten miteinander vergleicht. In obenstehender Tabelle 2 sind die Monate angegeben, in denen die unperiodische Tagesschwankung der Temperatur ihre höchsten und niedrigsten Mittelwerte hat. Die Breitenzonen, in denen sich ein gleichartiges Verhalten zeigt, sind zusammengefaßt. Da die Jahresperiode der Tagesschwankung nur an festländischen Stationen zu ermitteln ist, so erscheinen im unteren Teil der Tabelle nur die Angaben für Südamerika und die Westantarktis bzw. für Australien und die Ostantarktis*). Einige Ergebnisse dieser sehr konzentrierten Zusammenfassung mögen hervorgehoben werden.

In Südamerika haben die dem kontinentalen Innern angehörigen Stationen zwischen dem Äquator und 25° S die größte Tagesschwankung der Temperatur im Spätwinter (Juli bis Oktober), die kleinste im Spätsommer (Januar bis April). Weiter südlich bis Kap Horn gilt umgekehrt sehr deutlich ein sommerliches Maximum und ein winterliches Minimum. Aber südlicher im Bereich der Westantarktis herrscht sehr ausgesprochen wieder das Umgekehrte: Maximum Winter, Minimum Sommer.

*) Die Lage der Stationen in den höheren Breiten ist unter der Fig. 2 angegeben.

In Australien und in der Ostantarktis findet sich ganz ähnliches. Nur ist der Übergang vom tropischen zum subtropischem Regime auf 30° S zu setzen, wenn man die zentralen Meridiane des Kontinents betrachtet. Im Osten und Westen machen sich andere Einflüsse infolge Relief oder Meeresnähe geltend. Die neuseeländischen Stationen (zwischen 35 und 47° S) schließen sich aber doch auch (mit einer Ausnahme: Hokitika an der Westküste der Südinself) der für das südliche Australien geltenden Gesetzmäßigkeit an: Maximum im Sommer, Minimum im Winter. Die Zweigstation der Deutschen Südpolar-Expedition 1901 bis 1903 auf Kerguelen ($49^{\circ}4$ S) hat das Maximum der unperiodischen Temperaturschwankung auch noch im Sommer (Februar $7^{\circ}0$) das Minimum im Mai (4.6), Juli und August (4.7). Aber südlich von 50° S vollzieht sich der Übergang zu den antarktischen Verhältnissen und Einwirkungen. Auf der Macquarie-Insel ($54^{\circ}5$ S), der Zweigstation der austral-asiatischen Südpolar-Expedition 1911 bis 1914, ist die unperiodische Schwankung im November am größten, im März am kleinsten (3.7 bzw 2.6), aber echt ozeanisch jahreszeitlich nur wenig verschieden. Die Stationen am Rande der Antarktis stehen dann ganz zu der Regel: winterliches Maximum, sommerliches Minimum; z. B. Gauss-Station ($66^{\circ}0$ S): größte Tagesschwankung $9^{\circ}2$ im Juni, kleinste $4^{\circ}8$ im Februar oder Little America ($78^{\circ}6$ S) 13.1° im Juli bzw. $5^{\circ}6$ im Januar. An dieser Station, die auf der großen Eistafel im Süden des Rossmeeres gelegen war, mußte sich der Temperaturschwankungsgesetz zwischen dem durch Ausstrahlung stark abgekühlten Eisfeld und dem benachbarten nicht immer eisbedeckten Meere besonders im Winter bei wechselnden Windrichtungen auswirken, abgesehen davon, daß auch die Aufwirbelung der unteren kalten Bodenschichten durch wärmere obere Luftmassen erhebliche Temperaturschwankungen veranlaßte. Näheres darüber in meiner Klimakunde der Antarktis S. 66 f.

4. Die *interdiurne Veränderlichkeit der Temperatur* (I. V.), gemessen durch die mittlere Differenz aufeinanderfolgender Tagesmittel, gibt ebenfalls ein Maß für die unperiodischen Schwankungen der Temperatur und steht somit in Beziehung auch zum Temperaturgradienten. Auf der südlichen Halbkugel zeigt sich, soweit man aus den nicht sehr zahlreichen Berechnungen der I. V. schließen kann, folgendes (vgl. Tabelle 3):

In Südamerika ist, wie zuerst J. Hann betont hat*), zwischen 30° und 55° S die I. V. im Sommer größer als im Winter, südlich davon in der Westantarktis, gilt das Umgekehrte. In Australien, für das F. Loewe vor kurzem eine Reihe von Werten der I. V. veröffentlicht hat**), ist von 25° bis zur Südküste die Temperaturänderung von Morgentermin (9^h) zu Morgentermin im Sommer größer als im Winter, wenn das Maximum dort auch meistens schon

*) J. Hann: Untersuchungen über d. Veränderlichkeit d. Temperatur. Sitz.-Ber. Akad. Math. Nat. Cl., Bd. 71, Abt. 2, Wien 1875, S. 591, 598 u. a.

**) F. Loewe: Die interdiurne Veränderl. d. Temperatur im außertropischen Australien. Met. Zeitschr. 1938, S. 177.

Tabelle 3. Interdiurne Veränderlichkeit der Tagesmittel der Temperatur (°C).

Südamerika und Westantarktis						
	Breite	Höhe	Sommer	Winter	Jahr	So.: Wi.
Bahia Blanca	38°8 S	25 m	2°88	2°14	2°48	1.4
Ushuaia	54.9	8	2.08	1.87	1.92	1.1
Orange Bai	55.5	12	1.71	1.68	1.62	1.0
Laurie-Insel	60.7	7	0.75	4.90	2.60	0.15
Snow Hill	64.4	12	1.11	4.36	3.06	0.25
Belgica	70.6	5	1.1	5.1	3.3	0.2
Australien und Ostantarktis						
	Breite	Höhe	Sommer	Winter	Jahr	So.: Wi.
Melbourne	37°8 S	35 m	2°31	1°31	1°89	1.7
Kerguelen	49.4	16	1.93	2.10	1.93	0.9
Macquarie-Insel	54.5	8	0.75	1.33	1.08	0.6
Gauss-Station	66.0	—	0.93	4.32	2.78	0.22
Kap Denison	67.0	6	1.17	2.74	2.15	0.43
Framheim	78.6	11	1.7	7.0	4.4	0.24

in den Frühling (Oktober oder November) fällt. Aber auf der in 54°5 S gelegenen Macquarie-Insel hat sich bereits der Umschwung zu den Verhältnissen der höheren Breiten vollzogen: Maximum im Winter (Juni 1°35), Minimum im Sommer (Februar 0°69). Die Kleinheit dieser Werte bezeugt wiederum das echt maritime Klima der Insel. Südlicher wächst die winterliche I. V. mächtig an, entsprechend der Verstärkung der Temperaturgradienten, die sommerliche bleibt in der ganzen Antarktis wegen des weitgehenden Ausgleichs der Temperaturgegensätze gering. Als Beispiele seien die extremen Monatswerte der I. V. der Tagesmittel von einigen Stationen angeführt: Gauss-Station 5°0 im Juni, 0°8 im Dezember und Januar; Kap Denison im Adelle-Land (67°0 S) 3°0 im August, 0°7 im Dezember; Framheim (78°6 S) 7.3 im August, 1°6 im Dezember. Der Augustwert von Framheim, das von R. Amundsen 1911 auf der Rosseistafel an derselben Stelle angelegt war wie 18 Jahre später Little America, von dem aber eine Berechnung der I. V. noch nicht vorliegt, ist der größte Monatswert der I. V. der Tagesmittel der Temperatur, der irgendwo auf der Erde festgestellt wurde*), wenn man von dem Höchstwert der I. V. 8.1° in Eismitte von Grönland im November 1931 absieht, der in 3000 m, also unter anderen Bedingungen, gefunden wurde. Auf Nansens Framtritt war der höchste Monatswert im dreijährigen Mittel 4°7 (Februar), der niedrigste nur 0°56 (Juli). Der große Unterschied der I. V. in den extremen Jahreszeiten ist also ein charakteristisches Merkmal der Polargebiete. Der Zusammenhang mit dem Temperaturgradienten und seiner jährlichen Periode ist hier ohne weiteres einleuchtend (vgl. auch Fig. 3 und 4).

*) Von G. C. Simpson ist die I. V. der Temperatur in Framheim für die Termine 8,14 und 20^h gesondert berechnet, also nicht die I. V. der Tagesmittel. Dann ist der Höchstwert im August 8°5. Brit. Antarctic Exped. Meteorology. Vol. I. Calcutta 1919, S. 78.

Daß in Südamerika und Australien die interdiurne Veränderlichkeit im Sommer überwiegt, steht mit dem von Hann und Köppen öfters hervorgehobenen Satz im Einklang, daß dies allgemein dort der Fall sein muß, wo ein sommerheißes Festland auf der Polseite an ein kühles Meer grenzt*). Dann sind dort ja auch die Temperaturgradienten in meridionaler Richtung steil, während sie sich im Winter zwischen Festland und Meer wenigstens in den mittleren Breiten auf der südlichen Halbkugel mehr angleichen. Es fragt sich aber, ob diese Ursache allein den jährlichen Gang der I. V. zwischen rund 30 und 50° S bestimmt. Wenn nämlich eine enge Beziehung zwischen der I. V. und dem Temperaturgradienten besteht, so muß auch auf den Ozeanen die I. V. der Temperatur in den genannten Breiten im Sommer größer sein als im Winter, da, wie oben gezeigt, der Temperaturgradient diese Periode hat. Es käme dann also nicht bloß auf den erwähnten Gegensatz von Festland und Meer an, sondern es handelte sich dann ganz allgemein um eine planetarische Periode der I. V., die allerdings in Südamerika, Afrika und Australien einen stärkeren terrestrischen Einschlag erhält.

Nun fehlt es leider an Werten der I. V. auf dem Meere, um deren jährliche Periode zu ermitteln. Man ist deshalb darauf angewiesen, sie von Inselstationen abzuleiten. Dazu steht aber in den fraglichen Breiten bisher nur die Kerguelen-Station zur Verfügung. Süd-Georgien und Macquarie-Insel liegen schon südlich der fraglichen Zone; sie haben daher winterliche Maxima der I. V. Auf Kerguelen ist dies nun freilich auch der Fall, aber das Sommermittel der I. V. 1°93 ist vom Wintermittel 2°10 wenig verschieden und die doppelte Periode ist für diese Insel, die mit 49°4 S ja schon nahe an der Grenze des Übergangs von dem sommerlichen zum winterlichen Maximum der I. V. gelegen sein kann, eine charakteristische Erscheinung. Bei Südamerika finden wir dasselbe, die doppelte Periode der I. V. ganz im Süden, im Feuerland. Ushuaia (54°9 S) hat nach fünfjährigen Beobachtungen im Sommer 2°08, im Winter 1°87, im Herbst und Frühling weniger. In der Orange-Bai bei Kap Horn (55°5 S) fand die französische Polar-Expedition 1882/83 im Sommer 1°71, im Winter 1°68, im Herbst 1°47, im Frühling fehlen die Beobachtungen von September. Man sieht auch hier ein Gleichgewicht zwischen Sommer und Winter beim Übergang zum antarktischen Einflußgebiet mit seinen großen winterlichen Temperaturgradienten. So hat die Laurie-Insel auf den Süd-Orkneys in 60°7 S, d. h. nur 5° südlicher als Kap Horn, nach fast achtjährigen Mitteln bereits ein winterliches Maximum der I. V. von 4°9 und ein sommerliches Minimum von nur 0°75 **). Die „Belgica“ hatte auf ihrer Trift 1898/99 in etwa 70¹/₂° S nach H. Arctowski ein Junimaximum von 5.4, ein Januarminimum von auch nur 0.8°. Der Winterwert (5.1) wird nur von Framheim (s. oben) übertroffen (s. Tabelle 3).

*) J. Hann, a. a. O. S. 592. W. Köppen: Über die Ursachen, welche die Größe der Temperaturveränderlichkeit bestimmen. Met. Zeitschr. 1896, S. 148.

***) R. C. Mossman: Climate of the South Orkney Islands. Anales Ofic. Met. Argen Bd. XVII, S. 38, Buenos Aires 1913; The interdiurnal variability of temperature in antarctic and subantarctic regions. Quart. J. R. Met. Soc. London. Bd. 35. 1919, S. 259—274.

Bezüglich der interdiurnen Veränderlichkeit der Temperatur darf man aus dem Gesagten für erwiesen ansehen, daß sie im Bereich der Südkontinente und südlich davon mit dem jährlichen Gang der Temperaturgradienten eng zusammenhängt, d. h. in den Breiten von etwa 30 bis 50° S ein sommerliches, in den höheren Breiten ein winterliches Maximum hat. Daß die I. V. denselben Gang hat wie die vorher betrachtete unperiodische Tagesschwankung, ist ebenfalls erkennbar und verständlich. Für den Bereich der Westantarktis und des gegenüberliegenden Südamerika ist dieser Zusammenhang eingehender von L. Mecking dargestellt*). Daß auch auf den Ozeanen in denselben Zonen ein ähnlicher Unterschied der jährlichen Periode der I. V. besteht wie im Bereich der Festländer, ist zwar noch näher nachzuweisen, aber wahrscheinlich, weil die meridionalen Temperaturgradienten die sommerliche Verstärkung in 30 bis 50° Br. und die winterliche in höheren Breiten zeigen.

Die Tatsache großer Temperaturschwankungen im Sommer ist den Bewohnern Argentinien und des südlichen Australien nichts Ungewohntes. Im mittleren Argentinien und Patagonien wechseln besonders in der wärmeren Jahreshälfte die warmen und schwülen, aus den Tropen kommenden sogenannten Brasileiros oder Zondas mit den nach Vorübergang einer Depression aus S und SW einbrechenden kalten Pamperos, die mit Gewitterböen verbunden zu sein pflegen**). Im südlichen Australien sind es auf der Vorderseite der V-förmigen Teildepressionen im Sommer heiße, trockene, stauberfüllte Wüstenwinde, denen auf der Rückseite unvermittelt kalte feuchte Südwinde folgen. Diese haben ihren Ursprung in den benachbarten Meeresteilen und daher einen maritim-subantarktischen Charakter. Die Gegensätze der Luftkörper sind im Sommer sowohl in Südamerika wie in Australien größer als im Winter, da die Temperaturgradienten dann steiler sind. Im Winter verflachen sie sich.

Die verbreitete Ansicht, daß es sich bei den Pamperos Argentinien und den kaltfeuchten Südwinden Australiens um Zufuhr von Luft aus der Antarktis handle, ist (wenigstens für die unteren Luftschichten) nicht erweisbar und auch nicht wahrscheinlich. Für die australischen Kaltlufteinbrüche ist nach den Untersuchungen von L. Lammert u. a. ein viel näherer Ursprung anzunehmen***). Und dasselbe ist auch für Südamerika wenigstens die Regel. Man muß bedenken, daß zwischen den Südkontinenten und der Antarktis ein breiter Meeresring eingeschaltet ist, auf welchem die Temperaturen außerordentlich geringen Schwankungen im Vergleich zu denen der antarktischen Breiten unterliegen. Dies war ja auch einer der Ausgangspunkte dieses Vortrages. Es mögen noch einige Beispiele angeführt werden, die zeigen, wie in den äußersten (absoluten) Extremen das Meeresgebiet um 50 bis 55° S sich von den südlicheren Breiten unterscheidet.

*) L. Mecking: Die Luftdruckverhältnisse und ihre klim. Folgen in der atlantisch-pazifischen Zone. *Ergebn. d. D. Südpolar-Exped.*, Bd. III, 2. Hälfte, Berlin 1911.

***) W. Knoche: *Ann. d. Hydr.* 1938, S. 317.

***) L. Lammert: Strahlungsmessungen und frontologische Untersuchungen in Australien. *Met. Zeitschr.* 1931, S. 495 und *Beitr. z. Phys. d. freien Atmosphäre* 19, 1932, S. 204.

Auf der rund 2000 km von Südaustralien und etwa 1400 km von der antarktischen Küste entfernten Macquarie-Insel ist nach vierjährigen Beobachtungen das absolute Jahresminimum -4° , das Jahresmaximum $+11^{\circ}$ C. $12\frac{1}{2}^{\circ}$ südlicher in 67° S hatte Kap Denison nach zweijähriger Beobachtungsreihe bzw. -33° und $+5^{\circ}$. Die Jahresamplitude ist auf der Macquarie-Insel nur 3.5, bei Kap Denison und Gauss-Station 20° . An letzterer war das Jahresminimum -41° , auf der $16\frac{1}{2}^{\circ}$ nördlicher gelegenen Kerguelen-Station nur -9° , die Jahresamplitude auch nur 6° . Die Meereszone zwischen Antarktis und Subtropen bremst also jede stärkere Temperaturschwankung so stark ab, daß direkte advektive Einflüsse wenigstens in den unteren Schichten aufgezehrt werden. Man könnte das noch im einzelnen belegen. Noch ein Beispiel aus dem Westen. Bei Kap Horn sank die Temperatur niemals unter -7° und das sommerliche Maximum war 24° . Auf der nur 5° südlicher gelegenen Laurie-Insel beträgt nach mehr als 30jährigen Beobachtungen, die R. C. Mossman angeregt hat, das mittlere absolute Jahresminimum -33° , das Maximum 8° , bei der schwedischen Snow-Hill-Station wieder 4° südlicher nach $1\frac{3}{4}$ jährigen Beobachtungen -39° bzw. $+9^{\circ}$.

Daß die antarktische Kaltluft nicht weit über ihren Ursprung hinaus temperaturbestimmend sein kann, wird auch der Tatsache zuzuschreiben sein, daß die Landmasse der Antarktis in etwa 60° Br. von der Zugstraße westöstlich ziehender Zyklonen umringt ist. In dieser findet eine unausgesetzte Verwirbelung und Vermischung der heterogenen Luftmassen statt, so daß weiter nördlich der spezifische Charakter der Polarluft verschwunden ist, wie die erwähnten gleichmäßigen Temperaturen schon in 55° S zeigen. Die weitüberwiegende Vorherrschaft westlicher Winde nördlich von dieser Breite läßt auch das Eindringen südlicher Luftmassen nur selten und in beschränktem Maße zu. Die schematische Zeichnung von antarktischen Stromlinien bis in die mittleren Breiten hinein, wie sie von W. Lockyer u. a. vorgenommen wurde, läßt sich keinenfalls rechtfertigen.

5. Noch eine andere Gruppe von Erscheinungen kann erwähnt werden, obgleich ihr Zusammenhang mit den vorigen nicht sehr naheliegt. Es handelt sich um die *Windstärke* und ihre jährliche Periode. Nach den Erfahrungen auf der nördlichen Halbkugel hat man die größte mittlere Windstärke und Sturmhäufigkeit in der kälteren Jahreshälfte zu erwarten. Ausnahmen finden sich nur auf beschränkten Räumen*). Auf der südlichen Halbkugel ist das aber nicht so. Zwar ist der Südostpassat im Winter stärker als im Sommer und auch bei den Winden in den Breiten jenseits 55° S und am Rande der Antarktis ist das der Fall. Jedoch in der Zone südlich der Rossbreiten verhält es sich anders. Dort ist die Luftbewegung im Sommer oder Frühling am stärksten. Dies ergibt sich deutlich aus den Beobachtungen in Argentinien und Chile wie auch im südlichen Australien. Am bekanntesten ist der sommerliche Sturmreichtum bei Kap Horn nach den Beobachtungen der französischen Expedition 1882/83**). Das größte

*) K. Brose: Der jährliche Gang der Windgeschwindigkeit auf der Erde. R.-Amt f. Wetterdienst, Wiss. Abh., Bd. 1, Berlin 1936.

***) J. Hann: Met. Zeitschr. 1889, S. 97.

Monatsmittel (9,2 m/sec) fiel auf Januar, das niedrigste (5.6) auf Juni. Im Sommer gab es 177 Stunden mit Sturm, im Winter nur 89. In Patagonien ist dieselbe Periode festgestellt. Bahia Blanca, Santa Cruz u. a. haben ihre stärksten Winde im Sommer und Frühling, die schwächsten im Winter. In der Antarktis ist umgekehrt der Sommer die ruhigste Zeit, wenn auch dann noch heftige Stürme vorkommen können. An der Gauß-Station hatte der Sommer 4.9, der Winter 6.9 m/sec, Zahl der Sturmstunden 140 (> 15 m/sec) bzw. 301. Eine besondere Stellung nimmt auch hier wieder die Insel Kerguelen ein, sie gehört noch in die Zone sommerlicher Windstärkenmaxima: Sommer 9,3, Winter 8,6 m/sec; Sturmstunden 138 bzw. 118. Auf der südlicher gelegenen Macquarie-Insel gleichen sich Winter und Sommer bis auf wenige Zehntel (7.4 bzw. 7.0): Übergang zur antarktischen Periode. Man findet also, daß die Windstärken sich nach ihrem jährlichen Gang ähnlich anordnen wie die oben betrachteten Temperaturelemente.

6. Einen Zusammenhang zwischen der mittleren Luftdruckverteilung und Windstärke wird man nur dort erwarten dürfen, wo die Richtung der Gradienten und der Winde wenig schwankt. Das ist im Gebiet der Passate und der Westwinde annähernd der Fall. Die letzteren sind ja auf der südlichen Halbkugel zwischen 40 und 55° Br. weit konstanter als auf der nördlichen. Bringt man nun die meridionalen *Luftdruckgradienten* in diesen Windgebieten mit der Windstärke in Vergleich, so ergibt sich folgendes: Im Kerngebiet des Südostpassats (5—25° S) ist der Luftdruckgradient ebenso wie die Windstärke im Winter größer als im Sommer. Dagegen ist im zentralen Gebiet der Westwinde (45 bis 55° S) die Jahresperiode beider Elemente eine umgekehrte. Letztere Tatsache ließ sich aus den Monatskarten des Luftdrucks im Meteorologischen Atlas der Deutschen Südpolarexpedition ableiten. So erweitert sich der Bereich der Beziehungen auch auf die Luftdruckverteilung. Ein näheres Eingehen auf diese würde hier zu weit führen.

Die wesentlichsten *Ergebnisse der Untersuchung* lassen sich dahin zusammenfassen, daß als charakteristisches Merkmal für die Temperaturverhältnisse der südlichen Halbkugel in der Zone von etwa 35 bis 55° S (mit lokal bedingten Ausnahmen), abweichend von den niederen und höheren Breiten, ein sommerliches Maximum der meridionalen Temperaturgradienten, der unperiodischen Tageschwankung und der interdiurnen Veränderlichkeit der Temperatur auftritt und daß auch die Windstärke und der Luftdruckgradient in mittleren Breiten im Sommer stärker ist als im Winter. Diese Beziehungen lassen sich als planetarisch auffassen, da sie nicht nur im Bereich der Festländer, sondern auch auf den Ozeanen auftreten, soweit sich das aus den Beobachtungen auf Inseln feststellen oder schließen läßt.

Ausführlichere Belege werden ich noch an anderer Stelle bringen.

Der neue Schreibpegel in Arkona

Von **Fr. Model**, Hamburg. — (Mit 3 Abbildungen)

Es wird der Seepegel Arkona beschrieben. Bauweise und Instrumente sind typisch für die in der Diskussionsbemerkung erwähnten weiteren Pegel der Deutschen Seewarte.

Vom allgemeinen geophysikalischen Standpunkt wie auch von verschiedenen geophysikalischen Disziplinen aus betrachtet, gehören Wasserstandsregistrierungen zu den primären Beobachtungen, die gefordert werden müssen. Neben den in Flußmündungen und Buchten stehenden Anlagen haben für unsere Kenntnis von der Höhenlage der Meeresoberfläche besonders solche Pegel Bedeutung, die an der freien Küste errichtet werden. Diese Tatsache veranlaßte schon Westphal 1900 — im Gegensatz zu späteren Bearbeitern — betreffs der Ostsee der Anlage in Arkona besondere Beachtung zu schenken.

Der Pegel in Arkona wurde im Oktober 1878 vom Hydrographischen Amt der Admiralität errichtet, und die ersten brauchbaren Registrierungen stammen vom Ende des Jahres 1881. Ein Fieß-Gerät im Höhenmaßstab 1 : 5 mit täglichem Umlauf der Trommel stand an Land über einem 4,5 m tiefen Brunnen, der mit der offenen See durch ein 40 m langes Eisenrohr von 10,5 cm lichter Weite in Verbindung stand. 1888 wurde die vorläufige Höhenfestlegung durch ein Nivellement mit der Landesaufnahme verbunden. Im April 1893 ging die Anlage in die Verwaltung des Geodätischen Instituts über, die das Gerät, da es ihren Anforderungen nicht entsprach, durch den bekannten Seibt-Fieß-Pegel ersetzte, eine Konstruktion von Seibt, dem Geheimen Regierungsrat und Vorsteher des Bureaus für die Hauptnivellements im Königlichen Ministerium der öffentlichen Arbeiten. Dieser Pegel schreibt im Maßstab 1 : 20 bei einem Papiertransport von 2 mm/h. Registrierungen liegen bis Ende Oktober 1935 vor, so lange Zeit, bis die Anlage durch eine Sturmflut zerstört wurde. Den Fortbestand des Pegels in Arkona sicherte die Deutsche Seewarte durch einen Neubau der Station. Sie tat dies, um den Vorschlag des Geodätischen Instituts, die Anlage zu verlegen, nicht zur Ausführung kommen zu lassen. Daß nun schon Mitte September 1938 die ersten Registrierungen vorliegen, ist dem Preußischen Wasserbauamt Ost, Stralsund, zu verdanken, das den Bau der Anlage überwachte und beschleunigte.

In der Tatsache nun, daß die Deutsche Seewarte dem Arkonaer Pegel jetzt ihre Aufmerksamkeit zuwendet, kommt zum Ausdruck, daß mit neuen Untersuchungsmethoden an die Probleme herangetreten werden soll.

Das Geodätische Institut stellte mit den Wasserstandsbeobachtungen in erster Linie allgemeine geophysikalische Untersuchungen an, wie aus den Veröffentlichungen von Seibt, Westphal, Kühnen und Meißner zu erkennen ist. So wird z. B. angenommen, daß das Mittelwasser der Ostsee auf einem Erdellipsoid liegt und daß aus dem jährlichen Gang des Wasserstandes sich eine achsen-

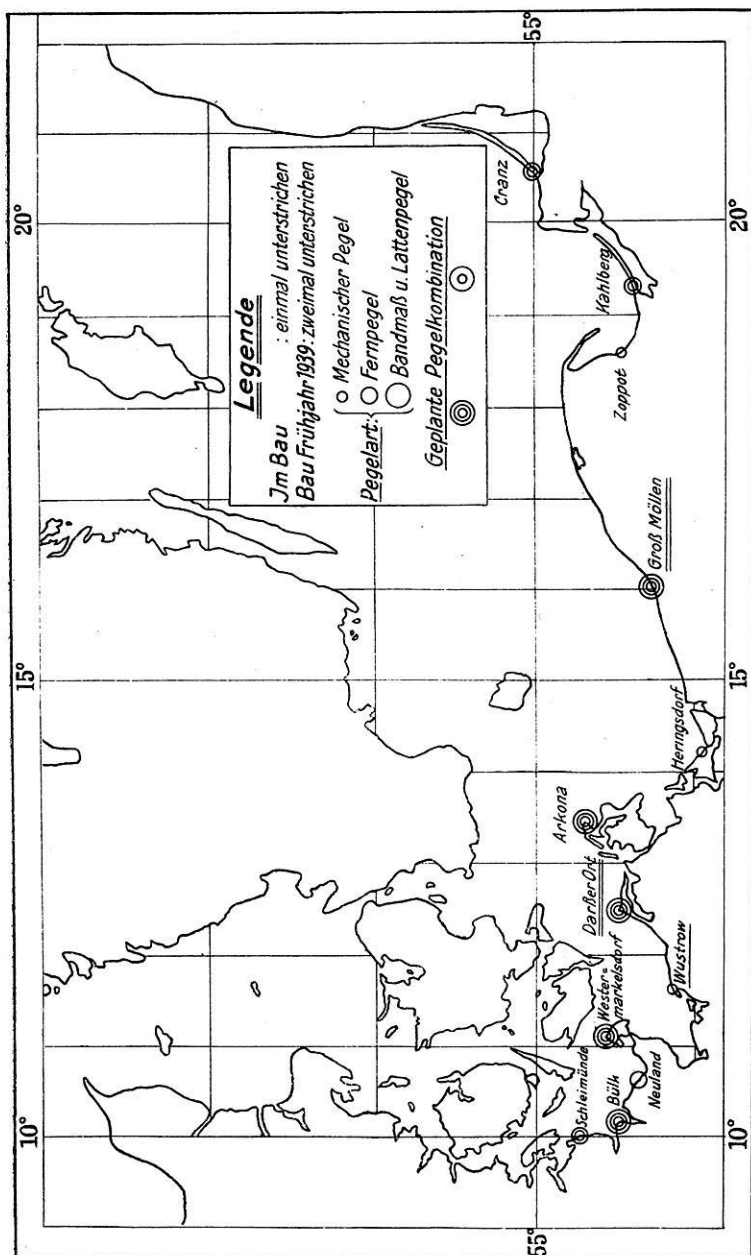


Fig. 1. Ostseepegel der Deutschen Seewarte

parallele Verschiebung ergibt; oder es werden Schaukelbewegungen des Mittelwassers aufgedeckt, deren Drehachse sich etwa bei Helgoland befindet. Weiterhin sind z. B. die mittleren Abweichungen vom mittleren Hochwasser aufgestellt und Korrelationen aller Art aufgefunden, sowie deren Realität mit Hilfe mathematischer Statistik berechnet worden, wobei aber stets langjährige Mittelwerte, meist Fünfjahresmittel, Verwendung finden. Daneben werden periodische Schwankungen, insbesondere der säkulare Gang des Mittelwassers untersucht.

Diesen auf langzeitlichen Mittelwerten beruhenden Untersuchungen gegenüber zeigt die Deutsche Seewarte Interesse am unausgeglichenen Wasserstand. So wie man in der Meteorologie von der geographischen Klimabeschreibung zur dynamischen Klimatologie, ja sogar zur Mikroklimatologie übergegangen



Fig. 2. Der Seepegel Arkona

ist, läßt sich die Interessenverschiebung in unserem Falle durch die Arbeitshypothesen: Typenuntersuchungen, Singularitäten, dynamische Berechnungen und dergleichen mehr charakterisieren.

Diese Änderung in der Fragestellung bedingt in der Beobachtungsmethodik den Übergang von den Tagesmittelwerten zu ebenso genauen Stundenmittelwerten, wie es schon 1883 begonnen wurde. Mit der Übernahme des Arkonaer Pegels durch die Deutsche Seewarte taucht für diese damit die Frage auf, ob sich die beiden Interessensphären, die geographische und die dynamische, instrumentell zugleich befriedigen lassen.

Damit läuft das Problem scheinbar nur auf eine Maßstabsfrage hinaus. Gewiß lassen sich die Registrierungen im Maßstab 1:20 durch ausgeklügelte Ablesegeräte, in denen etwa mit Hilfe von Lupen die Strichdicke auf ein Zehntel Millimeter interpoliert wird, verfeinert auswerten, doch zweifeln wir, daß der Erhöhung der Ablesegenauigkeit eine genauere Erfassung der Wasserstände parallel geht.

Die Deutsche Seewarte entschloß sich deshalb, in Arkona im Maßstab 1 : 5 und 4 mm/h Papiertransport zu registrieren, eine Kombination, die auch in der Pegelvorschrift vorgesehen ist.

Wenn von verschiedenen Stellen diesen Maßstabverhältnissen wenig Verständnis entgegengebracht wird, so liegt dies wohl daran, daß das Problem der Wasserstandsregistrierung an offener Küste an die Pegelfabrikanten erhöhte Anforderungen stellt. Das Geodätische Institut verwendet mechanische Registrierungen an Land, wobei der Wasserstand durch kommunizierende Röhren in einen

Brunnen übertragen wird. An der freien Küste aufgestellt, ist diese Konstruktion zu sehr Verstopfungen ausgesetzt, so daß größenordnungsmäßig 5% aller Tagesmittel nicht beobachtet werden können. Die Deutsche Seewarte hat deshalb dieses System verworfen und errichtete in Arkona, 100 m von der Steilküste entfernt, einen Pegelbrunnen, der folgende Konstruktion aufweist:

Ein Kranz von Spundwandeseisen mit einem äußeren Durchmesser von etwa 3 m wurde 5 m tief, d. h. 7.50 u. MW. in die Kreide gerammt und dieser Eisenring im Inneren mit Beton versteift. Der innere lichte Durchmesser ist 1.60 m und der Brunnen enthält 1.60 m über MW. einen Bohlenbelag zum Betreten der Anlage. Der Brunnen ist im Verhältnis 1 : 300 gedämpft. Durch die Flutöffnung geht eine Kette, deren Aufgabe es ist, den Dämpfungsspalt dauernd freizuhalten.

Mit der Einführung von Pegelbrunnen ist nun aber die mechanische

Registrierung scheinbar in Frage gestellt, da wegen Seegangs der Brunnen nicht regelmäßig besucht werden kann. Es macht sich also eine Fernübertragung des Wasserstandes notwendig.

Nach zweijähriger Erfahrung an anderer Stelle hat die Deutsche Seewarte sich für das elektrische Ruhstrom-System entschieden. Wir forderten von den Fabrikanten ein Gerät, das auf 5 mm Wasserstandsänderung anspricht. Die Firma Fueß konstruierte uns eine Pegelanlage, die auf 2 mm Wasserstandsänderung reagiert und sich im Seebereich, von kleinen Störungen abgesehen, bewährt hat. Das Ruhstromgerät arbeitet nach folgendem Prinzip:

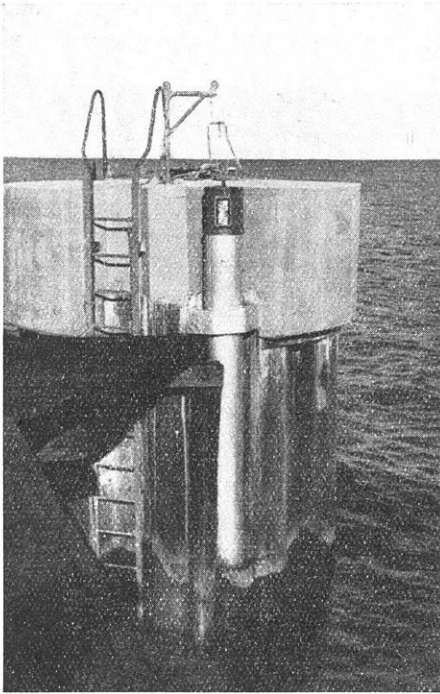


Fig. 3. Pegelbrunnen und Bandmaßpegel

Die vertikalen Wasserstandsänderungen werden in eine Rotationsbewegung derart umgesetzt, daß von einem sich drehenden Kontaktteil, auf dessen Umfang drei um 120° versetzte Schleifbürsten liegen, je nach Stellung des Rades der dauernd fließende Strom über je 1 Paar Magnetspulen im Empfänger geleitet wird. Je nach der Höhe des Wasserstandes erzeugt also eines der drei Magnet-spulenpaare ein Kraftfeld, das einen Anker und mit diesem eine Spindel dreht, auf der die Schreibfeder auf- und abgeleitet.

Der mehrfachen Übersetzung zwischen mechanischen und elektromagnetischen Bewegungen zum Trotz hat sich, wie schon gesagt, die Anlage bewährt, selbst bei kurzperiodischen Seiches.

Unser Aufgabenkreis, wie besonders der des Geodätischen Instituts, erfordert ein genaues Einwägen des Pegels. Dabei tauchen ernsthafte Schwierigkeiten auf, wenn man solche Wasserstandszahlen angeben will, die tatsächlich Werte über NN darstellen. Einmal lehrte uns die Erfahrung, daß bei der Genauigkeit, die wir erfordern, die Kontrolle am Lattenpegel an der Meßstelle und nicht am Lande vorgenommen werden muß, sonst treten, wie Stichproben ergaben, Differenzen bis zu 5 cm auf. Die Ablesung am Lattenpegel, der an der Außenseite des Brunnens angeschraubt wurde, kann in See nur bei ruhigem Wetter vorgenommen werden, erstens weil der Pegelbrunnen nur mit einem Boot erreicht werden kann und zweitens wegen der Ablesung selbst. Auf Vorschlag der Landesanstalt für Gewässerkunde und Hauptnivelements brachten wir deshalb neben der Pegellatte einen Schwimmerpegel an, der ein Meßband betreibt, das mit Fernglas vom Lande abgelesen werden kann. Das erste Exemplar dieses Gerätetyps steht in Arkona, Erfahrungen liegen bis jetzt der kurzen Beobachtungszeit wegen noch nicht vor.

Die praktische Durchführung des Anschlusses an NN sieht somit folgendermaßen aus: Von den Pegelfestpunkten an Land wird die Pegellatte eingewogen und laufend kontrolliert. Bei ruhigem Wetter werden Vergleichs- und Kontrollablesungen zwischen Latte und Bandmaßpegel vorgenommen. Die Angaben des Bandmaßpegels stellen de facto den Anschluß an NN dar. Daneben besitzt der Geber des elektrischen Fuß-Gerätes eine Zeigereinrichtung, die ebenso wie der Bandmaßpegel, allerdings nur dann, wenn man im Brunnen ist, abgelesen werden kann.

Trotz dieser mehrfachen Sicherungen befürchteten wir, daß der elektrische Pegel außer Tritt fallen kann, was übrigens an anderer Stelle bei dem Arbeitsstrompegel beobachtet wurde. Deshalb entschlossen wir uns, einen Kontrollpegel mechanischen Systems im Brunnen selbst aufzustellen. Nur mechanisch im Brunnen zu registrieren, war andererseits auch nicht möglich, da schon bei Windstärke 3, kommt der Wind aus der feindlichen Richtung, an ein Herankommen mit dem Boot an den Brunnen nicht zu denken ist.

Auf Vorschlag der Landesanstalt für Gewässerkunde und Hauptnivelements entschlossen wir uns zum Einbau eines Wilcke-Ott-Rohr-Pegels. Das Verfahren von Wilcke beruht darauf, daß die Luftsäule, in der der Pegel arbeitet, aus-

getrocknet wird, um die mechanische Registrierung im feuchten Seeklima zu ermöglichen.

Das Gerät wird auf ein eisernes Rohr gesetzt, die Wasserfläche durch eine Petroleumschicht am Verdunsten gehindert, und die Schreibvorrichtung der Atmosphäre gegenüber zwar nicht druckdicht, wohl aber austauschdicht abgeschlossen. Das so eingekapselte Luftinnere wird mit Chlorcalcium getrocknet. Bedient wird das Gerät von oben durch Trommelwechsel, die Pegeluhr läuft 30 Tage, das Papier ist aufgeklebt und kann mehrfach beschrieben werden, ein Doppelfedersystem läßt bei nur zweimaligem Umlauf erste und zweite Registrierkurve einwandfrei trennen.

Demgegenüber haben wir einige kleine Änderungen vorgenommen. Wir verwenden Paraffinöl, das dem Petroleum chemisch verwandt, aber weniger flüchtig und vor allem schwerer ist, wodurch die Empfindlichkeit des Schwimmers dem Wasser gegenüber nur um 16% gegenüber 23% bei Petroleum sich ändert. Ferner trocken wir mit Nivosal, das sich an anderer Stelle schon bewährt hat und bringen am Gerät Basisfedern an, die gleichzeitig als Elektromagnetsysteme ausgebildet sind, um am elektrischen und mechanischen Pegel synchrone Zeitmarken anbringen zu können.

Die Deutsche Seewarte hat damit einen neuen Seepegeltyp entwickelt, und es soll noch kurz erwähnt werden, inwieweit die ersten unzureichenden Anfänge überwunden sind. Bewährt haben sich an anderer Stelle, und damit gelten als gesichert für Arkona: der Pegelbrunnen und sein Dämpfungssystem, der elektrische Fuß-Pegel, der mechanische Wilcke-Ott-Pegel; in jeder Hinsicht Neuland stellen die Konstruktionen dar, die für den Anschluß an NN geschaffen sind, insbesondere der Bandmaßschwimmer-Pegel.

Zum Schluß möchte ich erwähnen, daß wir den Bausteg vom Land zum Brunnen in einen Laufsteg umbauen ließen, da dies billiger war als die Errichtung eines Schlipps an der steinigen Brandungsküste. Ob diese Anlage allerdings den nächsten Sturm überdauert, weiß niemand. Der neue Schreibpegel in Arkona ist aber so beschaffen, daß nur ein gelegentlicher Besuch mit dem Boot zur Wartung der Station notwendig ist.

Als Diskussionsredner teilte Reg.-Dir. Dr. v. Schubert mit, daß die D. S. außer dem von Dr. Model behandelten Pegel Arkona noch eine ganze Reihe von ähnlichen Pegelanlagen an der Deutschen Ostseeküste errichtet hat, deren Lage aus der Figur ersichtlich ist. Die sehr erheblichen Kosten für diese Anlagen hat das Oberkommando der Kriegsmarine zur Verfügung gestellt. Allen diesen Pegeln ist gemeinsam, daß sie frei von Stauwirkungen aufgestellt sind und den Wasserstand mit der höchsten erreichbaren Genauigkeit laufend aufzeichnen. Es sei daher zu hoffen, daß auf dieser Grundlage viele, noch ungelöste Probleme des Wasserstandes der Ostsee erfolgreich in Angriff genommen werden könnten.

Referate und Mitteilungen

Mitteilung für die Mitglieder der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

Arbeitsgemeinschaft der vier an der Bodenforschung beteiligten Gesellschaften

Wie bereits auf der Jenaer Tagung unserer Gesellschaft besprochen (vgl. den Tagungsbericht über die Mitgliederversammlung), ist auf Anregung des Leiters der Fachgliederung Bodenforschung im Reichsforschungsrat, Prof. Dr. K. Beurlen, Kiel, eine Arbeitsgemeinschaft derjenigen deutschen wissenschaftlichen Gesellschaften entstanden, die an der Erforschung der Erdrinde beteiligt sind. Dieser Zusammenschluß wahrt die organisatorische Selbständigkeit der Gesellschaften; das ist für unsere Gesellschaft von Bedeutung, weil große Arbeitsgebiete der Geophysik entweder sich nicht mit der Erdrinde beschäftigen (sondern mit dem Erdkern, der Hydrosphäre, den Ozeanen, der Atmosphäre, der Ionosphäre, mit kosmischen Einflüssen), oder weil sie enge Beziehungen zu anderen Fachgebieten haben (wie Physik, Astrophysik, Mathematik). Soweit aber die Erdrinde unser Arbeitsfeld ist, insbesondere in der angewandten Geophysik, wird die neue Arbeitsgemeinschaft von unserer Seite begrüßt und nach Kräften gefördert werden.

Nachstehend die von Prof. Beurlen entworfene Erklärung der vier Gesellschaften:

Die Erforschung der Erdrinde hat sich im Laufe der Entwicklung aus innerer Notwendigkeit in die Einzelwissenschaften Geologie, Mineralogie, Geophysik und Paläontologie gegliedert, die, von verschiedenen methodischen und sachlichen Seiten her, die Hauptaufgabe „Bau und Entstehung der Erdrinde“ angehen. Wenn nur im Rahmen solcher Spezialisierung dem Einzelnen, bei der Fülle der Probleme, noch fruchtbare Forschungsarbeit möglich war und unsere Erkenntnisse in ungeahntem Maße erweitert werden konnten, so zeigt sich doch auch, daß die vier Wissenschaften in Problem- und Fragenstellung außerordentlich eng zusammenhängen. Der Raum der sich überschneidenden Fragenkomplexe und damit die Notwendigkeit enger Zusammenarbeit ist gerade in der jüngsten Entwicklung immer größer geworden. Daher sind im Reichsforschungsrat die vier genannten Disziplinen zu einer Fachgliederung Bodenforschung zusammengefaßt worden, und in entsprechender Weise haben sich nunmehr die unterzeichneten Gesellschaften als Trägerinnen der Forschung in ihren Gebieten, unbeschadet ihrer völligen Selbständigkeit, zu einer Arbeitsgemeinschaft zusammengeschlossen.

Der Zweck dieser Arbeitsgemeinschaft ist zunächst einmal, daß die Gesellschaften als wissenschaftliche Selbstverwaltungskörper, vertreten durch ihre Vorsitzenden, Träger der Aufgaben des Reichsforschungsrates werden und weiterhin, daß auch im Rahmen der Gesellschaften selbst in stärkerem Maße als bisher die Zusammenarbeit gefördert wird.

Es wurde daher folgendes verabredet:

1. Die Vorsitzenden der Gesellschaften mit ihren Stellvertretern kommen je einmal im Semester zusammen zu einer Aussprache über alle laufenden Fragen, die die vier Gesellschaften und die wichtigsten Forschungsaufgaben betreffen.

2. Jede der vier Gesellschaften gibt die Einladungen und (eventuell gekürzten) Programme zu ihren Tagungen und sonstigen Veranstaltungen in den Zeitschriften der drei anderen Gesellschaften bekannt.

3. An Orten, wo eine der Gesellschaften eine Ortsgruppe hat, lädt diese die Mitglieder der drei anderen Gesellschaften zu ihren Veranstaltungen ein.

4. In Abständen von ungefähr 3 Jahren soll der Termin und Ort der Haupttagung der vier Gesellschaften so gelegt werden, daß im Anschluß daran eine gemeinsame Tagung möglich ist, auf der über die Arbeit der Arbeitsgemeinschaft Bericht erstattet werden soll; in einigen größeren Referaten soll ferner über Forschungsergebnisse berichtet werden, die für alle vier Disziplinen bedeutungsvoll sind.

Deutsche Geologische Gesellschaft
Beurlen
Deutsche Geophysikalische Gesellschaft
Bartels

Deutsche Mineralogische Gesellschaft
Ramdohr
Deutsche Paläontologische Gesellschaft
Weigelt

Wissenschaftliche Ergebnisse der Deutschen Atlantischen Expedition auf dem Forschungs- und Vermessungsschiff „Meteor“ 1925—1927. Bd. VI. — Zweiter Teil. Quantitative Untersuchungen zur Statik und Dynamik des Atlantischen Ozeans. Dritte Lieferung: Die dynamischen Werte für die Standardhorizonte an den Beobachtungsstationen. Unter Mitarbeit von A. Defant mitgeteilt und erläutert von G. Wüst. Berlin und Leipzig 1938. S. 99—181. Preis RM 13.— ((Subskr. Preis).

Nachdem in den Bänden IV bis VI₁ des Meteorwerkes die auf der Expedition angewandten Arbeitsmethoden und die benutzten Instrumente eingehend beschrieben, sowie die aus der geographischen Verteilung von Temperatur, Salzgehalt und Dichte ableitbaren Ergebnisse erörtert worden sind, werden jetzt die für dynamische Berechnungen erforderlichen Werte mitgeteilt. Es handelt sich um Dichte und Druck in den Standardtiefen, weiter um das spezifische Volumen und die Tiefe der isobaren Flächen bei Standarddrucken und deren Anomalien. Die bereits früher veröffentlichten Werte von Temperatur und Salzgehalt in den Standardtiefen bilden die Grundlage für die Ableitung der oben genannten Werte, sie werden nochmals mitgeteilt, was die Übersicht erleichtert. Die Berechnung erfolgte nach den von Bjerknes und Sandström gegebenen Grundlagen unter Benutzung der von Hesselberg und Sverdrup gegebenen Tabellen. Durch die Veröffentlichung der nun vorliegenden Werte ist das ozeanographische Beobachtungsmaterial für dynamische Berechnungen bequem benutzbar aufbereitet, die Ausnutzung wird in den weiteren Lieferungen desselben Bandes erfolgen.

Bruno Schulz.

Veröffentlichungen des Instituts der Deutschen Forschungsgesellschaft für Bodenmechanik (Degebo) an der Technischen Hochschule Berlin: Heft 5. Über Zusammenhänge zwischen Wasserhaushalt der Tonminerale und bodenphysikalischen Eigenschaften bindiger Böden. Gemeinschaftsarbeit des Laboratoriums für bauwissenschaftliche Technologie der Technischen Hochschule Berlin und der Deutschen Forschungsgesellschaft für Bodenmechanik. Von K. Endell, W. Loos, H. Meischeider und V. Berg. Mit 22 Textabbildungen. Verlag von Jul. Springer, Berlin 1938. Preis 4.— RM.

Es werden in dieser Arbeit die bodenphysikalischen Werte bindiger Böden untersucht. Zu diesem Zweck wurden zuerst kolloidchemische und bodenphysikalische Messungen an einwandfrei definierten Tonmineralien durchgeführt. Am Anfang der Meßtechnik steht eine Zusammenstellung der Kennziffern und der Fehlerquellen: Ermittlung der Wasseraufnahme im Enslin-Gerät. Vorrichtung zur Bestimmung der Benetzungswärme. Bodenphysikalische Untersuchungen (Versuche an künstlichen Mineralmengen und an deutschen Tonböden) Wassergehalt, spezifisches Gewicht, Kornverteilung, Konsistenzgrenzen (Fließgrenze, Ausrollgrenze, Plastizitätszahl) Reibungswert, Verdichtungsziffer und Durchlässigkeitsziffer. In dem Abschnitt Er-

gebnisse werden in Zahlentafeln und graphischen Darstellungen die Kennziffern der Mineralgemenge und der natürlichen Tonböden einander gegenüberstellt. Die Kennziffern sind abhängig von dem Wasserhaushalt (Wasseraufnahmevermögen und -geschwindigkeit, Eigenschaften der Wasserhüllen), der Tonmineralien in bindigen Böden. Am Schluß werden Folgerungen hieraus auf bautechnische Fragen, Rutschneigung, Setzungen, Frostgefahr gezogen. G. A. Schulze.

M. Dengler: *Erkundung von Verkehrswegen in Neuländern.* Mit 14 Abbildungen im Text. Verlag von Jul. Springer, Berlin 1938. Preis br. RM 5.70.

Es werden für die Erkundung von Verkehrswegen in Neuländern alle Einzelheiten aufgezählt: Vorbereitende Arbeiten, Geographische Ortsbestimmung, Barometrische Höhenmessungen, Topographische Aufnahmen, Geologische Beobachtungen, Wirtschaftliche Erhebungen, Bauliche Betrachtungen. Generelle Festlegung des Verkehrsweges. Kostenschätzung. Das Heft hat 74 Seiten mit 14 Abbildungen im Text. G. A. Schulze.

Kukuk, P.: *Geologie des Niederrheinisch-Westfälischen Steinkohlengebietes.* Mit Beiträgen von H. Breddin, W. Gothan, M. Hirmer, E. Hoffmann, G. Keller, F. L. Kühlwein, K. Oberste-Brink, H. Schmidt, Fr. Schröder, H. Wehrli, H. Winter, D. Wolansky. 706 S. mit 753 Abb., 48 Tabellen und 1 Tafelband. — Berlin, Jul. Springer, 1938.

Das prachtvoll ausgestattete Werk des langjährigen Leiters der geologischen Abteilung der Westfälischen Bergwerkschaftskasse, Bergassessor Prof. Dr. Paul Kukuk, vermittelt in seiner umfassenden und anschaulichen Art den heutigen Stand unseres geologischen Wissens über das niederrheinisch-westfälische Steinkohlengebiet im weitesten Sinne. Es wendet sich nicht nur an den Geologen und Bergbeamten, sondern darüber hinaus an alle wissenschaftlich, rein praktisch oder wirtschaftlich am Steinkohlenbergbau interessierten Kreise. Zunächst sollte vom Verf. eine Neubearbeitung des 1903 erschienenen 1. Bandes des sogenannten Sammelwerkes „Die Entwicklung des niederrheinisch-westfälischen Steinkohlenbergbaues“ herausgegeben werden. Der allgemeine Fortschritt der geologischen Wissenschaft, moderne Untersuchungsmethoden (Kohlenpetrographie) und bergbauliche Neuaufschlüsse ergaben aber eine derartige Menge neuer Probleme, daß eine völlige Neufassung in Angriff genommen werden mußte. Dabei ist die Bearbeitung einiger rein wissenschaftlicher Spezialgebiete den für diese Sonderfragen zuständigen Fachleuten übertragen worden. Es sei aber hervorgehoben, daß bei weitem der größte Teil von Kukuk selbst verfaßt worden ist.

Das Werk beginnt nach einer durch ausgezeichnete Abbildungen lebendig gehaltenen, allgemeinen Einführung in die geographischen, hydrographischen, siedlungs- und verwaltungstechnischen Verhältnisse und einer geologisch-paläogeographischen Übersicht mit der Beschreibung der Schichtenfolge. Daß hierbei dank der großen Erfahrung des Verf., aber auch der wirtschaftlichen Bedeutung entsprechend das Hauptgewicht auf die Beschreibung des flözführenden Oberkarbons gelegt wird, versteht sich von selbst. Einige spezielle stratigraphische Fragen des Devons dürften durch neue Forschungsergebnisse bereits überholt sein. Die Darstellung des Verf. bringt nicht nur eine Zusammenfassung unserer bisherigen Kenntnisse, sondern damit verarbeitet zum großen Teil eigenes Forschungsmaterial, das er durch seine Grubenbefahrungen und Wanderungen gesammelt und ausgewertet hat. Auf die Bedeutung der Fazies im Oberkarbon des Ruhrgebietes wird in einem besonderen von Keller, Essen, verfaßten Kapitel eingegangen. Der Fossiliengehalt des Oberkarbons fand Bearbeitung durch Hermann Schmidt, Göttingen (marine Fauna), Wehrli, Münster (Süßwassermuscheln und Arthropoden) und Keller, Essen (Insekten und Fischreste). Die

Pflanzenwelt des Oberkarbons ist unter besonderer Berücksichtigung ihrer stratigraphischen Bedeutung von Gothan, Berlin, dargestellt.

Auch die Deckgebirgsschichten sind von Kukuk eingehend in den Kreis der Betrachtungen einbezogen. Paläogeographische Karten machen die Darstellung recht anschaulich. An dieser Stelle sind auch die Ausführungen von D. Wolansky, Bochum, über die Paläogeographie der oberen Kreide und die von Breddin über die Quartärablagerungen zu erwähnen.

Den technisch-wirtschaftlich so bedeutungsvollen Ergebnissen der modernen Kohlenpetrographie ist ein besonderer Abschnitt gewidmet (Bearbeiter Kühlwein, Bochum, und Hoffmann, Saarbrücken). Gut gelungene Mikroaufnahmen ergänzen diese bisher in der Literatur meist verstreuten Ausführungen.

Den Geophysiker interessiert vor allem das von Kukuk entworfene tektonische Bild des Steinkohlengebirges, das mit Hilfe des Markscheide-Instituts der Berggewerkschaftskasse durch Abbildungen und Tafeln in selten klarer Form erläutert wird. Neben Strukturkarten und Profilen enthält der 14 Tafeln umfassende Tafelband u. a. auch eine Darstellung der Karbonoberfläche unter dem Deckgebirge in Höhenlinien unter Berücksichtigung des Verwurfs durch die Sprünge. Über den Mechanismus der tektonischen Bewegungsvorgänge unterrichtet ein von Oberste-Brink, Essen, verfaßter Abschnitt.

Lebhaftes Interesse werden die eingehenden, nach neuesten Untersuchungen gemachten Ausführungen Kukuks über die nutzbaren Minerallagerstätten und technisch-verwertbaren Gesteine, Mineralquellen und Grundwasservorkommen finden, stellen sie doch eine umfassende Montangeologie des niederrheinisch-westfälischen Raumes dar. Angaben über die bergbauliche Entwicklung, Bauwürdigkeit und mögliche Wiederinbetriebnahme zeigen, wo in erster Linie geologische und geophysikalische Aufschließungsarbeiten anzusetzen haben. Im Rahmen des Buches konnte natürlich auf die verschiedenen geophysikalischen Verfahren, die hierbei in Frage kommen, nicht eingegangen werden. Sie werden sich aber bei der klaren Schilderung der geologischen Position der Vorkommen von selbst ergeben.

Die Wasserführung des flözführenden Gebirges sowie des Deckgebirges wird unter besonderer Berücksichtigung der Beeinflussungen der natürlichen Grundwasserhältnisse durch den Bergbau als Grundlage auch den Geophysiker interessieren, sind doch in letzter Zeit auch in dieser Richtung Untersuchungen angestellt worden.

Von allgemeiner volkswirtschaftlicher Bedeutung sind die Ausführungen des Verf. über den Kohlenvorrat und die Zukunft des niederrheinisch-westfälischen Steinkohlenbezirks.

Ein selten ausführliches, zeitlich geordnetes Verzeichnis der Schriften schließt das in Ausstattung und Inhalt in hervorragender Weise gelungene Werk ab. Es ist das bleibende Verdienst des Autors für alle mittelbar oder unmittelbar beteiligten Kreise, ein unentbehrliches Nachschlagewerk geschaffen zu haben, das in seiner erschöpfenden und lebendigen Darstellung anregend und fördernd wirken wird. Schriell.

Berichtigung

Betr. Besprechung des Werkes von Erwin Miehlnickel. Höhenstrahlung (Ultrastrahlung). (Wissenschaftliche Forschungsberichte. Bd. 44.) Dresden und Leipzig, Th. Steinkopff, 1938. S. 46, Heft 1/2, 1938, der Zeitschrift für Geophysik. Es muß heißen:

80, 316 Seiten und 69 Abbildungen. Broschiert RM 23,50, gebunden RM 25,—.

Großentfernungsmessungen mit dem Askania-Gravimeter in Texas

Von A. Graf, Berlin-Friedenau. — (Mit 3 Abbildungen)

Es wird über Schweremessungen mit dem neuen elektro-mechanischen Askania-Gravimeter auf einer 800 bzw. 1600 km langen Profilstrecke von Houston über San Antonio nach Dallas berichtet. Die Messungen sollten prüfen, ob mit diesem Instrument auch über Nacht angeschlossen werden kann, d. h. ob man brauchbare Schwerewerte erhält, wenn man erst nach einigen Tagen auf die Basis zurückgeht. Als Ergebnis wurde gefunden, daß der mittlere Fehler (der den zeitlichen Gang, den Gezeitenfehler und den Instrumentenfehler in sich schließt) auf der 340 km langen Teilstrecke mit Anschluß nach einem Tage ± 0.18 mgl und auf der 460 km langen Teilstrecke mit Anschluß nach 3 Tagen ± 0.29 mgl betrug. Hieraus folgt, daß das erwähnte Gravimeter den Pendelapparat in einem Bereich von etwa 1000 km Durchmesser nicht nur ersetzen kann, sondern bei einem Bruchteil der erforderlichen Zeit die Messungen um ein Mehrfaches genauer auszuführen imstande ist.

Bekanntlich ist es für geodätische und großegeologische Untersuchungen von Wichtigkeit, genaue Schweremessungen über große Entfernungen hin zu besitzen. Der Verfasser hat es daher unternommen, ein 800 km Profil in Abständen von

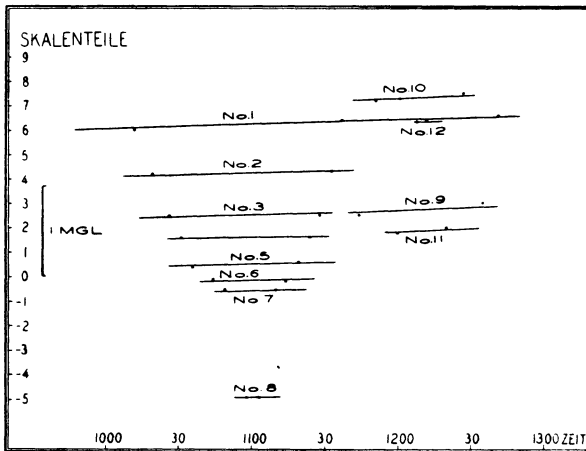


Fig. 1. Schweremessungen mit dem Askania-Gravimeter über dem Pierce Junction Salzdom längs Highway 19 mit Zeitangabe

80 km hin und zurück zu vermessen, um zu erproben, wie weit der elektrisch-mechanische Schweremesser gestattet, über mehrere Tage anzuschließen. Die Meßstrecke führte von Houston über San Antonio nach Dallas und zurück, betrug

also insgesamt 1600 km. Sie wurde in vier Tagen bewältigt, wobei auf der Strecke Houston—San Antonio ein Tag und auf der Strecke San Antonio—Dallas drei Tage zwischen Hin- und Rückmessung lagen. Der zeitliche Gang wurde nicht berücksichtigt, er ist also in den Differenzwerten zwischen Hin- und Rückmessung zusammen mit dem Gezeitenfehler und dem Fehler des Gerätes enthalten.

Das Ergebnis ist in Tabelle 1 zusammengestellt:

Tabelle 1

km	Ort	Tag	Zeit	Beobachtete Schweredifferenz (mgl)
0	Houston	4. 2. 39	11.14	0.00 ± 0.17
	„	5. 2. 39	18.20	
78	East Bernard	4. 2. 39	12.25	— 23.68 ± 0.12
	„ „	5. 2. 39	16.15	
171	Schulenburg	4. 2. 39	13.42	— 40.77 ± 0.15
	„	5. 2. 39	13.50	
248	Luling	4. 2. 39	15.30	— 31.78 ± 0.19
	„	5. 2. 39	12.39	
	Neu Braunfels	4. 2. 39	17.10	— 79.76
340	San Antonio	4. 2. 39	18.00	— 94.38 ± 0.21
	„ „	5. 2. 39	11.14	
	„ „	24. 1. 39	9.33	— 94.38 ± 0.34
	„ „	27. 1. 39	17.30	
388	Neu Braunfels	24. 1. 39	10.30	— 79.87 ± 0.34
	„ „	27. 1. 39	16.37	
472	Austin	24. 1. 39	12.30	— 9.30 ± 0.34
	„	27. 1. 39	15.07	
570	Belton	24. 1. 39	14.45	+ 35.72 ± 0.10
	„	27. 1. 39	13.00	
644	Waco	24. 1. 39	16.25	+ 105.33 ± 0.30
	„	27. 1. 39	10.45	
730	Italy	24. 1. 39	19.10	+ 156.60 ± 0.16
	„	27. 1. 39	9.33	
801	Dallas	24. 1. 39	20.50	+ 220.03 ± 0.00
	„	27. 1. 39	8.15	

Die größte gemessene Schweredifferenz liegt zwischen San Antonio und Dallas mit 314.41 mgl. Die größten Abweichungen zwischen Hin- und Rückmessung betragen 0.68 mgl absolut oder ± 0.34 mgl vom Mittelwert aus beiden. Der mittlere Fehler aus der kürzeren 340 km-Strecke mit 1-Tag-Anschluß errechnet sich zu ± 0.18 mgl, der mittlere Fehler aus der längeren 460-km-Strecke mit Anschluß nach drei Tagen zu ± 0.29 mgl. Der erwähnte mittlere Fehler umfaßt den Fehler des Instruments, den zeitlichen Gang und den Gezeitenfehler, der bis zu maximal 0.17 mgl betragen kann, nicht jedoch den Skalenwertfehler, der auf 1⁰/₁₀₀ geschätzt wird.

Legt man eine Genauigkeit der Pendelmessungen von ± 1 mgl zugrunde, was sicher zu gut gerechnet ist, so ersieht man, daß sich eine erheblich höhere Genauigkeit erzielen läßt, wenn man innerhalb eines mittleren europäischen

Landes von einem oder wenigen gut vermessenen Basispunkten aus sämtliche Schweremessungen mit Gravimetern ausführt und auf Pendelmessungen überhaupt verzichtet, sofern der oder die Basispunkte an das Pendelnetz angeschlossen sind. Für Großdeutschland kämen im ganzen neun Hauptbasispunkte in Betracht, die mit Pendelapparaten (gegebenenfalls kombiniert mit Gravimetern) an das Potsdamer Netz anzuschließen wären, nämlich drei an der Nordgrenze (Oldenburg, Pommern und Ostpreußen), drei an der Südgrenze (Baden, Südbayern und Kärnten) und drei in Mitteldeutschland (Saargebiet, Thüringen und Schlesien).

Da Massen sich weder mit der Temperatur noch durch Alterungserscheinungen ändern können, und die Bestimmung derselben vorher mit der notwendigen Genauigkeit ausgeführt werden kann, so ist keine Gefahr vorhanden, daß durch

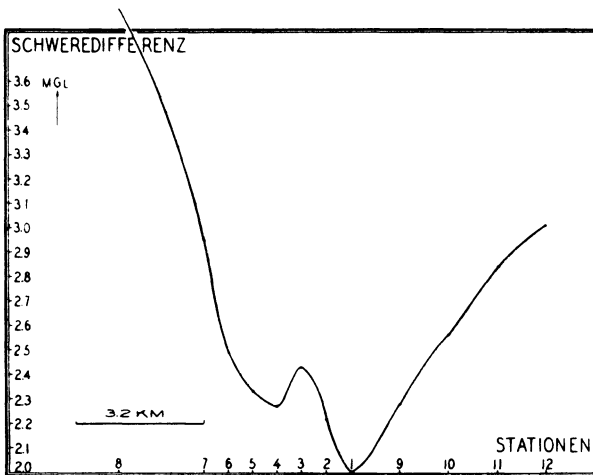


Fig. 2. Die nach Fig. 1 auf Höhe und Breite reduzierten Schwerewerte am Pierce Junction Salzdom längs Highway 19

einen falsch bestimmten oder veränderlichen Skalenwert bei dem erwähnten Gravimeter ein größerer Fehler als $1^0/_{00}$ auftreten könnte. Die bisherigen Untersuchungen haben noch nicht mit Sicherheit nachweisen lassen, ob der Skalenwert einer Feder (Federkonstante) etwa durch die dauernde Beanspruchung derselben auf Transporten einer Änderung unterworfen ist. Aber selbst dann, wenn dies der Fall sein sollte, wird eine Änderung durch die Benutzung des Eichgewichtes ausgeschaltet.

Der zeitliche Gang rührt nur zu einem geringen Teil von der Feder selbst her, zu einem größeren von der Temperatur. Er liegt gegenwärtig in den Grenzen 0.0 bis 0.3 mgL für die Stunde und hat bald positiven, bald negativen Charakter. Er hängt etwas vom Ladezustand der Batterien ab. Die dauernde Änderung der Feder, d. h. die Änderung der Einstellung des Gerätes über mehrere Wochen, betrug bisher im Mittel nur 0.1 bis 0.15 mgL pro Tag.

Ferner wurden einige U. S. A. Cost and Geod. Pendelstationen nachgemessen und folgende Werte gefunden:

	U. S. Pendelwerte (mg)	Askania-Gravimeterwerte (mg)
U. S. 404	979.283.3 ± 1.0	979.283.3
406	339.7 ± 1.0 (?)	337.6
730	278.9 ± 1.0	278.7
731	283.8 ± 1.0	284.4
97	428.2 ± 1.0	427.2

Die Fig. 1 und 2 zeigen Messungen über den Fierce Junction Salzdom auf einer Strecke von etwa 10 km. Aus Fig. 1 ist der zeitliche Gang und die Reproduzierbarkeit der Messungen, aus Fig. 2 die

auf Höhe*) und Breite reduzierten Schweredifferenzen zu ersehen. Es läßt sich unschwer erkennen, daß Schwerestörungen mit einem Gesamteffekt von 0.5 bis 1 mg auf einige Kilometer mit diesem Gravimeter ohne Schwierigkeit aufzufinden sind. In Fig. 3 ist eine Messung über eine Verwerfung westlich von San Antonio**) dargestellt. Das starke Ansteigen der Schwere nach rechts zu dürfte mit der unten skizzierten Verwerfung selbst nichts zu tun haben, sondern rührt vermutlich von einer größeren Störung her. Die Verwerfung als solche kennzeichnet sich durch die Abweichung von der mittleren Anstiegskurve.

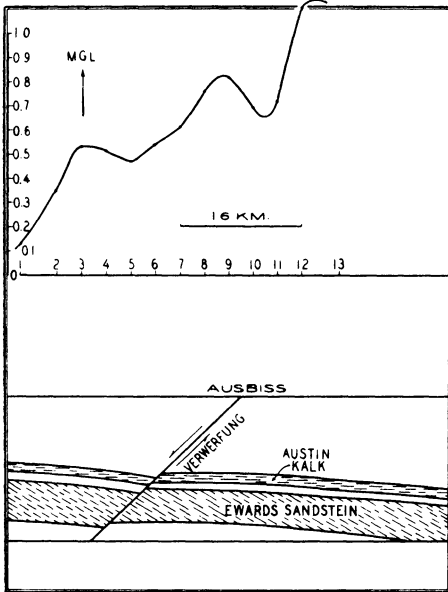


Fig. 3. Schwereprofil über einer Verwerfung westlich von San Antonio (Texas)

gewiesen, daß mit dem Askania-Gravimeter über mehrere Tage angeschlossen werden kann; Schwere-messungen dieser Art mit Basismessungen erst nach drei Tagen haben eine Genauigkeit, die etwa dreimal so hoch ist als die von Pendelmessungen.

Summary. Report is given on the test run from Houston via San Antonio to Dallas covering about 500 or 1000 miles resp. performed with the new Askania-

*) Die nur wenige Meter betragenden Höhenunterschiede wurden mit dem Paulin-System-Höhenmesser bestimmt und können einen Fehler von einigen Fuß enthalten.

**) Das geologische Profil wurde mir freundlicherweise von Herrn F. Vogel zur Verfügung gestellt.

electro-mechanical gravimeter. The purpose of the measurements was to determine whether stations can be checked one or several days after their values had been observed. The result was, that the average error (including time drift, tidal and instrumental errors) amounted to ± 0.18 mgl for the 210 miles partial profile with time interval of one day and to ± 0.29 mgl for the 290 miles partial profile with time interval of three days. This proves, that the mentioned gravimeter can not only replace the pendulum apparatus over an area of about 600 miles diameter, but can also execute the survey with a much higher accuracy.

Über die Wirkungsweise von einigen feldfähigen Federgravimetern

Von St. v. Thyssen*), Hannover. — (Mit 7 Abbildungen)

Die Wirkungsweise vom Hartley-, Truman- und Thyssen-Gravimeter wird beschrieben. Der Schweremesser nach Hartley ist der einzige nichtastasierte und besitzt deshalb auch die geringste Neigungsempfindlichkeit, ist aber wiederum mehr gegenüber Bodenseismik empfindlich. Unter den astasierten Geräten besitzt das Thyssen-Gravimeter die geringste Temperaturempfindlichkeit. Der Temperaturkoeffizient der Feder wird durch den Ausdehnungskoeffizienten des Federrohrs weitgehendst kompensiert.

Die Anregung, einfach eine Federwaage zur Messung von Schwerkraftsänderungen zu verwenden, wurde vielleicht erstmalig vom englischen Astronomen Herschel**) vor mehr als 100 Jahren veröffentlicht. Erst etwa 50 Jahre später folgten dann die ersten einigermaßen ernst zu nehmenden Konstruktionen, die mit Hilfe der elastischen Eigenschaften von Federn und Metallen die örtliche und zeitliche Änderung der Schwerkraft zu messen versuchten.

Auf dem Federprinzip beruhende statische Schweremesser wurden ursprünglich für rein geodätische und geophysikalische Zwecke gebaut, wie das Bathometer von Siemens***), das Geobarometer von Pfaff†). Es ist den älteren Erfindern zwar gelungen, transportable Geräte zu schaffen, die in stande waren, größere Änderungen der Erdschwere zu messen, die Genauigkeit dieser Messungen war aber gering. Jedenfalls waren Pendelmessungen viel genauer. Auch Versuche, stationäre Federgravimeter zu bauen, um beispielsweise die zeitliche Änderung der Erdschwere zu messen, scheiterten zunächst einmal am entsprechenden Federmaterial und dann wieder daran, ein geeignetes Verfahren zur Vergrößerung der winzigen Gravimeterrausschläge zu finden. Das erste wirklich

*) Dr. St. Baron v. Thyssen-Bornemisza, Hannover, Gellertstr. 25 A., Lehrbeauftragter für angew. Geophysik an der Universität Münster.

**) Sir. John Herschel: *Outlines of Astronomy* (1833).

***) Siemens: „Das Bathometer“ (1878).

†) F. W. Pfaff: „Über Schwankungen der Intensität der Erdanziehung“. *Zeitschrift d. Deutsch. Geol. Ges.* 42, 2. Heft (1890).

brauchbare stationäre Federgravimeter, mit welchem es auch gelang, die zeitlichen Änderungen der Erdschwere zu messen, war das Bifilargravimeter von Schweydar*). Später kamen dann das Bifilar- und das Interferenzgravimeter von Tomaschek und Schaffernicht**), deren hohe Genauigkeit von etwa 0.001 mgal bzw. 0.01 mgal vorläufig wohl nur auf stationäre Geräte beschränkt bleiben wird.

Das Bedürfnis nach einem transportablen Gravimeter mit höherer Genauigkeit als Pendelmessungen wurde erst vordringlich, nachdem die Brauchbarkeit von relativen Schweremessungen zur Lösung der Fragen und Probleme der angewandten Geophysik immer mehr erkannt wurde***).

Es hat keinen Zweck, auf die große Zahl der Vorschläge in den letzten zwei Jahrzehnten einzugehen, denn nur einige transportable Federgravimeter haben sich für die angewandte Geophysik und Lagerstättenforschung, die heute eine Genauigkeit der Messungen zwischen 0.1 und 1.0 mgal fordern, als wirklich brauchbar erwiesen.

Das Arbeitsprinzip der wenigen Schweremesser, die Eingang in die Praxis gefunden haben und die geforderte Genauigkeit von besser als 1.0 mgal besitzen, sind aus naheliegenden Gründen nur unvollständig oder überhaupt nicht beschrieben worden. Ich möchte deshalb hier vier feldfähige Federgravimeter beschreiben, die im größeren Rahmen Anwendung gefunden haben.

Es sind die Gravimeter von Hartley, Truman, Thyssen und Lindblad†) ††). Die Gravimeter von Ising (Schweden) †††) und von Mott-Smith§),

*) W. Schweydar: Beobachtung der Änderung der Intensität der Schwerkraft durch den Mond. „Sitzungsber. d. Kgl. Preuß. Akad. d. Wiss.“ 1914, XIV.

**) R. Tomaschek u. W. Schaffernicht: „Untersuchungen über die zeitlichen Änderungen der Schwerkraft“. I. Messungen mit dem Bifilargravimeter. Ann. d. Phys., 5. Folge, Bd. 15, 1932; „Über die Messung der zeitlichen Schwankungen der Schwerebeschleunigung mit Gravimetern.“ Zeitschr. f. Geophys. Jg. IX, Heft 1/2, 1933; R. Tomaschek: Schwerkraftsmessungen. Die Naturwissenschaften, Heft 12, S. 178—179 (1937).

***) W. Deecke: Der geologische Bau der Apenninenhalbinsel und die Schwere-messungen. Neues Jahrb. f. Min., Geol. Pal., Festbd. 1907, S. 129—158; F. Kossmat: Die Beziehungen zwischen Schwereanomalien und Bau der Erdrinde. Geolog. Rundsch. XII, S. 3—5 (1921).

†) Das Askania-Gravimeter kann hier noch nicht genannt werden, da bisher erst Versuchsmessungen, die allerdings recht gut sind, ausgeführt wurden. Ferner ist von der eigentlichen Arbeitsweise noch nichts bekannt. A. Graf: „Ein neuer statischer Schweremesser usw.“ Zeitschr. f. Geophys. S. 152 (1938).

††) Siehe auch Portability and Speed feature New Gravimeter, Oil Weekly, Sept. 12 (1938), S. 58—66.

†††) G. Ising u. N. Urelius: Die Verwendung astasierter Pendel für relative Schweremessungen I, II. Kungl. Sv. Vetenskapsak. Handl. 6 (1928), Nr. 4: I. Prinzipielles zur Methode, von G. Ising; II. Versuche während der Jahre 1922—1926, von G. Ising u. N. Urelius; III. Prüfung des Instrumentes auf einer Reise in Mitteleuropa, von N. Urelius: Ebenda 9 (1931), Nr. 6; siehe auch Schwedisches Patent Nr. 47457 (1918).

§) L. M. Mott-Smith: Gravitational Surveying with the Gravity-meter Geophysics Vol. 2, Nr. 1 (1937).

die beide auf demselben Prinzip beruhen sollen, gehören zwar auch hierher, sind aber schon an anderer Stelle ausführlicher beschrieben worden. Mott-Smith hat allerdings nähere Angaben über die Konstruktion seines Gerätes im Gegensatz zu Ising nicht veröffentlicht.

Die ersten Konstruktionen von Hartley und Truman, die etwa aus dem Jahre 1930 stammen, sind später in den Versuchslaboratorien der interessierten amerikanischen Ölgesellschaften für eigene Zwecke zu brauchbaren Geräten weiter entwickelt worden*).

a) *Der Schweremesser nach Hartley**)* (nicht astasiert, Vergrößerung mechanisch und optisch, Federgelenke, starke Dämpfung wegen Störungen durch Bodenseismik, verhältnismäßig geringe Neigungsempfindlichkeit, starke Temperaturempfindlichkeit.) Die Fig. 1 zeigt das Arbeitsprinzip dieses Gravimeters.

Eine Masse 1, von etwa 100 g wird fast ausschließlich von der Hauptfeder 2 getragen. Die Hauptfeder wird bei Belastung bis zu 20% ihrer Elastizitätsgrenze beansprucht***). Ein Hebelarm 5 aus sehr leichtem Material ist vermittels eines Bändchens 6 oder mit Hilfe von Fäden mit 7 elastisch und leicht beweglich verbunden. Der Arm 5 trägt auf der anderen Seite zwei horizontal angeordnete Spiegelchen 9, die mit den Reflexionsflächen nach oben vermittels 0.01 mm starker Fäden so angebracht sind, daß eine geringe Bewegung des Hebels 5 das Spiegelsystem verlagert und zwar so, daß der eine Spiegel sich etwas nach rechts dreht, während der andere die entgegengesetzte Bewegung macht. Dieses verdoppelt die Vergrößerungen und soll

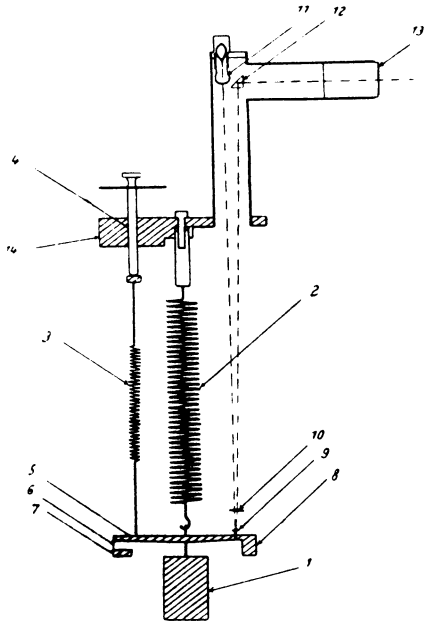


Fig. 1.

Wirkungsweise des Hartley-Gravimeters einen Festspiegel für die Lichtmarke überflüssig machen. Wenn die beiden Spiegelchen in derselben Ebene liegen, wird der Lichtfaden der elektrischen Lampe 11 bei 13 als eine gerade Linie gesehen,

*) A. B. Bryan: Gravimeter Design and operation, Geophysics 2, 4 (1937).

***) U. S. A.-Patent 1 898 534 (1933); K. Hartley: „A new Instrument for measuring very small differences in Gravity“. Physics, Vol. 2 (1932).

****) Für Schraubenfedern mit kreisförmigem Querschnitt des Federdrahtes, die mit der Last P beschwert sind und die Verkürzung oder Verlängerung f erfahren, gelten folgende Beziehungen:

$$P = \frac{\pi d^3 r}{16 r} \quad \text{und} \quad f = \frac{4 \pi i \cdot r^2 \tau}{d G}.$$

ganz gleichgültig, ob sich die Optik verlagert. Bei einer geringen Bewegung von 5 löst sich nun das Bild des Lampenfadens auf und es entstehen zwei parallele Striche, aus deren Abstand dann das Maß der Bewegung von 5 abgelesen wird. Der Hebelarm, um den sich die Spiegelchen drehen, beträgt 1 mm, der Abstand von den Spiegelchen zu dem Okular 600 mm, so daß die Vergrößerung für jeden Spiegel 1200fach ist. Da aber die beiden Spiegel in entgegengesetzter Richtung sich verdrehen, ist die Vergrößerung 2400fach. Durch den Hebelarm 5 kommt noch ein Vergrößerungsfaktor von 1.8 hinzu, und endlich ist die Vergrößerung durch das Okular noch 14fach, so daß die Gesamtvergrößerung über das 60000fache beträgt. Eine Bewegung der aufgehängten Masse um $\frac{1}{100000}$ mm kann als ein Ausschlag von 0.6 mm beobachtet und abgelesen werden*).

Eine weitere sehr empfindliche Feder 3 ist ebenfalls mit dem Hebel 5 verbunden und trägt, wenn auch nur einen sehr geringen Teil der Masse 1. Diese

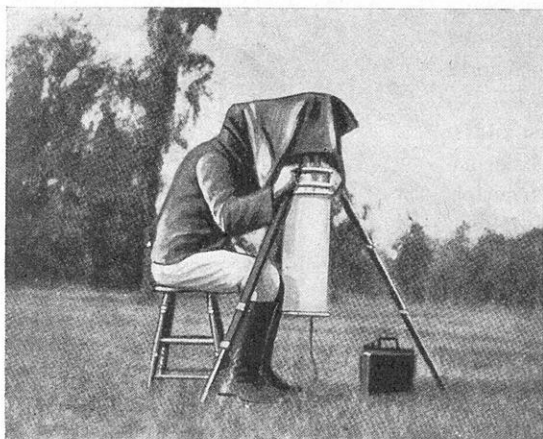


Fig. 2. Hartley-Gravimeter beim Messen

Feder dient zur genauen Einstufung des beweglichen Systems mittels einer Mikrometerschraube 4. Das schwingende System muß stark gedämpft werden (Bodenseismik). Die Neigungsempfindlichkeit ist nicht sehr groß. Eine 30''-Libelle genügt zur Horizontierung.

Das Gerät ist in einen Thermostaten eingebaut, der die Temperatur auf 0.01° C konstant halten soll. Der Thermostat wird von einer 6 Volt Starterbatterie gespeist. Bei schnellen Änderungen der Außentemperatur um mehrere Grad sind etwa 5 Stunden erforderlich, um einen genügenden Temperatureausgleich zu erzielen und messen zu können. Um Luftdruckänderungen auszuschalten, ist das ganze Gerät luftdicht abgeschlossen. Arretiervorrichtung und Mikrometerschraube sind mit besonderen Quecksilberabdichtungen versehen. Fig. 2 zeigt

Hierbei bedeuten d den Durchmesser des Drahtquerschnittes, r den mittleren Halbmesser der Schraubenfeder, T die zulässige Schubbeanspruchung, i die Windungszahl, G den Gleitmodul $\sim \frac{1}{2.5} E$ -Modul. Siehe auch O. Göhner: Zeitschr. d. Ver. Deutsch. Ing. 76, 269 (1932).

*) Der reelle Ausschlag für 1 mgal beträgt beim Thyssen-Gravimeter etwa das 1000fache, siehe auch O. Meisser, Beiträge zur Konstruktion eines Vertikalseismometers. Zeitschr. f. Geophys. S. 255 (1938).

das Gerät beim Messen im Gelände. Die Meßgenauigkeit wird zu etwa ± 0.3 mgal angegeben.

b) *Der Schweremesser nach Truman**) (astasiert, geringere Dämpfung, Federgelenke, starke Temperaturempfindlichkeit). Eine Masse 1 (siehe Fig. 3) ist an einem dreieckigen Rahmen 2 befestigt, welcher mit Hilfe eines Federgelenkes 5 leicht drehbar angeordnet ist. Die Masse 1 wird von der Feder 3 getragen, die wiederum an dem System 7 hängt. Dieses System besitzt zwei Bimetallstreifen, A und B, die bei Temperaturänderungen die Feder heben bzw. senken und auf diese Weise eine Temperaturkompensation bewirken sollen. Eine weitere Feder 4 ist mit dem unteren Teil des Rahmens 2 bei 8 verbunden. Diese Feder dient zur Astasierung des schwingenden Systems, da der Angriffspunkt der Feder unterhalb der Drehachse verlegt ist**), und hiermit zur Empfindlichkeitssteigerung durch Erhöhung der Schwingungszeit***). Vermittels einer entsprechenden Optik 6 und 9 (Autokollimation) kann die Bewegung des schwingenden Systems beobachtet werden.

Elektromagnetische Dämpfung ist vorgesehen, ist aber in der Zeichnung nicht angeführt. Die Eichung des Systems geschieht dadurch, daß ein geeichtes Reitergewicht auf das schwingende System 2 aufgelegt wird.

Das ganze Gerät ist in einen Thermostaten eingebaut, der die Temperatur auf 0.01°C konstant hält. Das Gerät wiegt etwa 60 kg und muß von zwei Leuten bedient werden. Wird mit einem Stationsabstand von 1 bis 2 km gemessen, kann eine Tagesleistung von etwa 13 und mehr Aufstellungen erzielt werden.

Das Gerät Trumans ist insbesondere von der Versuchsabteilung der Humble Oil and Refining Co., Houston/Texas, weiter entwickelt worden. Fig. 4 zeigt das

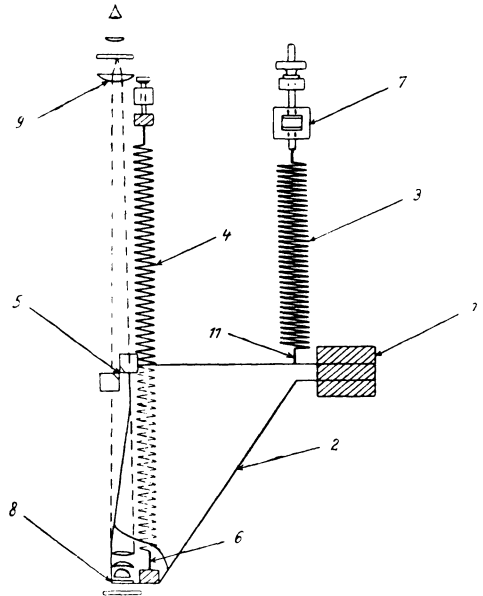


Fig. 3.
Wirkungsweise des Truman-Gravimeters

*) U. S. A.-Patent 1998345 A. B., siehe auch Bryan: Gravimeter Design and Operation, Geophysics Nr. 4 (1937).

**) Dieses trifft allerdings nur dann zu, wenn die Feder senkrecht herabhängt. Gutenberg: Handb. d. Geophys., Lieferung II (IV), S. 386 (1930).

***) Siehe auch O. Meisser: Beitrag zur Theorie und Konstruktion von statischen Schweremessern. Zeitschr. f. Geophys. S. 227 (1935).

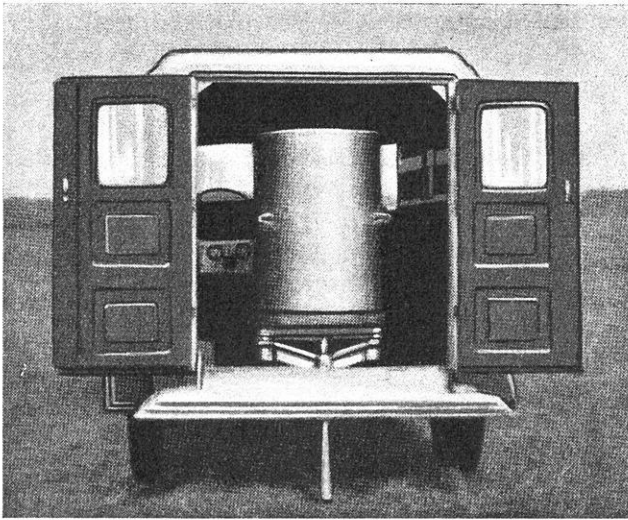


Fig. 4. Truman-Gravimeter meßbereit

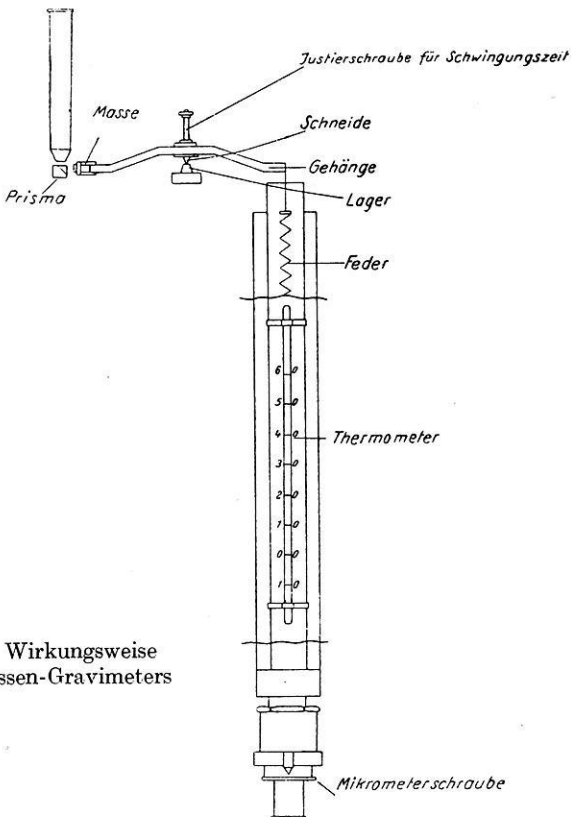


Fig. 5. Wirkungsweise des Thyssen-Gravimeters

Gerät meßbereit auf einem Stativ im Gravimeterauto. Die Meßgenauigkeit scheint ähnlich, vielleicht um ein wenig größer zu sein als bei Hartley.

c) *Das Thyssen-Gravimeter**) (astasiert, Vergrößerung auch optisch, fast nicht gedämpft, Schneiden, Neigungskompensation der Neigungsempfindlichkeit, nur schwach temperaturempfindlich). Die Wirkungsweise des Thyssen-Gravimeters ist in der Fig. 5 veranschaulicht. Eine Masse aus Platin von etwa 20 g ist an der einen Seite eines beweglichen Quarzbalkens (Gehänge) angebracht, der vermittels einer Schneide auf einem Lager spielt. Der Quarzbalken ist beiderseits gekröpft, so daß die Masse etwas unter den Drehpunkt des Systems zu liegen kommt. Das Gehänge besitzt über der Schneide (Drehpunkt) eine als Justierschraube ausgebildete Masse von einigen Gramm zur Astasierung bzw. zur Einstellung der erforderlichen Schwingungszeit, die etwa 6 bis 10 sec beträgt. Je höher die Justierschraube emporgeschraubt wird, um so größer wird der Astasierungsfaktor. Die Masse an der einen Seite des Quarzbalkens wird durch die Zugkraft einer Feder an der anderen Seite des Gehänges im Gleichgewicht gehalten. Die etwa 50 cm lange Feder befindet sich in einem engen Metallrohr, welches noch mit einem besonderen Isoliermantel (Wasser, Wachs) umgeben ist. Am unteren Rohrende ist die Feder mit einer Mikrometerschraube befestigt zwecks Einstellung und Ausbalanzierung des Gehänges. Die Masse trägt eine kleine Skala, die mit Hilfe eines Mikroskopes von etwa 60facher Vergrößerung über ein Prisma beobachtet werden kann.

Zur Erzielung einer hohen Meßgenauigkeit muß auf die Längenänderungen der Federn Rücksicht genommen werden, welche unter dem Einfluß der Temperaturänderungen entstehen. Auch Federn aus geeignetem Werkstoff**) können noch einen Temperaturkoeffizienten des Elastizitätsmoduls bis zu $-10 \cdot 10^{-6}$ haben***), so daß also der Einfluß der Temperatur nicht zu vernachlässigen ist. Dieses geschieht beim Thyssen-Gravimeter, indem das die Feder einschließende Federrohr aus einem Werkstoff hergestellt wird, dessen Ausdehnungskoeffizient dL/dt die gleiche Größe, aber ein entgegengesetztes Vorzeichen besitzt †) wie der Temperatur-

*) Ein neuer Schweremesser von Thyssen u. Schleusener, Hannover, Öl und Kohle 2, Heft 8 (1934); ferner Gutenberg: Handb. d. Geophys. 1, 798 (1936) und Heise, Herbst, Fritsche: Bergbaukunde S. 91 (1938). Unter den verschiedenen Patentschriften siehe am besten Brit. Patent 437559 (1935) und Österreichische Patente Nr. 150712 (1937) und Nr. 154197 (1938).

**) Günstige Federeigenschaften besitzen z. B. Be-Legierungen auf Kupfer bzw. Nickelbasis. Man hat es hier in der Hand, durch verschiedene Wärmebehandlung verschiedene Werte für den Temperaturkoeffizienten der Elastizität, die Dehnung usw. zu erreichen.

***) R. Straumann: Über Legierungen für Federn mit kleinem Temperaturkoeffizienten des Elastizitätsmoduls; Heraeus-Vacuum-Schmelze 1923—1933, S. 408—423. Hanau, Verlag Alberti, 1933.

†) A. Kussmann: Über eine Ausdehnungsanomalie der Platin-Eisen-Legierungen. Phys. Zeitschr. Nr. 2, S. 41/42 (1937). Anm.: Platin-Eisenlegierungen in der Gegend von 50 bis 60 Gew.-Proz. Pt besitzen geringe positive, zum Teil sogar beträchtlich negative Werte des thermischen Ausdehnungskoeffizienten.

koeffizient der Elastizität dE/dt der Feder. Es ist zwar im allgemeinen nicht möglich, eine Kompensation der Temperatureinflüsse durch Gleichheit des Temperaturkoeffizienten der Elastizität und des Temperaturkoeffizienten der Ausdehnung zu erzielen. Bei Verwendung einer beiderseitig eingespannten Schraubfeder, die sich also nur dehnen, aber nicht verdrehen kann, ist diese Möglichkeit gegeben, da die Spannungsänderung proportional ist. Bei einer Blattfeder oder einer flachen Spiralfeder wäre eine solche Kompensation nicht möglich, da bei diesen Federn eine temperaturbedingte Änderung der Spannung auch Winkeländerungen hervorruft. Als Federrohrmetall werden deshalb invariable Nickel-Eisenlegierungen (z. B. Invar, Indilatan u. a. mit meistens 36% Nickel) verwendet.

Um die Genauigkeit der Kompensation auf ihren Höchstwert zu bringen, kann dafür gesorgt sein, daß zwischen der Feder und dem Federrohr keine Temperaturdifferenzen auftreten. Deshalb sind alle Teile in demselben isolierenden Gehäuse untergebracht.

In einem Thyssen-Gravimeter ist noch genau dasselbe Gehänge spiegelbildlich auf derselben Unterlage angeordnet eingebaut, um restliche Neigungsempfindlichkeit zu kompensieren*). Die Genauigkeit und insbesondere auch die Meßgeschwindigkeit wird durch diese Maßnahme erheblich gesteigert und die Horizontierung braucht nur mit weniger als $\frac{1}{10}$ der für ein Gehänge erforderlichen Genauigkeit durchgeführt zu werden. Eine Vorrichtung zur Eichkontrolle ist vorhanden, mit welcher ein Milligramm-Reitergewicht durch Hebeldruck auf das Balkenende gehängt und wieder abgenommen wird.

Ein Thermostat ist, wie schon oben erwähnt, nicht erforderlich. Das Gerät ist zwar mit einer dicken Filzhülle umgeben, welche aber das an sich schon geringe Gewicht, etwa 18 kg, nur wenig erhöht. Fig. 6 zeigt das Gerät im meßbereiten Zustand. Die Okulare der Optik der beiden schwingenden Gehänge sind erkenntlich und zwischen diesen eine 5''-Libelle zur Horizontierung. Der Arretierungsknopf und der Spiegel zur Beleuchtung der Skala ist ebenfalls zu erkennen. Statt des Spiegels kann auch ein geeignetes Lämpchen in den Lichtkanal eingeführt werden. Im Gehäuse sind einige Röhren mit Radiumsalzen untergebracht, um elektrostatische Aufladung und hierdurch Ansammlungen von Staubteilchen u. dgl. zu verhindern.

d) *Das Gravimeter von Lindblad**)* (astasiert, Dämpfung, geringe Neigungsempfindlichkeit, stark temperaturempfindlich). Ein beweglicher Körper 1 (siehe Fig. 7), der durch die beiden durchgebogenen Blattfedern 2 getragen wird***), ist in seinem oberen Teil zu einer Platte 3 ausgestaltet, die mit einer anderen in

*) Ein ähnliches Verfahren verwendet auch Mott-Smith in seinem Gravimeter.

***) Das Boliden-Gravimeter von A. R. Lindblad, Stockholm; siehe auch Patentanmeldung L 90831 (Klasse 42c). A. Lindblad u. D. Malmquist: A new static gravity meter and its use for ore prospecting. Ingeniörs Vetenskaps Akademien. Handlingar Nr. 146, Stockholm 1938.

****) Siehe auch O. Meisser, l. c. S. 229/30.

ihrer Nähe angebrachten Platte 4 einen Kondensator bildet, dessen Kapazität sich bei Veränderungen in der Lage des beweglichen Körpers verändert *). Die Messung der Kapazität des Kondensators erfolgt mit Hilfe eines für den Zweck geeigneten Kapazitätsmessers, der zwischen den Leitungen 7, 8 eingeschaltet wird.

Um Temperaturschwankungen zu vermeiden, ist der bewegliche Körper in ein dickwandiges Gehäuse 5 eingeschlossen. Dieses besitzt große Wärmekapazität und Wärmeleitungsfähigkeit. Es ist ferner eine elektrische, sich selbsttätig

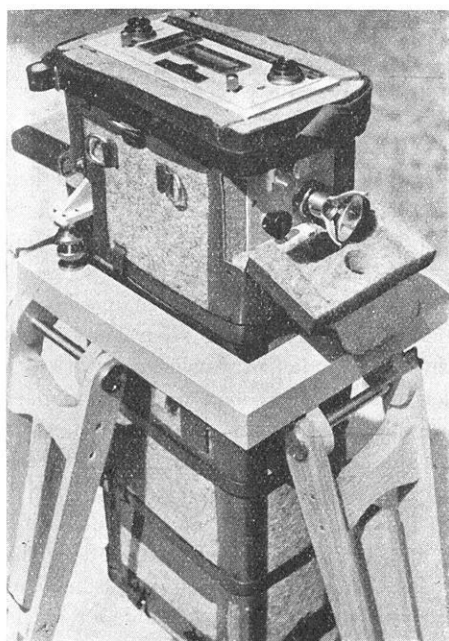


Fig. 6.
Thysen-Gravimeter meßbereit

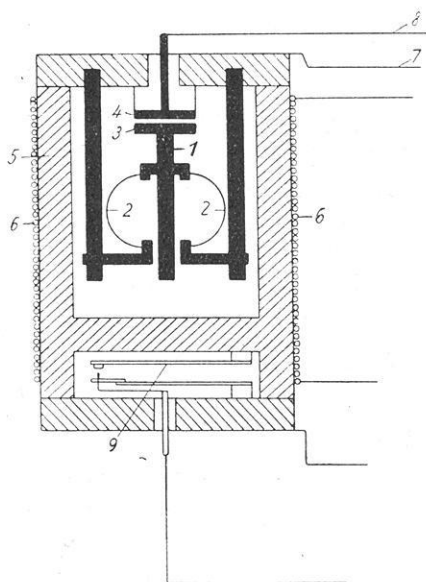


Fig. 7.
Wirkungsweise des Lindblad-Gravimeters

regulierende Erwärmungsvorrichtung vorhanden**), die als eine um das Gefäß herumgelegte elektrische Wicklung 6 ausgebildet ist und von einer Batterie gespeist wird. Ein Bimetall-Thermoregulator 9 ist unterhalb des Federraumes in einem getrennten Raum untergebracht.

Das Gerät wird mit einer indifferenten Flüssigkeit, beispielsweise einem Kohlenwasserstoff mit passender Viskosität, gefüllt. Hierdurch soll die Wärmekapazität des Gefäßes gesteigert und die erforderliche Dämpfung erzielt werden.

*) Dasselbe Prinzip verwendet auch das Askania-Gravimeter, nur daß der bewegliche Teil ähnlich einer Jollyschen Federwaage ausgebildet ist. Siehe A. Graf, l. c.

**) Die Temperaturreglung ist ähnlich den gittergesteuerten Stromrichtern [siehe F. Hauffe: Zeitschr. VDI 79, 1475 (1935)]. Siehe auch D. R.-P. 605963 (1934).

Beschreibung des neuen Gerätes zur Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit elastischer Wellen in Gesteinsproben und einige Meßergebnisse

Von St. v. Thyssen*) und O. Rülke**). — (Mit 8 Abbildungen)

Ein neues elektrisches Gerät, das auf der Methode der freien Longitudinalschwingungen beruht und zu Laufzeitmessungen in Gesteinsproben benutzt werden kann, wird beschrieben. Einige Meßergebnisse werden gebracht.

I. Allgemeiner Teil. Kürzlich wurde an anderer Stelle***) über ein neues Gerät und dessen Bedeutung für die angewandte Geophysik berichtet. Mit diesem läßt sich die Fortpflanzungsgeschwindigkeit longitudinaler elastischer Wellen in Gesteins- bzw. Bodenproben auf einfache Weise nach dem dynamischen Verfahren feststellen.

Zur Ermittlung von Wellengeschwindigkeiten in Proben auf dynamische Art bieten sich verschiedene Wege, von denen nicht jeder unter allen Umständen gangbar ist. Eine Möglichkeit besteht in der plötzlichen Auslösung statischer Spannungen im Probekörper †) oder auch darin, die Proben durch Stoß oder Schlag anzuregen und mit Hilfe von geeignet konstruierten Anzeigegeräten die Zeitdifferenz zwischen Abgabe des Stoßes auf der einen Seite und Anknft des Stoßes auf der anderen Seite zu messen. Die Autoren haben ein Meßgerät ††) nach diesem Verfahren gebaut und auch Messungen hiermit durchgeführt, sind aber davon wieder abgegangen. An ein für die Praxis brauchbares Meßgerät, insbesondere für Bohrkern- und andere Gesteinsuntersuchungen, müssen nämlich eine Reihe von Forderungen gestellt werden, wie geringe Meßdauer, hohe Meßgenauigkeit, einfache Handhabung. Daneben muß das Gerät transportabel sein und so eingerichtet, daß möglichst Proben jeder Gestalt untersucht werden können.

*) Dr. Stephan Baron v. Thyssen-Bornemisza, Hannover, Gellertstr. 25A.

**) Ing. O. Rülke, Hannover, Dohmeyersweg 12b.

***) St. v. Thyssen: Ein neues Gerät zur Schnellbestimmung von Laufzeiten elastischer Wellen in Bohrkernen, „Öl und Kohle“, Heft 46 (1938). Vortrag gehalten auf der Tagung der Deutschen Gesellschaft für Mineralölforschung, Dez. 1938.

†) Kinosita: Some Experiments on the Generation and Propagation of Elastic Waves. Bull. Earthqu. Res. Inst. Vol. XV, Tokio 1936.

††) Vermittels kleiner Knallgasexplosionen wurden die Gesteinsproben an einem Ende erregt und der Impuls am anderen Ende mit Hilfe eines empfindlichen Anzeigegerätes auf einem Filmstreifen registriert. Ähnlich wie bei der Seismik wurden Schußmoment und erster Einsatz optisch aufgenommen. Es müssen Laufzeiten von etwa 0.00002 sec und weniger gemessen werden. Bei der hohen erforderlichen Registrierungsgeschwindigkeit zeigten sich öfter Störungen.

Es wurde für diese Zwecke ein dynamisches Verfahren versucht, und zwar die Methode der freien Longitudinalschwingungen*). Hiermit konnten gute Erfolge erzielt werden, so daß weitere Versuche nur in dieser Richtung vorgenommen wurden.

Bei dem Verfahren der freien Longitudinalschwingungen werden die Proben praktisch ohne jede äußere Beanspruchung durch eine geeignete Vorrichtung in Schwingungen versetzt und hierbei diejenige Schwingungszahl aufgesucht, bei der die Probe ihre longitudinale Grundschiwingung ausführt, also mit der aufgedrückten Schwingung in Resonanz kommt. Ist f_0 die longitudinale Eigenfrequenz (Grundschiwingungszahl) eines Stabes und l seine Länge, so ergibt sich die Schallgeschwindigkeit im Stabe zu $V_l = 2l \cdot f_0$. Dabei wird nicht darauf Rücksicht genommen, daß der Stab bei den Längsschwingungen auch Querschwingungen vollführt, in dem sich der Querschnitt bei Dehnung zusammenzieht und umgekehrt. Rayleigh**) gibt einen Korrektionsfaktor an, der die Querkontraktionsenergie berücksichtigt. Demnach wäre V_l noch zu multiplizieren mit $1 + \frac{\mu^2 \pi^2 r^2}{4l^2}$, wobei μ das Verhältnis der Querkontraktion zur Längsdilatation (Poissonsche Zahl) bedeutet und für Gestein ungefähr den Wert 0.25 bis 0.30 hat. Solange die zylindrische Probe nicht zu geringe Länge im Vergleich zum Durchmesser besitzt bleibt die Korrektion gering.

Diese dynamische Methode hat den Vorteil, daß die Probestücke im Gegensatz zu statischen Verfahren nie durch die Untersuchung zerstört und Änderungen von V_l und E mit der Spannung***) sowie auch störende Einflüsse der Prüfmaschinenkonstanten †) vermieden werden, da Dehnung oder Belastung der Stücke nicht erforderlich ist ††). Allerdings ist eine Bearbeitung der Proben, die eine genügende Länge gegenüber dem Durchmesser haben müssen, oft nicht zu umgehen.

*) Kohlrausch: Lehrb. d. prakt. Physik, 17. Aufl., S. 94; Ide: An experimental study of the elastic properties of rocks. Geophysics Vol. 1, Nr. 3 (1936); Posner: Ein Beitrag zur Theorie der freien elastischen Schwingungen von Zylindern und Röhren. Ann. d. Phys. 22 (1935).

**) Lord Rayleigh: „The Theorie of Sound“ 1, London 1894; vgl. auch Morrow: Phil. May (6) 10, 113 (1905); 354 (1906).

***) Für eine Reihe von Stoffen ist nachgewiesen, daß der E -Modul mit wechselnder Spannung oder Deformation abnimmt, und zwar etwa als lineare Funktion der Spannung. Miller: Bayr. Sitzungsber. 1, 9 (1885); Abhandl. d. bayr. Akad. 15, 707 (1886); 16, 579 (1888); Bach: Elast. u. Festigkeit (1902); Thompson: Wied. Ann. 44, 555 (1891).

†) Späth: Physik der mechanischen Werkstoffprüfung, S. 3—77. Jul. Springer, 1938.

††) Die Nachteile der statischen Bestimmungsverfahren fallen allerdings nicht so ins Gewicht, wenn auf Grund langjähriger Erfahrung diese Verfahren mit entsprechender Sorgfalt und auf geeignete Weise angewandt werden. Siehe Schöne: Über die Bestimmung geomechanischer Eigenschaften an Bohrkernen im Laboratorium. Jahrb. d. Preuß. Geol. Landesanstalt 58 (1937).

Die statischen Methoden und die dynamische Methode der freien Longitudinalschwingungen führen zu den gleichen Elastizitätszahlen*). Soweit die Proben natürlich inhomogen oder porös sind, wird man von vornherein darauf verzichten müssen, nach irgendeiner der beiden Methoden die wahre Laufzeit bzw. den Elastizitätsmodul des Materials zu finden. Dehnungs- oder Belastungsversuche werden in einem solchen Falle Laufzeit oder E -Modul meistens zu klein geben, da der wirksame Querschnitt geringer ist, als er aus Messungen des Durchmessers erscheint. Bei der dynamischen Methode kommt es darauf an, wie die Poren im Probekörper verteilt sind. Ist die Verteilung längs der Zylinderachse gleichmäßig und konzentrisch zu ihr, herrscht also in koaxialen Zylinderschichten gleiche Porosität, so sollte die dynamische Methode die richtigen Werte von V_1 und E ergeben. Ist die Verteilung der Poren längs des Probekörpers dagegen ungleichmäßig, so können eben auch die Longitudinalschwingungen zu große oder zu kleine Werte liefern. Der Einfluß der Poren geht dann parallel dem Einfluß des variablen Querschnittes. Im allgemeinen sind aber die Poren im Gestein der relativ kleinen Probekörper noch genügend gleichmäßig verteilt, so daß sich die Abweichungen der Laufzeiten innerhalb 1% halten. Dieses läßt sich empirisch leicht in der Weise feststellen, daß von einer größeren Probe eine Reihe kleiner Proben hergestellt und die einzelnen Meßwerte verglichen werden.

Die Praxis ergab eine hohe Genauigkeit und Reproduzierbarkeit der Meßwerte. Es hat sich erwiesen, daß das Verfahren auch zur Untersuchung von Metallen sowie von anderen Werk- und Baustoffen, wo größere Genauigkeiten gefordert werden, vorteilhaft verwendbar ist. Im allgemeinen kann man rechnen, daß Laufzeiten in Gesteinen mit 1% und in Metallen mit 0.1% Genauigkeit bestimmt werden können.

II. Beschreibung des Gerätes. *a) Gesamtaufbau.* Mit Hilfe eines Schwingungssenders wird eine in der Frequenz regelbare Wechselfspannung erzeugt und durch geeignete Mittel in mechanische Schwingungen umgeformt, um dann dem Probekörper aufgedrückt zu werden. Zur Umformung der Wechselfspannung in mechanische Schwingungen hat sich am zweckmäßigsten das Kondensatorprinzip**) erwiesen.

Auf einer leitenden Grundplatte liegt als Dielektrikum eine dünne Glimmerschicht und darüber eine Aluminiummembran, auf die der Probekörper gestellt wird. Die Wechselfspannung wird an Grundplatte und Aluminiumfolie gelegt. Bei elektrisch leitenden Proben kann man die Spannung direkt an Grundplatte und Probe legen und damit die Aluminiumfolie sparen.

Bei reiner Wechselfspannung würde der Kondensator, im folgenden Schwinger genannt, die doppelte Frequenz der Senderspannung haben. Durch eine kon-

*) Grüneisen: „Der dynamisch und statisch gemessene Elastizitätsmodul“. Ann. d. Phys. **22**ff., 837 (1907).

**) Braunmühl u. Weber: Einführung in die angewandte Akustik (1936).

stante Vorspannung, die hier durch den Anodenruhestrom der letzten Röhre des Schwebungssenders gegeben wird, wird Gleichheit der mechanischen mit der Senderfrequenz erzielt.

Die Methode verlangt, daß der Probekörper in seine longitudinale Eigenschwingung versetzt wird, d. h. er muß diejenige Frequenz aufgedrückt bekommen, bei der er Resonanz zeigt. Die Anzeige der Resonanz erfolgt durch ein Gerät, das im Grunde einen Seismographen hoher Eigenfrequenz darstellt. Dieses Gerät, hier Indikator genannt, besteht aus zwei Piezoquarzen, die auf das Gitter einer Röhre wirken. Druckschwankungen, wie sie von dem schwingenden Probekörper ausgehen, erzeugen im gleichen Rhythmus wechselnde elektrische Aufladungen der Quarze, die in Stromschwankungen umgeformt und verstärkt werden, so daß sie zur Anzeige an einem Zeigerinstrument ausreichen. Dieses Instrument gibt

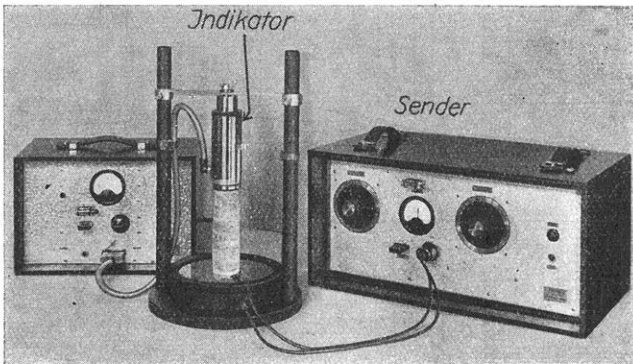


Fig. 1. Apparatur zur Bestimmung von Laufzeiten in Gesteinsproben

beim Durchgang durch die Eigenfrequenz des Probekörpers dessen Resonanzkurve wieder*), die je nach der Dämpfungskonstante des Materials mehr oder weniger steil ist.

Zur Messung der Frequenz dient ein im Schwebungssender befindlicher Frequenzmesser**).

Fig. 1 zeigt den Apparat, bestehend aus Schwebungssender, Schwinger mit Probekörper (Bohrkern) und Quarzindikator mit Verstärker-Anzeigegerät.

b) *Der Schwebungssender.* Die prinzipielle Schaltung zeigt Fig. 2. Der Röhrensender***) besteht aus dem konstanten Sender S_1 und dem variablen Sender S_2 , die die Frequenzen f_1 und f_2 erzeugen. Diese beiden Frequenzen werden auf eine Regelmischröhre gegeben, an der durch multiplikative Mischung

*) Barkhausen: Lehrb. d. Elektronenröhren 2 (1933).

***) Giebe u. Alberti: „Absolute Messung der Frequenz elektrischer Schwingungen“. Zeitschr. f. techn. Physik Nr. 3 (1925).

****) Grüneisen u. Merkel: Ein Röhrensender als Normaltonskala. Zeitschr. f. Physik 1, 297 (1920).

die Schwebungsfrequenz $f_1 - f_2$ entsteht. Die Ausgangsspannung wird an einer entsprechend dimensionierten Selbstinduktion abgegriffen und an den Schwinger gelegt. Das Gerät ist für Wechselstromnetzanschluß eingerichtet. Es muß daher besonderer Wert auf eine möglichst restlose Störfreiung der für die Röhren erforderlichen Gleichspannungen gelegt werden, was nur durch ausreichend große Drosseln und Kondensatoren zu erreichen ist.

Der Frequenzmesser ist für einen großen und tief liegenden Bereich eingerichtet und arbeitet mit Hilfe elektrischer Resonanz. Die Selbstinduktion

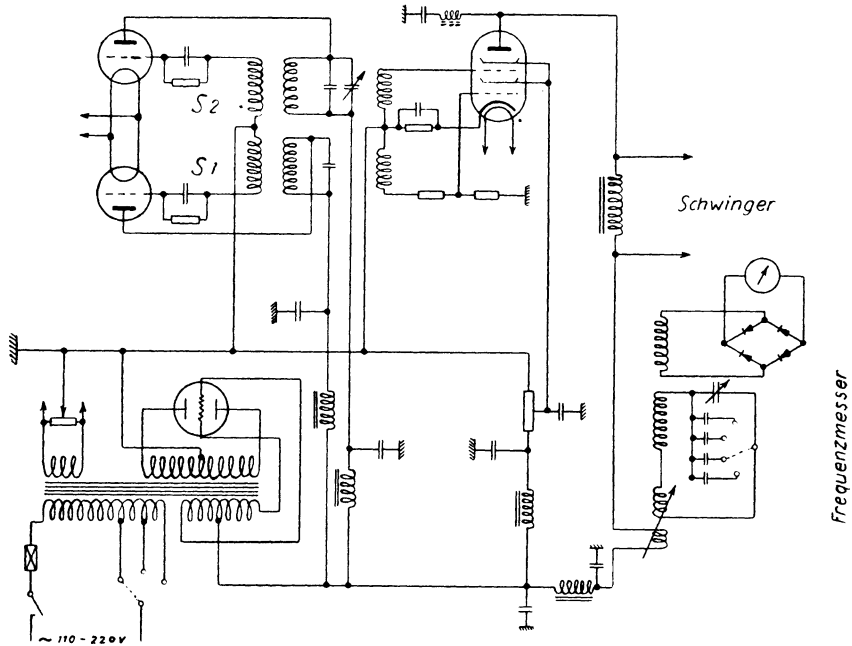


Fig. 2. Schwebungssender

wurde ziemlich groß gewählt und lose mit dem Sendekreis gekoppelt. Der Indikatorkreis des Frequenzmessers seinerseits ist induktiv mit dem Resonanzkreis gekoppelt. Um den Frequenzmeßbereich genügend groß zu machen, sind zusätzliche Festkapazitäten, die parallel zum Drehkondensator gelegt werden, vorgesehen. Der Schwebungssender wird vom Lichtnetz (110 oder 220 Volt Wechselstrom) gespeist.

c) *Der Indikator mit Indikatorverstärkung.* Die grundsätzliche Konstruktion des Quarzindikators*) zeigt Fig. 3. Die Quarze sind in einem Metallkörper untergebracht, wodurch eine vollkommene Abschirmung der Anordnung erzielt

*) Siehe auch Juharz u. Geiger: Der Indikator (Springer 1938).

wird. Zwischen den Quarzplatten befindet sich eine planparallele Metallplatte, von der ein kurzer seitlicher Ansatz zum Gitter der Röhre führt. Die Röhre ist über dem Metallkörper zur Aufnahme der Quarze angeordnet und ebenfalls durch eine Metallhaube abgeschirmt. Unter den Quarzen befindet sich ein Druckstück mit einer Kugel, die durch eine Metallmembran zu einem kleinen Teil herausragt. Die Membran hält die Quarzanordnung zusammen und erteilt ihr eine mechanische Vorspannung. Die herausragende Kugelkalotte wird auf den schwingenden Probekörper aufgesetzt, wodurch die auftretenden Druckschwankungen über Kugel und Druckstück auf die Quarze übertragen werden. Die Anordnung der Röhre über der Quarzhalterung gestattet eine ganz kurze Gitterzuleitung und dadurch eine nahezu verlustlose Ausnutzung der geringen Ladungsänderungen. Es ist auch deshalb wichtig, damit keine zu großen Störungen durch die Streu-

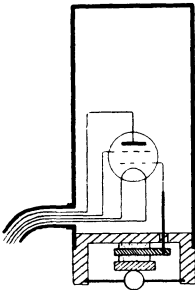


Fig. 3. Indikator

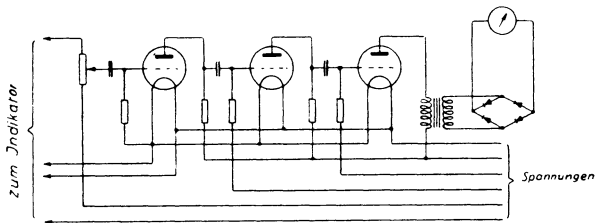


Fig. 4. Indikatorverstärker

felder des Schwebungssenders auftreten. Die Zuleitungen für die Betriebsspannungen dieser ersten Röhre sind gleichfalls durch Unterbringung in einem Metallschlauch abgeschirmt.

Die Anodenstromschwankungen der ersten Röhre werden weiter in einem Verstärker (siehe Fig. 4) in Widerstandskopplung vergrößert und durch einen Transformator von dem Anodenruhestrom der letzten Röhre befreit. Der Transformator hat außerdem die Aufgabe, Anpassung an das Anzeigement mit dem vorgeschalteten Gleichrichter in Graetz-Schaltung herzustellen. Der Indikatorverstärker wird im Gegensatz zum Schwebungssender mit Trockenbatterien betrieben, die im Anzeigegerät selbst untergebracht sind.

III. Versuche und Ergebnisse. Es wurde weiter oben schon darauf hingewiesen, daß die Meßergebnisse von zylindrischen*) Gesteinsproben von deren Verhältnis Länge zu Durchmesser abhängig sein können**). Genaue Bestim-

*) Die zylindrische Formgebung der Proben hat sich am vorteilhaftesten erwiesen. Das Auftreten störender Nebenmaxima wird durch andere Formgebung begünstigt. Siehe auch Giebe u. Blechschmidt: Experimentelle und theoretische Untersuchungen über Dehnungseigenschwingungen von Stäben und Röhren. Ann. d. Physik 18 (1933).

***) Dieses trifft in größerem Maße für statische Untersuchungen (Zug und Druck) zu. Siehe Bach-Baumann: Elastizität und Festigkeit (1924).

mungen machen deshalb unter Umständen eine Korrektur der dynamisch bestimmten Werte nach der Rayleigh'schen Formel empfehlenswert. Für Bohr-

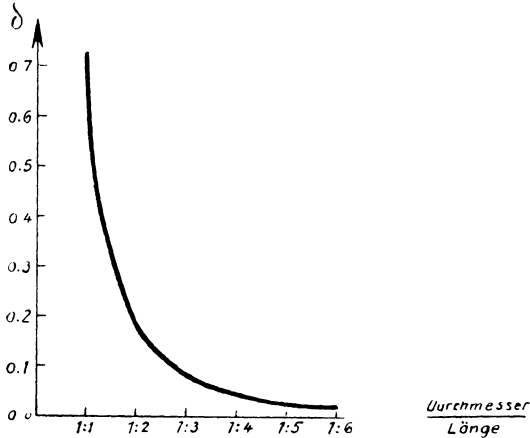


Fig. 5. Korrektionsdiagramm

kerne und Gesteinsproben kann die Korrektur mit genügender Genauigkeit berechnet werden, wenn man $\mu = 0.27$ setzt. Die jeweils anzubringende Korrektionsgröße δ zeigt Fig. 5 für die verschiedenen Verhältniszahlen, Probendurch-

Tabelle 1

Nr.	Bezeichnung des Bohrkerns	Ø	l	f ₀	V _l gem.	δ	V _l korr.
1	Salz, weiß AS 6 (434 m).....	50	153	15000	4580	0.025	4695
2	Anhydrit, Lenne (1800 m)	110	195	13130	5120	0.058	5415
3	Wealden-Sandstein, Wendezelle 4 (830 m)	78	150	10170	3050	0.05	3200
4	Dolomitierter Cornbrash, Wendezelle 4 (1719 m)	75	155	9230	2860	0.043	2980
5	Unter-Eozän (ausgetrocknet) Miele 1 (239 m)	60	108	6060	1310	0,056	1385
6	Plattendolomit, Westfalen (1270 m)	95	153	11900	3640	0.07	3895
7	Gigaskonglomerat	95	136	14580	3965	0.089	4315
8	Tonstein aus unterem Buntsandstein, Westfalen (1400 m)	95	113	11500	2600	0.127	2930
9	Heersumerschichten, Wendezelle 4 (1300 m)	75	130	12160	3160	0.06	3350
10	Sandiger Tonstein, Middle Peguan, Indien (1700 m)	82	228	8290	3780	0.024	3870
11	Sandiger Tonstein, Middle Peguan (1650 m)	82	178	9050	3220	0,039	3345
12	Tonstein mit Schichten von Feinsand, Middle Peguan (1750 m)...	82	225	9040	4070	0.025	4170
13	Cyrenenkalke mit Kalkmergeln, Wealden (150 m).....	95	198	12300	4870	0.042	5075

messer zu Probenlänge, die um so größer werden, je kürzer der Bohrkern ist. Mit $(1 + \delta)$ ist dann die gemessene Laufzeit zu multiplizieren. Die hier nebenstehende Tabelle 1 bringt nun eine Reihe Meßergebnisse an Bohrkernen, wobei die δ -Korrektion berücksichtigt ist. Die ersten beiden Zahlenreihen geben die Bohrkerndimensionen in Millimeter an. Die dritte Spalte enthält die aus der Wellenmessereinstellung ermittelte Frequenz f_0 . Mit der doppelten Bohrkernlänge multipliziert, ergibt sich die gesuchte Geschwindigkeit in Spalte 4. Die fünfte Spalte zeigt die Rayleighschen Korrekturen, die z. T. ganz beträchtlich werden können, wie bei der Kernprobe Nr. 8. Die Meßgenauigkeit betrug in jedem Falle mindestens 1% des Gesamtwertes. Die Messungen wurden alle bei etwa 20° C durchgeführt.

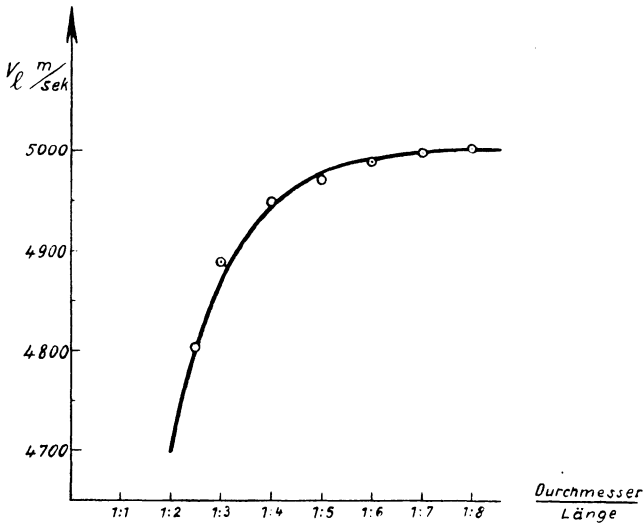


Fig. 6. Laufzeiten in Aluminiumzylindern verschiedener Länge

Die Gültigkeit der Korrektur δ wurde empirisch nachgeprüft, und zwar an Metall, das sich wegen der größeren Homogenität besser dazu eignet als Gestein. Die Laufzeiten von Aluminiumzylindern, deren Länge nach jeder Bestimmung durch Abdrehen reduziert wurde, sind für diesen Zweck bestimmt und in Fig. 6 als Punkte eingetragen worden. Bei gleichbleibendem Durchmesser wurde also die Länge verringert. Die in Fig. 6 dargestellte Kurve veranschaulicht den Verlauf der berechneten Geschwindigkeiten. Die gemessenen Werte fallen recht gut in den Verlauf dieser errechneten Kurve. Eine Korrektur erübrigt sich jedoch in den meisten Fällen, sobald das Verhältnis Probelänge zu Probendurchmesser mindestens 5 : 1 beträgt.

Es ist bekannt, daß sich der Elastizitätsmodul mit der Temperatur ändert. Über die diesbezüglichen Verhältnisse bei Metallen liegen umfangreiche Unter-

suchungen vor*), bei denen man im allgemeinen eine mehr oder weniger lineare**) Abnahme des *E*-Moduls mit steigender Temperatur festgestellt hat. Über Bestimmungen an Gesteinsproben oder Bohrkernen liegen unseres Wissens noch kaum Untersuchungen vor***). Wir haben vorerst versucht, mit dem dynamischen Gerät den Temperatureinfluß auf die Geschwindigkeit, vorläufig aber nur innerhalb eines kleinen Temperaturbereichs festzustellen.

Ein Gipszylinder von 75 mm Länge und 15 mm Durchmesser wurde hergestellt und mit Hilfe eines Thermostaten auf Temperaturen zwischen 5 und 100° C gebracht und während der Messungen konstant gehalten. Das Ergebnis zeigt die Kurve in Fig. 7. Die Abnahme der Geschwindigkeit beträgt etwa 50 m/sec für den untersuchten Temperaturbereich. Die Kurve scheint mit weiterer Erhöhung der Temperatur, ähnlich den Metallen, immer steiler abzufallen †). Nur einzelne Meßpunkte weichen bis zu etwa 10 m/sec vom Mittelwert ab. Die Meßgenauigkeit war also noch bedeutend besser als 1% der Gesamtwerte. Allerdings wurden die einzelnen Meßwerte aus mehreren Einzelbeobachtungen erhalten. Über weitere diesbezügliche Untersuchungen an anderen Gesteinsproben und über einen größeren Temperaturbereich wird noch in einer weiteren Arbeit berichtet werden.

Durch Veränderung der Frequenz der erregenden Schwingungen kann eine vollständige Resonanzkurve des Probekörpers aufgenommen werden, woraus sich dann das logarithmische Dekrement der Dämpfung ergibt. Die Dämpfung ††) spricht äußerst empfindlich auf jede Änderung des Materialzustandes an †††).

In Fig. 8 sind zwei Resonanzkurven gezeigt. Die kleinere Kurve bezieht sich auf eine Gipssäule von 15 mm Durchmesser und 75 mm Länge, die andere stammt von einem Aluminiumzylinder §) von gleicher Größe. Die Empfindlichkeit des Indikatorinstruments wurde in beiden Fällen konstant gehalten. Berechnet man

*) Weiter: Elastizität und Festigkeit über Spezialstähle bei hohen Temperaturen. Zeitschr. VDI, Heft 230 (1921); Bach: Versuche über die Festigkeitseigenschaften von Flußeisenblechen bei gewöhnlicher und höherer Temperatur. Zeitschr. VDI 48 (1904) usw.

**) Schaefer: Über den Einfluß der Temperatur auf die Elastizität der Metalle. Ann. d. Physik 5 (1901).

***) Burgsmüller: Festigkeitsuntersuchungen an Steinsalzkristallen. Zeitschr. f. Physik 103, Heft 9/10 (1936).

†) Vater: Die Elastizität der metallischen Werkstoffe. Der Bauingenieur 19, Heft 5/6 (1938).

††) Solange sich ein Material vollkommen elastisch verhält, wird die bei der Beanspruchung durch Kompression oder Dilatation im Material aufgespeicherte Energie restlos wiedergewonnen. In der Praxis treten jedoch innere Verluste, d. h. Dämpfung, auf, die sich allgemein in Wärme umwandeln. Die Dämpfungsdekremente eines Gesteins können in bezug auf die Energieaufnahme bei der Erregung seismischer Wellen von besonderer Bedeutung sein.

†††) Foerster u. Köster: Zeitschr. f. Metallkde. 29, 116 (1937).

§) Aluminiumlegierung „Optimal“.

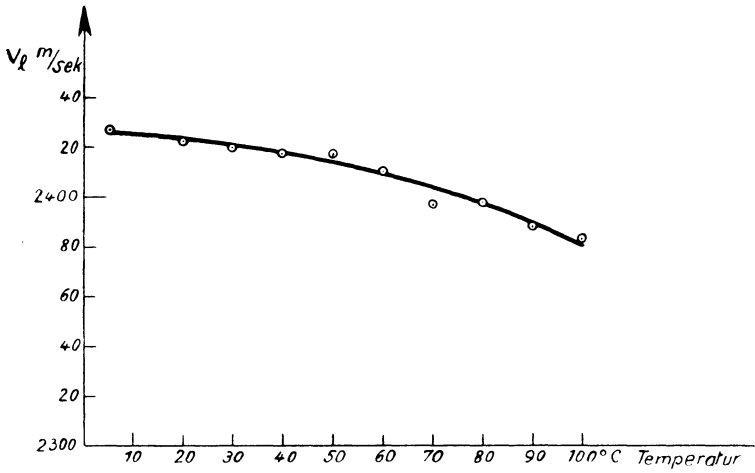


Fig. 7.

Laufzeiten in einer Gipsprobe bei verschiedenen Temperaturen

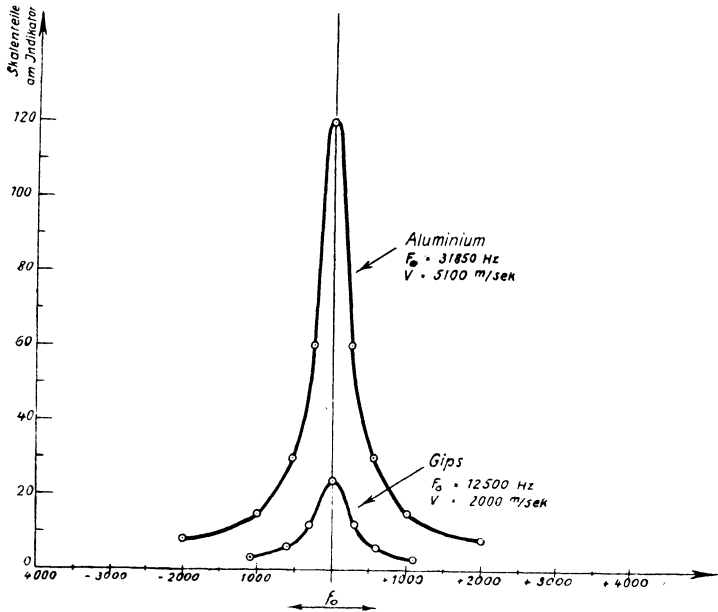


Fig. 8.

Resonanzkurven von Substanzen mit verschiedener Dämpfung

aus den beiden Kurven die logarithmischen Dämpfungsdekremente d aus der Halbwertsbreite*) a nach der Formel

$$d\% = \frac{a \cdot 1000}{5,5 \cdot f_0},$$

so ergibt sich für die Gipsprobe mit der Resonanzfrequenz $f_0 = 12500$ Hz,

$$d_{\text{Gips}} = 8,7\%$$

und für die Aluminiumprobe mit der Resonanzfrequenz $f_0 = 31850$ Hz,

$$d_{\text{Al}} = 2,8\%.$$

Dämpfungsmessungen an Metallen sind mit Hilfe ähnlicher Einrichtungen schon ausgeführt worden**). Über Untersuchungsergebnisse an Gesteinen wird noch berichtet werden.

Für die Praxis der Bohrkern- und Gesteinsuntersuchungen ist es vielleicht noch interessant, darauf hinzuweisen, daß es gelungen ist, zerbrochene und daher zur Messung unbrauchbar gewordene Bohrkern durch die Messung zugänglich zu machen, daß man die Stücke an den Bruchflächen, die natürlich zueinander passen müssen, zusammenkittet. Hierzu hat sich nach unseren Erfahrungen Wasserglas recht gut bewährt. So wurde beispielsweise ein Gipszylinder zerbrochen und wieder gekittet. Eine Geschwindigkeitsänderung war bei zwei Kittstellen noch nicht festzustellen. Auch bei drei Kittstellen lag die Geschwindigkeitsänderung noch nahe bei der Fehlergrenze, jedoch wurde die Energieaufnahme immer schlechter, was sich durch einen geringen Zeigerausschlag am Indikatorinstrument bemerkbar macht.

*) Die Dämpfung läßt sich ganz allgemein aus der Frequenz des Maximums und der Breite Δv_A , bei der die Amplitude auf einen beliebigen Wert A abgesunken ist, aus folgender Beziehung berechnen

$$d = \pi \frac{\Delta v_A}{v_E} \sqrt{\frac{A^2}{A_{\text{max}}^2 - A^2}}.$$

Gleichung (5) geht aus dieser Beziehung hervor, indem $2A = A_{\text{max}}$ gesetzt wird. Daß gerade die Halbwertsbreite zur Messung benutzt wird, liegt daran, daß es die Messung erleichtert, wenn die Maximalamplitude lediglich zu halbieren ist.

***) Walther: Sc. Monthly **41**, 275 (1935); Förster: Ein neues Meßverfahren zur Bestimmung des E -Moduls und der Dämpfung. Zeitschr. f. Metallkde. **29**, 109 (1937). Anm.: Dieses vom Kaiser Wilhelm-Institut für Metallforschung in Stuttgart entwickelte Gerät arbeitet mit transversalen Schwingungen in Metallstäben.

Über Kopfwellen in der Seismik

(Auf Grund funkenkinematographischer Modellversuche)

Von O. v. Schmidt, Berlin-Gatow. — (Mit 9 Abbildungen)

Es wird auf Grund von Schlierenaufnahmen gezeigt, daß die Kopfwellen — gemäß der Theorie des Verfassers — sowohl bei der Grenzschicht flüssig-flüssig, als auch fest-flüssig photographisch nachweisbar sind. Durch die Kopfwellen im Wasser kann der Verlauf von longitudinalen und transversalen Wellen in undurchsichtigen festen Körpern nachgewiesen werden. Weiterhin zeigt sich, daß die transversalen Wellen (im Gegensatz zu den longitudinalen) ein Modell des Erdkernes aus Metall nicht durchlaufen, sondern dasselbe an der Oberfläche entlang umkreisen. Es wird gezeigt, daß nicht nur die neue Wellenfront, sondern auch die reflektierten und durchgehenden Wellenfronten als Kopfwellen aufgefaßt werden können, und daß es sich bei den Kopfwellen um eine gesetzmäßige Erscheinung der allgemeinen Wellenlehre handelt.

In einer früheren Arbeit „Zur Theorie der Erdbebenwellen“*) hatte ich den Gedanken ausgesprochen, daß sich die bisher ungeklärte Grenzwellen der Sprengseismik als ein Vorgang auffassen läßt, welcher der Kopfwelle eines Geschosses vollkommen analog ist. Es sollte demnach durch die Welle im Medium mit der Schallgeschwindigkeit v_2 ($v_2 > v_1$) eine geradlinige Kopfwelle im langsameren Medium nachgezogen werden, und zwar genau wie in der Ballistik entsprechend dem Ansatz: $\sin \alpha = v_1/v_2$.

Zur weiteren Klärung dieser Hypothese mußte die Frage entschieden werden, ob dieses Phänomen nur an der Grenze fest-fest auftritt, also Richtigkeit und damit Transversalwellen voraussetzt, oder ob es sich — wie schon in der angeführten Arbeit vermutet — um ein allgemeingültiges Gesetz der Wellenlehre handelt.

Zur Entscheidung der Frage, ob die Kopfwellen auch in flüssigen und gasförmigen Körpern auftreten, habe ich in Zusammenarbeit mit Prof. Schardin und mit Unterstützung der Forschungsabteilung des Reichsluft-

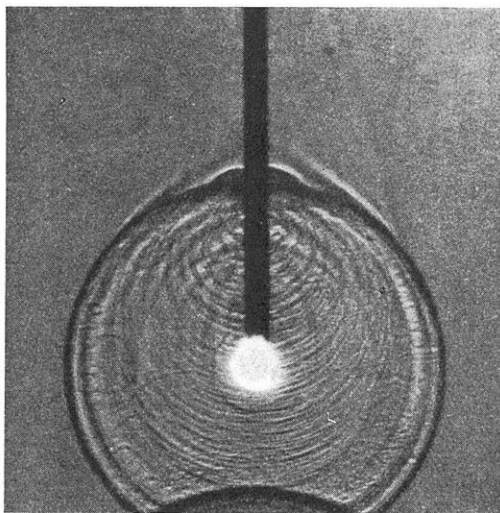


Fig. 1. Ausbreitung einer Knallwelle in einem Wassertrog. Man sieht in der Mitte den Knallfunken, konzentrisch die Primärwelle und unten die am Gefäßboden reflektierte Wellenfront

*) Zeitschr. f. Geophys. 12, 199 (1936).

fahrtministeriums eine große Serie von Schlierenaufnahmen im Ballistischen Institut der Luftkriegsakademie Berlin-Gatow ausgeführt. Die Einzelheiten der zur Anwendung gelangten Kranz-Schardinschen funckenkinematographischen Methode sind in der Arbeit von Cranz und Schardin*) näher beschrieben; wichtig für den Geophysiker ist hierbei lediglich die Tatsache, daß nach dieser Methode die Ausbreitung von Knallwellen in Gasen und Flüssigkeiten photographisch abgebildet werden kann.

So ist beispielsweise in Fig. 1 die Ausbreitung einer Knallwelle in einer wasser-gefüllten Küvette zu sehen:

Konzentrisch zum Knallfunken sieht man die kreisförmige Wellenfront und in diesen Primärkreis hereingeklappert die Front der Reflexionswelle. Nach den bisherigen Anschauungen der Akustik müssen diese Wellenfronten auch nach

beliebig vielen Reflexionen stets Kreissegmente bleiben, eine geradlinige Wellenfront würde ein Hinweis auf ein neuartiges Phänomen sein.

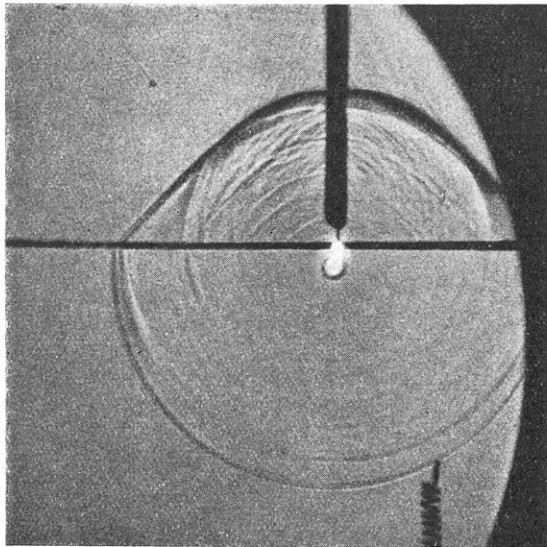


Fig. 2. Die Kopfwellen, falls Knallfunke in der Grenzschicht. Oben Xylol (1175 m/s), unten NaCl-Lösung (1600 m/s). Die untere Kugelwelle, die sich mit Überschallgeschwindigkeit rel. zum Xylol ausbreitet, zieht eine Kopfwellen nach sich. Winkel gegen die Grenzschicht = 47° . $\sin \alpha = v_1/v_2$

Die Kopfwellen an der Grenze flüssig-flüssig. Der grundlegende und prinzipiell Neues bringende Versuch besteht in folgendem:

In die Küvette kommen zwei Flüssigkeiten, unten Kochsalzlösung mit einer Schallgeschwindigkeit von 1600 m/s, oben Xylol mit 1175 m/s, das Knallzentrum, also der Funke, kommt genau in die Grenzschicht der beiden Flüssigkeiten.

Nach der bisherigen Anschauung müßte sich nun im unteren Medium ein größerer Halbkreis ausbilden, im oberen Medium ein

kleinerer Halbkreis entsprechend den beiden Geschwindigkeiten 1600 und 1175 m/s. Weiter dürfte dagegen auf dem Bilde nichts zu sehen sein.

Unsere Schlierenaufnahme, Fig. 2, zeigt uns jedoch, daß der untere Halbkreis infolge seiner Überschallgeschwindigkeit relativ zum Xylol, im letzteren eine Kopfwellen nach sich zieht, vollkommen analog der Kopfwellen eines Geschosses,

*) Zeitschr. f. Phys. 56, 147 (1929).

wobei auch hier der Winkel α zwischen Kopfwellen und Grenzschicht dem Gesetz gehorcht:

$$\sin \alpha = v_1/v_2.$$

Auch in einer weiteren Beziehung stimmt die Analogie mit der Kopfwellen vollkommen: Das Auftreten der Kopfwellen ist an Überschallgeschwindigkeit

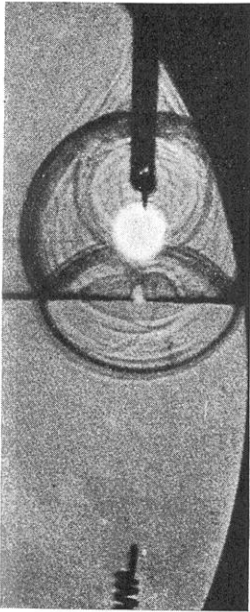


Fig. 3

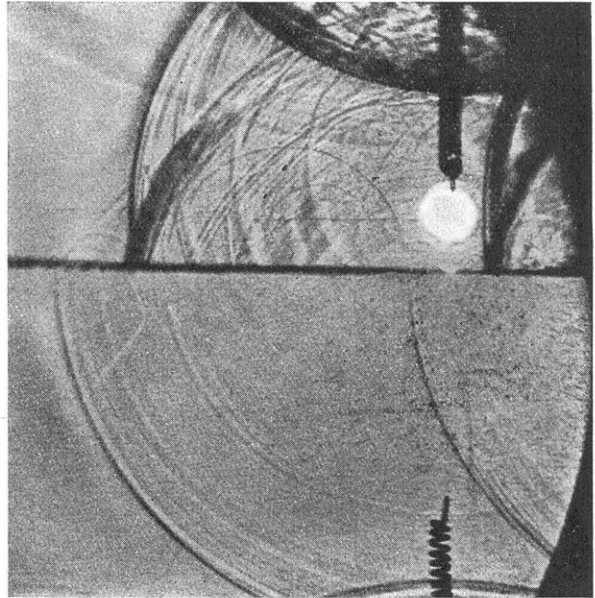


Fig. 4

Fig. 3. Erstes Stadium der Reflexion. Der Knallfunke befindet sich im Xylol. Oberhalb der Grenzschicht: Primärwelle und Reflexionswelle. Unterhalb der Grenzschicht: Durchgehende Welle. Alle drei Wellen treffen in einem Punkt zusammen und sind auch in einem früheren Stadium sichtbar

Fig. 4. Zweites Stadium der Reflexion. Vom Grenzwinkel der Totalreflexion ab laufen die primäre und reflektierte Welle langsamer als v_2 ; die untere Welle läuft dagegen mit $v_2 > v_1$. Sie zieht daher eine Kopfwellen im Xylol nach sich

gebunden. Auch diese Bedingung ist erfüllt, es tritt im *unteren* Medium keine Kopfwellen auf, da die obere Welle relativ zum Kochsalz mit Unterschallgeschwindigkeit läuft.

Dieser erste Versuch entsprach noch nicht ganz der Anordnung, die wir von der Sprengseismik her im allgemeinen gewöhnt sind, denn im letzteren Falle liegt ja der Sprengort bekanntlich nicht an der Grenze beider Medien, sondern in der oberen, also langsameren Schicht. Es wurde daher beim nächsten Versuch der Funke in das obere Medium verlegt, unter Beibehaltung aller früheren Versuchs-

bedingungen. Die Fig. 3 zeigt uns die erste hierher gehörige Schlierenaufnahme: Maßgebend für die ganzen Vorgänge ist nun die Schnittgeschwindigkeit v^* der Primärwelle mit der Grenzschicht: anfangs ist v^* größer als v_1 und als v_2 , wir erhalten demnach zwei Kopfwellen, entsprechend der bekannten reflektierten Wellenfront und der ebenfalls bekannten durchgehenden Wellenfront. In einem späteren Stadium der Ausbreitung tritt der Zeitpunkt ein, in dem v^* genau gleich v_2 , jedoch noch größer als v_1 ist; dieses ist der abgebildete Augenblick, der gerade dem Beginne der Totalreflexion entspricht. Von nun ab ist v^* stets kleiner als v_2 , jedoch ständig größer als v_1 ; es wird also nur noch eine Kopfwelle in v_1 nachgezogen, sie entspricht der normalen reflektierten Welle. Die durchgegangene

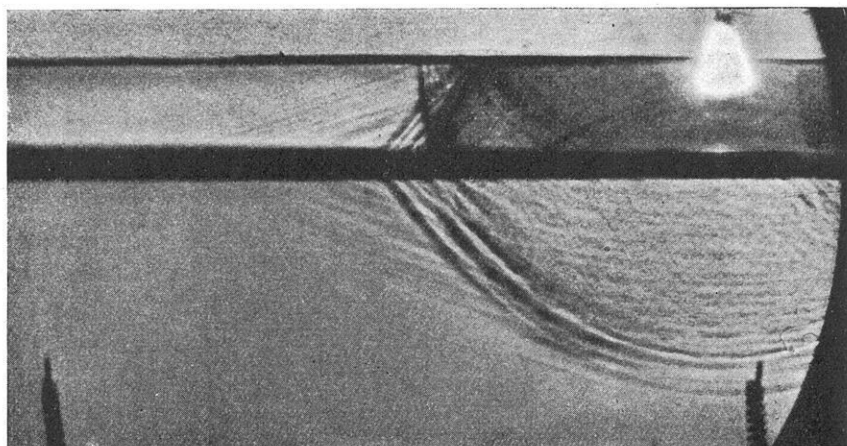


Fig. 5. Kopfwellen von einer Aluminiumstange ausgehend. Die flacheren Kopfwellen gehen von den Longitudinalwellen aus, die steileren von den Transversalwellen. Dann folgt die Primärwelle mit drei reflektierten Fronten. Das Bild ist gleichzeitig ein Modell der Sprengseismik

Wellenfront breitet sich nun selbständig mit ihrer Eigengeschwindigkeit v_2 weiter aus und zieht ihrerseits eine — vollkommen neuartige geradlinige — Kopfwelle nach sich, die in Fig. 4 deutlich zu sehen ist.

Es kann also aus den beiden Versuchsserien, die natürlich mehrfach unter den verschiedensten Bedingungen überprüft worden sind, folgender Schluß gezogen werden:

Die neue Kopfwelle tritt auch an der Grenze zweier Flüssigkeiten auf. Außerdem können die reflektierte und durchgehende Wellenfront stets als Kopfwelle aufgefaßt und berechnet werden.

Die Kopfwelle an der Grenze fest-flüssig. Im nächsten Versuch wurde eine Aluminiumstange ins Wasser getaucht und der Knallfunke im Wasser ausgelöst; wie aus Fig. 5 zu sehen ist, ziehen auch die Wellen des festen Körpers Kopfwellen

im Wasser nach sich, und zwar zwei, entsprechend den longitudinalen und transversalen Wellen des Aluminiums. Wir können also durch die Kopfwellen in der Flüssigkeit darauf schließen, wo sich im gegebenen Moment eine Schallwelle im festen, undurchsichtigen Körper befindet und außerdem durch den Winkel α berechnen, mit welcher Geschwindigkeit sich die Schallwelle fortpflanzt.

Die nächste Fig. 6 zeigt dieselbe Serie mit der Aluminiumstange, eine kurze Zeitspanne später: Nun hat die Kopfwelle die Primärwelle (also den Oberflächenimpuls) überholt, der Stoß von unten trifft früher ein, wie das aus der Seismik bei größeren Entfernungen allgemein bekannt ist.

Auch ein bisher nicht völlig geklärtes Phänomen ist durch das letzte Bild leicht zu erklären, nämlich die „Zitterkurve“, wie sie in Venezuela jedesmal

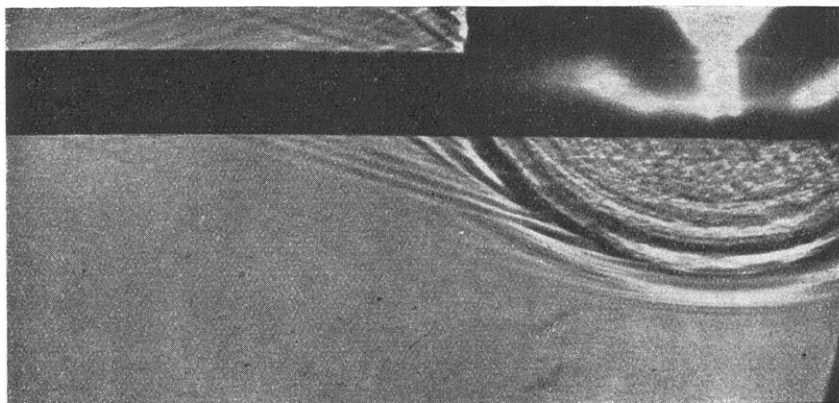


Fig. 6. Modell der Sprengseismik für geringe Teufen. Man sieht deutlich, daß die Kopfwelle mehrfach reflektiert ist und der zweite Stoß fast gleichzeitig mit der Primärwelle (Oberflächenstrahl) eintrifft

beobachtet wurde, falls in geringerer Tiefe eine festere Schicht, z. B. Kalkstein, vorhanden war und infolgedessen mehrfache Reflexion eintrat. Es sei speziell darauf hingewiesen, daß diese Mehrfachreflexionen sowohl von der Kopfwelle als auch von der reflektierten Welle ausgehen können, in der Fig. 6 sehen wir die zweite Reflexion der Kopfwelle fast gleichzeitig mit der Oberflächenwelle eintreffen.

Die Kopfwelle beim Wellendurchgang durch Kreisscheiben. Die Fig. 7 zeigt den Durchgang einer Schallwelle durch einen festen Körper, nämlich durch eine Plexiglasscheibe: man sieht deutlich wie oben und unten an den Austrittsstellen der Welle je eine Kopfwelle nachgezogen wird, und wie sich die Kopfwellen am linken Ende der Scheibe allmählich nähern, um ganz am Rande zusammenzufließen. In der Strahlenvorstellung ausgedrückt, gehen also die longitudinalen akustischen Strahlen durch die Mitte der Kreisscheibe hindurch. Dieser Vorgang

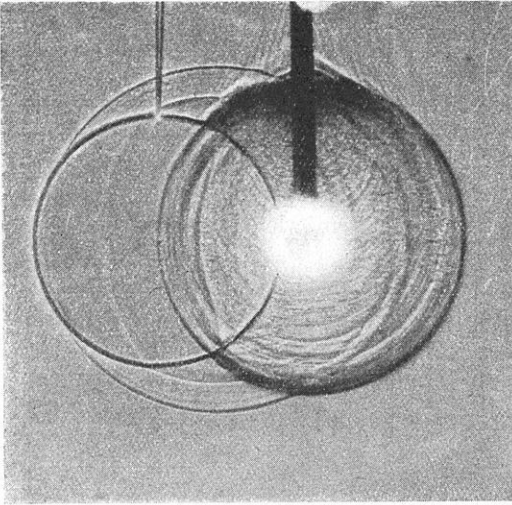


Fig. 7. Schallwellen und Kopfwellen bei Plexiglas. Durch einen zufälligen Doppelfunken sind zwei verschiedene Schallwellen im Plexiglas entstanden; jede von ihnen zieht oben und unten eine Kopfwelle nach sich

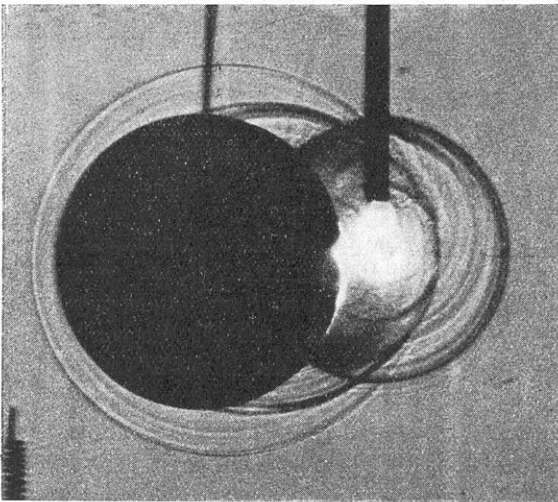


Fig. 8. Durchgang der Longitudinalwellen durch Messingscheibe. Das Bild stellt eine Fortsetzung des Vorganges der Fig. 7 dar. Die Longitudinalwellen haben sich vereinigt und laufen selbständig weiter, mit anderen Worten, die Strahlen passieren das Zentrum der Messingscheibe

ist in der nächsten Fig. (8), wo es sich um eine Messingscheibe handelt, noch deutlicher zu sehen, die vereinte Kopfwelle hat sich vollkommen selbständig gemacht und läuft als geschlossene Wellenfront unabhängig weiter.

Wir sehen in dieser Fig. (8) außer den besprochenen longitudinalen Kopfwellen deutlich auch noch die transversalen Kopfwellen auftreten, genau entsprechend den vorher geschilderten transversalen Kopfwellen bei der Aluminiumstange in Fig. 5. Wenn wir ein weiteres Stadium desselben Wellenvorganges betrachten, so sehen wir (Fig. 9), daß sich die transversalen Kopfwellen prinzipiell anders verhalten, denn wir beobachten *kein* Zusammenfließen der unteren und oberen Kopfwelle, sondern ein Überschneiden und Weiterwandern unter konstantem Winkel. Dieses würde in der Strahlenvorstellung bedeuten, daß die transversalen akustischen Strahlen (bzw. Bebenstrahlen) die Mitte des Messingkörpers überhaupt nicht passieren, sondern lediglich an der Oberfläche entlang laufen und die Scheibe auf diesem Wege umkreisen.

Dieses Resultat scheint für weitere Untersuchungen des Erdkernes von Bedeutung zu sein, denn bekanntlich

konnten transversale Bebenstrahlen, die den Erdkern passieren, bisher noch nicht einwandfrei nachgewiesen werden; auf Grund dieser Tatsache ist seinerzeit die Hypothese aufgestellt worden, daß sich der Erdkern — infolge Fehlens der Richtigkeit — wie eine Flüssigkeit verhält. Diese Hypothese scheint nun nicht mehr notwendig zu sein, da die transversalen Bebenstrahlen auch Erdkernmodelle aus Messing und Aluminium nicht durchdringen.

Der Energietransport in die Kopfwelle. Die rein bewegungsmäßigen Vorgänge sind somit in den Grundzügen geklärt, es verbleibt noch die Klärung des Energietransportes, da ja bekanntlich in der Sprengseismik eine erstaunlich geringe Abnahme der Energie in der Kopfwelle beobachtet wird.

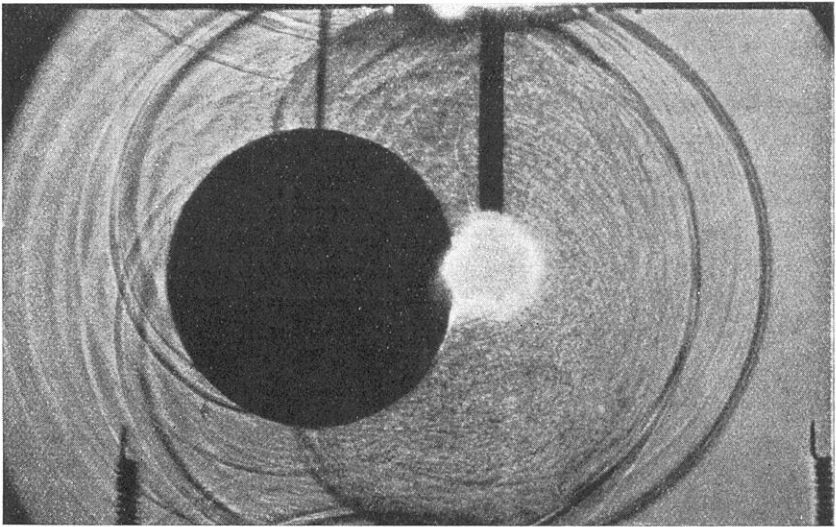


Fig. 9. Ausbleibender Durchgang der Transversalwellen. Ganz links die vereinigten Longitudinalwellen des vorigen Bildes. Die Transversalwellen vereinigen sich nicht, sondern überkreuzen sich. Die Strahlen umkreisen also die Messingscheibe. Das Bild ist als Erdkernmodell von Interesse

Der Vorgang verläuft aller Wahrscheinlichkeit nach wohl so, daß nach Berühren der Grenzschicht der Druck in der Primärwelle auf die reflektierte Welle und die durchgehende Welle verteilt wird. Es fließt somit in die durchgehende Welle Energie hinein, bis die Totalreflexion beginnt. Von diesem Moment ab trennt sich die durchgehende Welle von den beiden anderen, sie erhält keinen Energiezufluß mehr, sondern gibt im Gegenteil ihre Energie an die neue Kopfwelle im ersten Medium zurück. Wenn sich also die Kopfwelle in einem stark dämpfenden Medium fortpflanzt, so wird sie stets von neuem durch den Energievorrat der unteren Welle in weniger gedämpftem Medium nachgespeist.

Wellenaufteilung an Unstetigkeitsflächen. Die beschriebenen Kopfwellenversuche sind nun auch noch für die Grenzschichten fest-gasförmig, flüssig-gasförmig und gasförmig-gasförmig erweitert worden, auch in all diesen Fällen konnte das Auftreten der neuen Kopfwelle nachgewiesen werden. Wir sind daher zu dem Schluß berechtigt, daß das Auftreten der neuen Kopfwelle eine gesetzmäßige Erscheinung der allgemeinen akustischen Wellenlehre darstellt. Aus diesem Grunde ist es notwendig, die bekannten Formeln für die Wellenaufteilung von *Zöpritz**) und *Knott****) einer Neubearbeitung zu unterziehen, denn die bisherigen Formeln gingen in ihrem Ansatz von drei Wellenfronten aus, der einfallenden, der reflektierten und der durchgehenden, während die vorliegenden Schlierenaufnahmen zweifelsfrei zeigen, daß als vierte Wellenfront noch die neue Kopfwelle hinzutritt. Die notwendige Neuaufteilung der Wellenenergie bezieht sich nicht etwa auf die Sprengseismik allein, sondern auf die analogen Vorgänge der allgemeinen Seismik und auf jegliche akustische Totalreflexion.

Die Kopfwelle in der Optik. Die Wahrscheinlichkeit, daß das Kopfwellenphänomen auch bei der optischen Totalreflexion eine Rolle spielt, ist von mir schon in mehreren Arbeiten betont worden.

In einer noch unveröffentlichten gemeinsamen Arbeit von *Schardin* und mir konnten wir zeigen, daß die neue Kopfwelle auch bei der optischen Totalreflexion auftritt; *es ist hierdurch also erwiesen, daß die neue Kopfwelle eine gesetzmäßige Erscheinung darstellt, die für die gesamte Wellenlehre Gültigkeit hat.*

Berlin-Gatow, Luftkriegsakademie.

Der Einfluß eines mit der Tiefe veränderlichen Elastizitätsmoduls auf den Weg elastischer Wellen im Boden

(Mitteilung aus dem Inst. d. Deutsch. Forsch.-Ges. für Bodenmechanik, Berlin)

Von **A. Ramspeck**, Berlin-Charlottenburg. — (Mit 5 Abbildungen)

Wenn der Elastizitätsmodul in einem Boden mit der Tiefe stetig zunimmt, muß die Laufzeitkurve elastischer Wellen in diesem Boden eine krumme Linie werden. Die Theorie dieser gekrümmten Laufzeitkurven wird für den nichtgeschichteten und für den geschichteten Halbraum entwickelt. Ein Beispiel aus der Praxis beweist das gelegentliche Vorkommen krummliniger Laufzeitkurven.

Einleitung. 1. Belastungsversuche haben gezeigt, daß gelegentlich auf nicht bindigen Böden der Elastizitätsmodul auch bei kleinen Belastungen nicht konstant ist. So fand z. B. A. Föppl (Zentralbl. d. Bauv. 1897), daß die Einsenkungen

*) Gött. Nachr. VIIb, S. 57 (1919).

**) Phil. Mag. 1899.

der Oberfläche einer Kiesschicht bei einer örtlichen Belastung der Oberfläche viel stärker mit der Entfernung vom Lastangriffspunkt abnehmen, als nach der Formel von Boussinesq

$$\delta_z = \frac{m^2 - 1}{m^2 E} \cdot \frac{P}{\pi \cdot r}$$

(δ_z = Einsenkung, m = Poisson-Zahl, E = Elastizitätsmodul, P = Last pro cm^2 , r = Abstand vom Lastangriffspunkt) zu erwarten ist. Die von Boussinesq vorausgesetzte Gültigkeit des Hookeschen Gesetzes, d. h. die Konstanz des Elastizitätsmoduls, trifft also für manche Fälle nicht zu.

O. K. Fröhlich (Druckverteilung im Baugrund, Wien 1934) kommt auf Grund der von Terzaghi aufgestellten Formel für die sogenannte „Schwellkurve der Tone und Sande“ zu dem Schluß, daß bei einem kohäsionslosen, lediglich unter dem Einfluß seines Eigengewichts stehenden Boden der Elastizitätsmodul nahezu linear mit der Tiefe zunimmt.

2. Die Messung der Ausbreitungsgeschwindigkeit elastischer Wellen in künstlich verdichtetem Boden hat stets ergeben, daß sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit schon bei einer verhältnismäßig geringen Zunahme der Dichte beträchtlich erhöht. Das kann nur so erklärt werden, daß jeder Zunahme der Dichte ein verhältnismäßig viel größerer Zuwachs des Schub- oder Elastizitätsmoduls entspricht. Denn da allgemein die Ausbreitungsgeschwindigkeit elastischer Wellen gegeben ist durch

$$v = \sqrt{\frac{k M}{\rho}},$$

wobei k ein Zahlenfaktor, M je nach Art der Wellen der Schub- oder Elastizitätsmodul und ρ die Dichte des Stoffes ist, in dem sich die Wellen ausbreiten, kann v nur dann bei einer Vergrößerung der Dichte zunehmen, wenn M stärker wächst als ρ .

Nimmt nun in einem lediglich unter dem Einfluß seines Eigengewichts stehenden, sonst homogenen Boden die Dichte mit der Tiefe zu, so muß man danach annehmen, daß dann auch Schub- und Elastizitätsmodul nach der Tiefe hin zunehmen.

Nach der Terzaghischen Formel für die Schwellkurve ist die Porenziffer ε eines an der seitlichen Ausdehnung behinderten, unter dem Druck p stehenden Bodenprismas gegeben durch

$$\varepsilon = -\frac{1}{A} \ln(p + p_0) + C.$$

Darin sind A , p_0 und C Konstanten, und die Porenziffer ε ist durch die Beziehung

$$\varepsilon = \frac{n}{1 - n}$$

mit dem Porenvolumen n der Raumeinheit verknüpft. Ist σ das spezifische Gewicht des Bodens, so wird, wenn der Boden nur unter dem Einfluß seines Eigengewichtes steht, $p = \sigma \cdot z$, wenn z die Tiefe ist.

Die Dichte des Bodens nimmt also in diesem Falle mit dem Logarithmus der Tiefe zu, während, wie O. K. Fröhlich aus derselben Formel folgert, der Elastizitätsmodul mit der Tiefe selbst, also stärker zunimmt. Dasselbe gilt auch für den Schubmodul G , der ja mit dem Elastizitätsmodul durch die Beziehung

$$E = \frac{2G(m+1)}{m}$$

verknüpft ist, wobei die Poisson-Zahl m in erster Näherung als konstant angesehen werden kann. Demnach müßte in einem kohäsionslosen, gleichförmigen Boden, der nur unter dem Einfluß seines Eigengewichtes steht, die Ausbreitungsgeschwindigkeit elastischer Raumwellen mit der Tiefe zunehmen.

3. Im allgemeinen sind die Laufzeitkurven elastischer Wellen, einerlei, ob diese durch Sprengungen oder durch eine Schwingungsmaschine angeregt werden, gerade Linien oder gebrochene Linienzüge, die aus geradlinigen Stücken bestehen. Gelegentlich findet man jedoch bei Messungen mit der Schwingungsmaschine auch stetig gekrümmte Laufzeitkurven, für deren Erklärung man — wie wir später sehen werden — eine stetige Änderung der Festigkeit des Bodens mit der Tiefe annehmen kann.

4. Die Auswertung der Interferenzerscheinungen elastischer Wellen (siehe Veröffentlichung d. Deutsch. Forsch.-Ges. für Bodenmechanik, Heft 4, Berlin 1936) führt manchmal zu unbrauchbaren Ergebnissen, wenn man den sonst in der Seismik angenommenen geradlinigen Strahlenverlauf der Rechnung zugrunde legt. So sind zuweilen auf Böden, die bis in große Tiefen gleichförmig waren, Interferenzerscheinungen verwickelter Art beobachtet worden, die sich bei geradlinigem Strahlenverlauf gar nicht erklären lassen. Denn unter der Annahme einer geradlinigen Wellenausbreitung ergibt sich für einen bis in große Tiefen gleichförmigen Boden sofort, daß dort überhaupt keine Interferenzen auftreten dürften!

Es erscheint demnach nützlich, den Strahlengang im Boden einmal unter der Annahme eines mit der Tiefe zunehmenden Elastizitätsmoduls zu untersuchen.

Der Verlauf elastischer Wellen im Boden bei Abhängigkeit des Elastizitätsmoduls von der Tiefe. Wir nehmen an, daß der Elastizitätsmodul mit der Tiefe linear zunehme, wie O. K. Fröhlich das für kohäsionslose Böden annimmt. Nur auf solche Böden beschränken sich die folgenden Betrachtungen.

Wir setzen

$$E = E_0 + E' \cdot z,$$

wobei z die Tiefe sei und E_0 und E' konstante Größen sind. Für den Schubmodul ergibt sich entsprechend

$$G = G_0 + G' \cdot z,$$

d. h. allgemein, wenn M den Modul bedeutet,

$$M = M_0 + M' \cdot z. \dots \dots \dots (1)$$

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit elastischer Wellen ist

$$v = \sqrt{\frac{k \cdot M}{\rho}} \dots \dots \dots (2)$$

(M = Schub- oder Elastizitätsmodul, k = Zahlenfaktor, ρ = Dichte.) Die Formel (2) gilt sowohl für Kompressions- als für Transversalwellen.

Setzen wir (1) in (2) ein, so ergibt sich für die Geschwindigkeit in der Tiefe $z_0 = 0$

$$v_0 = \sqrt{\frac{k M_0}{\rho}},$$

für die in der Tiefe z

$$v_z = \sqrt{\frac{k (M_0 + M' z)}{\rho}}.$$

Daraus folgt

$$\frac{v_z^2}{v_0^2} = 1 + \frac{M'}{M_0} z,$$

oder, wenn wir setzen

$$\begin{aligned} \frac{M'}{M_0} &= \gamma, \\ \frac{v_z^2}{v_0^2} &= 1 + \gamma z \dots \dots \dots (3) \end{aligned}$$

Nun nehmen wir an, ein Strahl verlasse den Erreger unter dem Winkel α_0 gegen die vertikale (z)-Achse. Dann wird er um so mehr aus seiner Richtung abgelenkt, je tiefer er in den Boden eindringt. Aus dem Brechungsgesetz der Optik folgt für den Winkel α_z , den der Strahl in der Tiefe z mit der z -Achse einschließt:

$$\frac{\sin \alpha_z}{\sin \alpha_0} = \frac{v_z}{v_0},$$

oder nach (3)

$$\sin \alpha_z = \sqrt{1 + \gamma z} \cdot \sin \alpha_0 \dots (4)$$

Ist x die Entfernung vom Erreger in horizontaler Richtung, die ein Punkt des Strahles in der Tiefe z hat, so folgt aus Fig. 1:

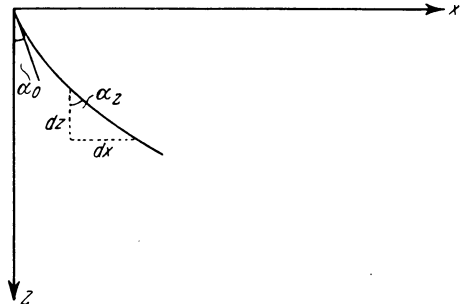


Fig. 1.

$$\frac{dx}{dz} = \operatorname{tg} \alpha_z \dots \dots \dots (5)$$

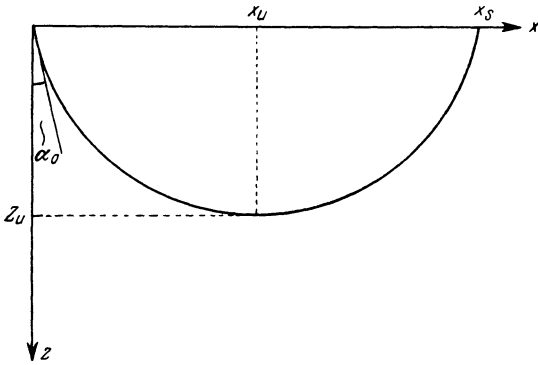
Die horizontale Entfernung vom Erreger, die der Strahl erreicht, wenn er bis zur Tiefe z vorgedrungen ist, ist

$$x = \int_{z=0}^z \operatorname{tg} \alpha_z dz \dots \dots \dots (6)$$

Nun kann der Strahl nicht bis in unendliche Tiefen eindringen. Die Grenztiefe, die er erreicht, z_u , ist offenbar gegeben durch

$$\sin \alpha_u = 1 \quad (\text{Fig. 2}).$$

Nach (4) ergibt sich für diese Grenztiefe



$$z_u = \frac{1}{\gamma} \cot^2 \alpha_0 \quad (5a)$$

Die horizontale Entfernung vom Erreger, in der der Strahl die Grenztiefe erreicht, x_u , ist

$$x_u = \int_{z=0}^{z=z_u} \text{tg } \alpha_z \, dz.$$

Von da an nach größeren x hin wird der Strahl wieder nach oben abgelenkt und erreicht schließlich in der Entfernung $x_s = 2x_u$ wieder die Oberfläche.

Fig. 2. Verlauf eines Wellenstrahles, schematisch.
 x_u, z_u = Koordinaten des tiefsten Punktes

Zunächst sollen die Werte für x , x_u und x_s berechnet werden: In

$$x = \int_0^z \text{tg } \alpha_z \, dz$$

setzen wir nach (4)

$$z = \frac{1}{\gamma} \frac{\sin^2 \alpha_z - \sin^2 \alpha_0}{\sin^2 \alpha_0},$$

$$dz = \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{2 \sin \alpha_z \cos \alpha_z}{\sin^2 \alpha_0} d\alpha_z,$$

also

$$x = \frac{2}{\gamma \sin^2 \alpha_0} \int_{\alpha_0}^{\alpha_z} \sin^2 \alpha_z \, d\alpha_z$$

oder

$$x = \frac{2}{\gamma \sin^2 \alpha_0} \left[\frac{\alpha_z - \alpha_0}{2} - \frac{1}{4} (\sin 2\alpha_z - \sin 2\alpha_0) \right]$$

oder

$$x = \frac{1}{\gamma \sin^2 \alpha_0} [\alpha_z - \alpha_0 - \sin \alpha_z \cos \alpha_z + \sin \alpha_0 \cos \alpha_0] \quad \dots \quad (6a)$$

Aus Formel (6a) ergibt sich x_u , wenn $\alpha_z = \frac{\pi}{2}$ eingesetzt wird:

$$x_u = \frac{1}{\gamma \sin^2 \alpha_0} \left[\frac{\pi}{2} - \alpha_0 + \sin \alpha_0 \cos \alpha_0 \right] \quad \dots \quad (7)$$

und die Entfernung x_s , in der der Strahl die Oberfläche wieder erreicht:

$$x_s = \frac{2}{\gamma \sin^2 \alpha_0} \left[\frac{\pi}{2} - \alpha_0 + \sin \alpha_0 \cos \alpha_0 \right] \dots \dots \dots (8)$$

Die Entfernung, in der der Strahl die Oberfläche trifft, hängt also nur ab vom Ausgangswinkel α_0 und dem „Verteilungsfaktor“ der Geschwindigkeit γ , nicht aber von der Anfangsgeschwindigkeit v_0 selbst.

Die Laufzeit der Wellen bei linear zunehmendem Elastizitätsmodul. Die Zeit, in der ein Linienelement ds des Strahles in der Tiefe z durchlaufen wird, ist

$$dt = \frac{ds}{v_z}$$

Die gesamte Laufzeit von der Tiefe $z = 0$ bis $z = z$ ist also

$$t = \int_0^z \frac{ds}{v_z}$$

Nun ist

$$ds = \sqrt{1 + \left(\frac{dx}{dz}\right)^2} dz = \sqrt{1 + (\operatorname{tg} \alpha_z)^2} dz$$

oder

$$ds = \frac{dz}{\cos \alpha_z}$$

Da, wie wir vorher gesehen haben,

$$dz = \frac{2}{\gamma \sin^2 \alpha_0} \sin \alpha_z \cos \alpha_z d\alpha,$$

ist also

$$ds = \frac{2}{\gamma \sin^2 \alpha_0} \sin \alpha_z d\alpha.$$

Ferner ist

$$\sin \alpha_z = \frac{v_z}{v_0} \sin \alpha_0,$$

also

$$v_z = \frac{\sin \alpha_z}{\sin \alpha_0} \cdot v_0.$$

Damit wird

$$dt = \frac{ds}{v_z} = \frac{2}{v_0 \gamma \sin \alpha_0} d\alpha$$

und

$$t = \int_{\alpha_0}^{\alpha_z} \frac{2}{v_0 \gamma \sin \alpha_0} d\alpha$$

oder
$$t = \frac{2}{v_0 \gamma \sin \alpha_0} [\alpha_x - \alpha_0] \dots \dots \dots (9)$$

Die Laufzeit bis zur tiefsten Stelle des Strahles wird

$$t_u = \frac{2}{v_0 \gamma \sin \alpha_0} \left[\frac{\pi}{2} - \alpha_0 \right] \dots \dots \dots (10)$$

und die gesamte Laufzeit, bis der Strahl die Oberfläche wieder erreicht,

$$t_s = \frac{4}{v_0 \gamma \sin \alpha_0} \left[\frac{\pi}{2} - \alpha_0 \right] \dots \dots \dots (11)$$

Aus den Formeln (8) und (11) folgt, daß die Laufzeitkurve jetzt keine Gerade sein kann.

Die aus der Laufzeitkurve abzulesende scheinbare Geschwindigkeit v_x an der Stelle x_s ist

$$v_x = \frac{dx}{dt} = \frac{dx/d\alpha}{dt/d\alpha},$$

$$\frac{dx}{d\alpha} = -\frac{4}{\gamma} \cdot \frac{\sin^2 \alpha_0 + \sin \alpha_0 \cos \alpha_0 \left[\frac{\pi}{2} - \alpha_0 \right]}{\sin^4 \alpha_0},$$

$$\frac{dt}{d\alpha} = -\frac{4}{v_0 \gamma} \cdot \frac{\sin \alpha_0 + \left[\frac{\pi}{2} - \alpha_0 \right] \cos \alpha_0}{\sin^2 \alpha_0}.$$

Also

$$v_x = \frac{v_0}{\sin \alpha_0} \dots \dots \dots (12)$$

Die Scheingeschwindigkeit ist also stets größer als die wahre Geschwindigkeit an der Oberfläche. Sie ist ferner nicht konstant, sondern nimmt mit kleiner werdendem α_0 zu. Da mit abnehmendem α_0 x_s wächst, wird also die Scheingeschwindigkeit in größerer Entfernung vom Erreger immer größer. Die Laufzeitkurve ist also keine Gerade, sondern eine gegen die x -Achse konkave Kurve.

Wellenverlauf im einfach geschichteten Halbraum. Wir nehmen nun an, in der Tiefe T befinde sich eine Schichtgrenze. An der Oberfläche der obersten Schicht sei die Geschwindigkeit v_1 , an der Oberfläche der unteren v_2 ; der Verteilungsfaktor in der oberen Schicht sei γ .

Der Winkel gegen die vertikale Achse, mit dem ein Strahl in der oberen Schicht auf die Grenzfläche auftritt, ist gegeben durch

$$\sin \alpha_T = \sqrt{1 + \gamma T} \cdot \sin \alpha_0.$$

Der Strahl, der den Erreger unter dem Winkel

$$\alpha_0 = \arcsin \frac{1}{\sqrt{1 + \gamma T}}$$

oder

$$\alpha_0 = \text{arc cotg} \cdot \sqrt{\gamma T}$$

verläßt, streift die Grenzfläche nur, ohne sie zu durchsetzen. Alle Strahlen, deren α_0 größer ist, erreichen die Grenzfläche überhaupt nicht mehr.

Es treten also nur die Strahlen in die untere Schicht ein, für die

$$\alpha_0 < \text{arc cotg} \sqrt{\gamma T}$$

ist. Nur diese Strahlen werden an der Grenzfläche gebrochen und reflektiert.

Keiner dieser Strahlen aber kann die Oberfläche des Halbraumes wieder erreichen, ohne vorher reflektiert oder gebrochen worden zu sein.

Der letzte Strahl, der die Oberfläche auf direktem Wege, d. h. ohne Brechung oder Reflexion erreicht, ist der Strahl

$$\alpha_0 = \text{arc cotg} \sqrt{\gamma T} \dots \dots \dots (13)$$

Er trifft die Oberfläche in der Entfernung

$$x = \frac{2}{\gamma \sin^2 \alpha_0} \left[\frac{\pi}{2} - \alpha_0 + \sin \alpha_0 \cos \alpha_0 \right],$$

wobei

$$\sin \alpha_0 = \frac{1}{\sqrt{1 + \gamma T}}, \quad \cos \alpha_0 = \sqrt{\frac{\gamma T}{1 + \gamma T}},$$

also

$$x = \frac{2(1 + \gamma T)}{\gamma} \left[\frac{\pi}{2} - \text{arc cotg} \sqrt{\gamma T} + \frac{\sqrt{\gamma T}}{1 + \gamma T} \right] \dots \dots \dots (14)$$

Jenseits dieser Entfernung können nur noch gebrochene und reflektierte Strahlen die Oberfläche erreichen.

Die Fig. 3 zeigt schematisch den Weg der direkten, der einmal an der Oberfläche (R_0) und der einmal an der Grenzfläche (R_T) reflektierten Wellen. Die Wellen durch die zweite Schicht sowie alle Wellen, die mehr als eine Reflexion erlitten haben, sind der Übersichtlichkeit halber weggelassen.

Wir bezeichnen die größte Entfernung, in der die Wellen die Oberfläche auf direktem Wege erreichen, ohne in die tiefere Schicht eingedrungen zu sein, als Grenzentfernung. In dieser

Entfernung muß also die Laufzeitkurve der direkten Wellen durch die obere Schicht aufhören. Wir bezeichnen den entsprechenden Punkt in der Laufzeit-

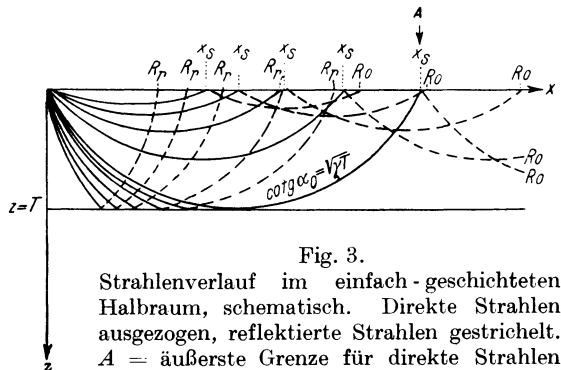


Fig. 3.
Strahlenverlauf im einfach-geschichteten Halbraum, schematisch. Direkte Strahlen ausgezogen, reflektierte Strahlen gestrichelt. A = äußerste Grenze für direkte Strahlen

kurve mit A . An derselben Stelle hört auch die Laufzeitkurve der an der Grenzfläche reflektierten Wellen, die wir mit R_T -Wellen bezeichnen, auf. Jenseits A können nur noch Wellen auftreten, die entweder z. T. die untere Schicht durchlaufen haben oder die ein- oder mehrmals an der Oberfläche reflektiert worden sind. Diese an der Oberfläche reflektierten Wellen nennen wir R_0 -Wellen.

Bei geradlinigem Strahlenverlauf ist es anders. Dort können bis in jede beliebig große Entfernung vom Erreger reflektierte Wellen von der Grenzfläche her die Oberfläche treffen, und Wellen, die an der Oberfläche reflektiert werden, können diese nur dann wieder erreichen, wenn sie inzwischen noch einmal an der Grenzfläche in der Tiefe reflektiert worden sind.

Für die weiteren Betrachtungen nehmen wir zunächst an, daß die Wellen, die die zweite Schicht durchlaufen, so schwach sind, daß sie an der Oberfläche nicht mehr bemerkt werden. Dann brauchen wir uns nur mit den direkten, den R_0 - und den R_T -Wellen zu beschäftigen.

Die Laufzeitkurve der direkten Wellen haben wir im vorhergehenden schon behandelt. Die Scheingeschwindigkeit der R_0 -Wellen ist, wie man leicht sieht, an der Stelle x der Oberfläche: $\frac{dx}{dt} = \frac{v_0}{\sin \alpha_0}$; α_0 ist für diese Wellen aber wesentlich größer als der Ausgangswinkel der direkten Wellen, die die Oberfläche an demselben Punkte treffen. Also unterscheidet sich die Geschwindigkeit der R_0 -Wellen weniger von v_0 als die der direkten Wellen in derselben Entfernung x vom Ausgangspunkt. Im Ausgangspunkt schmiegt sich die Laufzeitkurve der R_0 -Wellen stärker an die Gerade $\frac{dx}{dt} = v_0$ an, als die der direkten Wellen.

Die Laufzeit der R_T -Wellen im Ausgangspunkt ergibt sich aus

$$t_0 = 2 \int_0^T \frac{dz}{v_z} = 2 \int_0^T \frac{dz}{v_0 \sqrt{1 + \gamma z}} = \frac{4}{v_0 \gamma} \cdot (\sqrt{1 + \gamma T} - 1).$$

Im Punkt A ist die Laufzeit dieser Wellen

$$t_A = \frac{4}{v_0 \gamma \sin \alpha_0} \cdot \left[\frac{\pi}{2} - \alpha_0 \right]$$

mit

$$\cotg \alpha_0 = \sqrt{\gamma T}.$$

Die Laufzeitkurve der R_T -Wellen schmiegt sich demnach im Grenzpunkt A der Laufzeitkurve der direkten Wellen an. Sie ähnelt einer Hyperbel (ohne eine solche zu sein!).

Strahlen, die in die untere Schicht eintreten, werden an der Grenzfläche gebrochen, so daß ihr Winkel gegen die Lotrechte in der unteren Schicht, α_2 , dem Gesetz folgt

$$\sin \alpha_2 = \frac{v_2}{v_0} \cdot \sin \alpha_0,$$

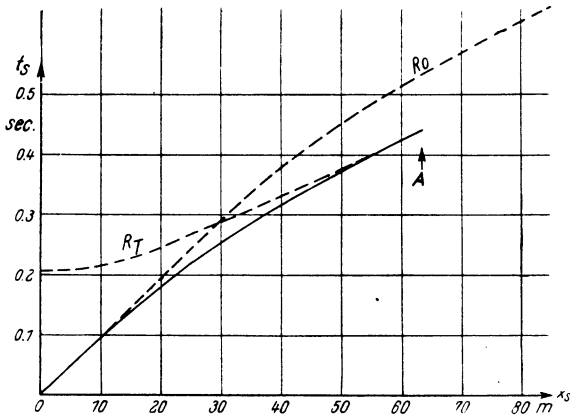


Fig. 4. Theoretische Laufzeitkurve im einfach-geschichteten Halbraum. A = Grenz-
entfernung, R_T = Wellen, die an der Grenzschicht, R_0 = Wellen, die an der Ober-
fläche reflektiert worden sind

$n = 20/sec.$

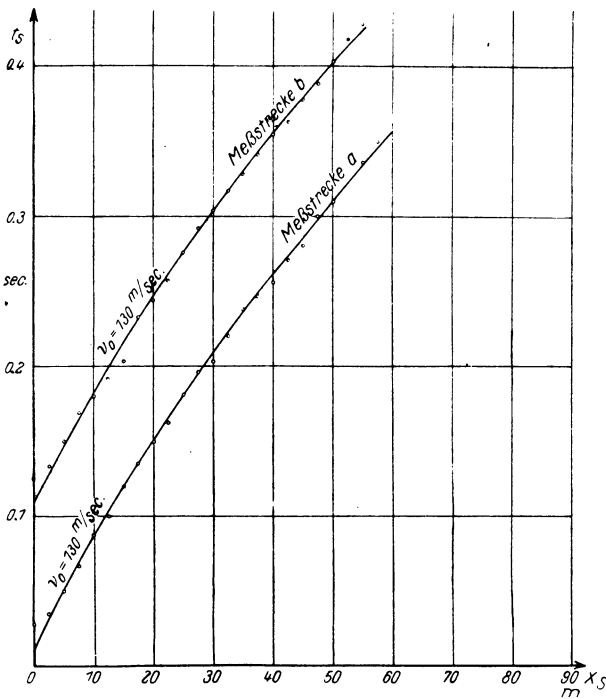


Fig. 5. Zwei beobachtete Laufzeitkurven auf einem Sand, dessen Festigkeit nach der
Tiefe hin stetig zunimmt

wenn v_2 die Geschwindigkeit in der unteren Schicht ist. Totalreflexion an der Grenzfläche tritt offenbar ein, wenn $\sin \alpha_2 = 1$, d. h. für $\sin \alpha_0 = \frac{v_0}{v_2}$. Wird $\sin \alpha_0 > \frac{v_0}{v_2}$, so wird α_2 imaginär, d. h. in die untere Schicht tritt keine Energie ein; auch dann besteht Totalreflexion. Die Bedingung für Totalreflexion ist also

$$\frac{v_0}{v_2} \leq \frac{1}{\sqrt{1 + \gamma T}} \quad \text{oder} \quad v_2 \geq v_0 \sqrt{1 + \gamma T}.$$

Ein Beispiel aus der Praxis. Wir wollen nun einen Fall aus der Praxis behandeln, in dem gekrümmte Zeitkurven der oben besprochenen Art tatsächlich festgestellt wurden. Es handelte sich um eine 16.5 m mächtige Schicht von Mittelsand, unter der Keupersandstein unbekannter Mächtigkeit anstand. Der Grundwasserspiegel lag ursprünglich auf 1 bis 1.5 m unter Geländeoberfläche. Vor Beginn der Messungen war jedoch das Grundwasser bis zur Oberfläche des Keupersandsteins abgesenkt worden. Auf diesem Boden wurden mittels einer Schwingungsmaschine in verschiedenen Richtungen die Geschwindigkeiten elastischer Transversalwellen gemessen. Fig. 5 zeigt zwei der längs verschiedener Meßstrecken gemessenen Laufzeitkurven für die Frequenz 20/sec. Für andere Frequenzen wurden ganz ähnliche Kurven gemessen.

Meßstrecke a				Meßstrecke b			
x_s	t_s	$\frac{v_0 t_s}{x_s}$	α_0	x_s	t_s	$\frac{v_0 t_s}{x_s}$	α_0
10	0.078	1.015	—	10	0.070	0.91	50°
20	0.140	0.910	50°	20	0.136	0.88	46
30	0.200	0.87	44	30	0.194	0.84	41
40	0.250	0.81	38	40	0.245	0.80	37
50	0.300	0.78	36	50	0.293	0.76	34
60	0.348	0.755	34				

Wie man aus der Figur erkennt, sind beide Laufzeitkurven gekrümmt und nahezu kongruent. Es liegt in der Natur der Messungen mit der Schwingungsmaschine, daß nur die Laufzeitkurve der direkten Wellen bestimmt werden kann. Die an der Oberfläche oder an der Schichtgrenze Sand—Keuper reflektierten Wellen können höchstens Interferenzerscheinungen verursachen, die eine leichte Streuung der gemessenen Punkte bewirken (siehe Zeitschr. f. Geophys. 1937. H. 1, S. 1). Läßt man den Punkt in der Entfernung $x = 0$ unberücksichtigt, so ergibt sich für beide Laufzeitkurven eine Anfangsgeschwindigkeit $v_0 = 130$ m/sec. Die weiteren Bestimmungsstücke der Laufzeitkurve findet man folgendermaßen:

Nach (8) und (11) ist

$$\frac{v_0 t_s}{x_s} = \frac{2 \sin \alpha_0 \left[\frac{\pi}{2} - \alpha_0 \right]}{\frac{\pi}{2} - \alpha_0 + \sin \alpha_0 \cos \alpha_0},$$

Man kann $\frac{v_0 t_s}{x_s}$ als Funktion von α_0 darstellen. Bestimmt man daraus für die Laufzeitkurven der Fig. 5 α_0 für verschiedene x_s , so ergibt sich, wenn man die t -Achse so verschiebt, daß für $x = 0$ $t = 0$ wird (siehe vorstehende Tabelle).

Da nun

$$t_s = \frac{4}{\gamma \cdot v_0 \cdot \sin \alpha_0} \left[\frac{\pi}{2} - \alpha_0 \right],$$

so ist

$$\gamma = \frac{4}{t_s \cdot v_0 \sin \alpha_0} \left[\frac{\pi}{2} - \alpha_0 \right].$$

Wir erhalten daraus im Mittel für die Meßstrecke a : $\gamma = 0.18$, für die Meßstrecke b : $\gamma = 0.21$. Der Ausgangswinkel α_0 für den Grenzpunkt A der Laufzeitkurve der direkten Wellen läge danach für die Meßstrecke a bei $\cotg \alpha_0 = \sqrt{\gamma T} = 1.72$. $\alpha_0 = 30^\circ$, für b bei $\alpha_0 = 28^\circ$, d. h. A läge bei den Entfernungen a) 65.5 m, b) 64.6 m. Leider ist auf beiden Meßstrecken nicht bis zu diesen Entfernungen gemessen worden. Dort hätten Unstetigkeiten in den Laufzeitkurven auftreten müssen. In der Tiefe von 16.5 m ist im Sand die Geschwindigkeit nach der Laufzeitkurve a : 260 m/sec, nach b : 275 m/sec. Denkt man sich die Dichte des Sandes bis in diese Tiefe konstant = $1.7 \cdot 10^{-6}$ kg/cm², so ergeben sich für den Schubmodul G folgende Werte:

Oberfläche	$G = 288$ kg/cm ² ,
Tiefe 16.5 m	a) $G = 1150$ kg/cm ² ,
	b) $G = 1280$ kg/cm ² .

Wahrscheinlich jedoch nimmt auch die Dichte nach der Tiefe hin zu, so daß der wahre Wert des Schubmoduls in 16.5 m Tiefe wohl noch höher als 1300 kg/cm² liegen dürfte.

Messungen, die auf demselben Baugrund vor der Grundwasserabsenkung vorgenommen worden waren, hatten streng geradlinige Laufzeitkurven ergeben und eine mittlere Geschwindigkeit von 150 m/sec. Es scheint demnach so, als ob das Anwachsen des Elastizitäts- und des Schubmoduls mit der Tiefe erst durch die Grundwasserabsenkung verursacht worden ist. Doch enthalten wir uns zunächst jedes Versuchs einer Erklärung.

Das hier behandelte Beispiel ist bisher der einzige Fall, in dem wir mit Sicherheit stetig gekrümmte Laufzeitkurven beobachten konnten. In den weitaus meisten Fällen ist die Laufzeitkurve der von einer Schwingungsmaschine ausgehenden Wellen ebenso wie die Laufzeitkurven der Sprengseismik eine gerade Linie, um die die beobachteten Werte sich mit geringer Streuung gruppieren. Man muß deshalb annehmen, daß nur in Sonderfällen der Elastizitäts- und Schubmodul mit der Tiefe zunimmt. Da aber — wie unser Beispiel zeigt — solche Sonderfälle tatsächlich vorkommen, schien es immerhin nützlich, sie einmal eingehender zu behandeln.

Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen

XXXV. Zur Methodik der Nahbebenbearbeitung

Von **Rolf Bungers**, Göttingen. — (Mit 2 Abbildungen)

An Stelle des Schmerwitzschen Verfahrens der Ausgleichung mit rechtwinkligen Koordinaten in der Ebene wird ein Ausgleichsverfahren unmittelbar mit den geographischen Koordinaten abgeleitet. Hierzu wird die Wiechertsche Formel zur Entfernungsberechnung in einem Nomogramm dargestellt. Ferner werden die Schmerwitzsche Herdtiefenbestimmung und die daraus gefolgerten Ergebnisse einer Kritik unterzogen.

Ziel und Aufgabe der heutigen deutschen Seismik ist der Ausbau des Nahbeben-Stationsnetzes zum Zwecke einer genauen Untersuchung der Nahbeben mit allen Problemen, die damit zusammenhängen. Dies ist auf der letzten Deutschen Geophysiker-Tagung (Jena, Okt. 1938) mehrfach, sowohl in Vorträgen wie auch in persönlichen Gesprächen, zum Ausdruck gekommen. Arbeiten, die sich mit der Methodik der Auswertung von Nahbeben befassen, wie die kürzlich erschienene von Schmerwitz [1], sind daher sehr zu begrüßen. Es ist sehr verdienstlich, daß in dieser Arbeit viele Fragen angeschnitten werden, die sich auf die Zulässigkeit von Vernachlässigungen in früheren Arbeiten über Nahbeben beziehen; manches jedoch kann dabei nicht ohne Widerspruch bleiben, so daß es gerechtfertigt erscheint, nochmals auf das Thema einzugehen.

Voranstellen möchten wir einige allgemeine Betrachtungen über die Methodik bei der Auswertung seismischer Messungen überhaupt. Als wesentlich erscheint uns dabei vor allem das richtige Urteil, ob bei einer bestimmten Fragestellung exakt mathematisch oder mehr heuristisch und gefühlsmäßig vorzugehen ist. In vielen Fällen ist die mathematische Methode unbedingt vorzuziehen. Wir sind mit Schmerwitz z. B. der Ansicht, daß dies bei Entfernungsbestimmungen auf der Erde unbedingt der Fall sein sollte. Denn hier sind alle Elemente zur Berechnung exakt gegeben; daher können auch gemachte Vernachlässigungen exakt abgeschätzt werden. Das klassische Beispiel einer solchen Behandlung ist die bekannte Arbeit von Wiechert [2]. Als Gegenbeispiel zur Entfernungsberechnung möchten wir die Herdtiefenbestimmung herausstellen. Hierbei ist man weitgehend abhängig von der Güte der vorliegenden Seismogramme, von unbekanntem Untergrundfaktoren, von der Genauigkeit des Zeitdienstes usw. Jeder, der in der seismischen Praxis tätig war, weiß, ein wie großer Anteil bei der Beurteilung einer Meßreihe dem zukommt, was man als „seismologisches Gefühl“

bezeichnen könnte und was man nicht in Formeln und Gleichungen fassen kann. Diese Verhältnisse sind für die geophysikalische Wissenschaft typisch und wohl in keinem anderen Teilgebiet der Physik in einem solchen Ausmaße vorhanden. — Man könnte natürlich die Güte und Brauchbarkeit der Aufzeichnungen durch Anbringung eines „Gewichtes“ berücksichtigen, wie es z. B. Geiger [3] (S. 7) bei Fernbeben tut; aber das würde die Unsicherheiten nur zum Teil ausgleichen. Es ist bezüglich der Herdtiefenbestimmung oft so, daß der guten Aufzeichnung einer herdnahen Station ein viel größeres Gewicht zukommt als zwanzig herdfernen Stationen. Wir werden auf diese Tatsache unten (§ 2) noch zurückkommen.

§ 1. *Entfernungsberechnung.* Wenn wir möglichst exakte Methoden der Entfernungsberechnung auszubilden bemüht sind, so geschieht dies deshalb, weil wir dann von vornherein keine Schwierigkeiten zu erwarten haben, wenn die seismisch gewonnenen physikalischen Werte mit der Zeit immer genauer und zuverlässiger werden, wie das ja unser Bestreben ist. Die Entfernungen müssen *der Methode nach* genau berechnet werden, damit nicht schon dadurch irgendwelche Einwände gegen die Zuverlässigkeit der Ergebnisse möglich sind, wenn es auch im einzelnen Falle zulässig ist, mehr oder weniger abzurunden und zu vereinfachen. Nur muß man sich stets über den entstandenen Fehler klar sein. Die klassische Arbeit über die Entfernungsberechnungen bei kleinen Entfernungen ist die zitierte Arbeit von Wiechert, die beim Studium der Schallausbreitung in Luft entstand. Die hierbei auftretenden Geschwindigkeiten sind etwa 17mal geringer als die der Nahbebenwellen. Daher ist in der Luftseismik allgemein eine genauere Entfernungsbestimmung erforderlich. Schmerwitz weist darauf hin, daß die dort abgeleiteten Funktionen der Längen und Breiten $b(B_1, B_2)$ und $l(B_1, B_2, L_1, L_2)$ nicht als abstandstreue Abbildung der Ellipsoid-Oberfläche auf die Ebene aufzufassen sind. Natürlich kann man b und l als rechtwinklige Koordinaten auffassen; nur ist dann eben die b, l -Ebene nicht das abstandstreue Abbild der Erdoberfläche. Die Abbildung ist nur „mittabstandstreu“, da die Entfernungen aller Punkte vom Nullpunkt treu abgebildet werden. Ist daher bei kleinen Entfernungen der eine Punkt nicht weit vom Nullpunkt entfernt, dann macht das nicht viel aus; so tut dies z. B. den Ergebnissen der Geesschen Arbeit [4] nicht irgendwelchen Abbruch, da der Herd hier nur wenig vom Koordinatenanfangspunkt entfernt liegt, wenn Gees vielleicht auch klarer auf diese Vernachlässigung hätte hinweisen sollen, als es in der Anmerkung S. 166 von ihm geschehen ist. Die Fehler in den Epizentralentfernungen betragen überall weniger als 1%. Ähnliches gilt für die Arbeit von Gräfe [5]. — Schmerwitz führt nun andere rechtwinklige Koordinaten ein, indem er von zwei sich unter 90° schneidenden Großkreisen auf der Kugel ausgeht. In den von ihm gegebenen Grenzen ist die erhaltene Abbildung abstandstreu.

Es ist jedoch nicht recht einzusehen, warum man überhaupt erst von der Kugel auf die Ebene übergehen und eine schwierige Koordinatenumrechnung

ausführen soll. Das erfordert Rechenarbeit und man muß neue, wenn auch kleine Fehler in Kauf nehmen. Ein weiterer und der Hauptnachteil der Methode ist der, daß man aus den gewonnenen Herdkoordinaten nur mit großer Rechenarbeit die geographischen Koordinaten des Herdes ausrechnen kann (vgl. z. B. Jordan, Handbuch der Vermessungskunde), so daß z. B. ein Vergleich der Schmerwitzschen Ergebnisse mit denen von anderen Autoren nur sehr schwer möglich ist und man das Epizentrum nicht einmal auf der Karte ohne weiteres feststellen kann. Schmerwitz gibt hierfür auch keinen Hinweis.

Diesen Umweg über die Ebene kann man vermeiden; denn man kann unter Benutzung der Wiechertschen Formel für die Entfernung mit den auf der Erde gegebenen geographischen Koordinaten genau so rechnen wie mit rechtwinkligen Koordinaten in der Ebene, einschließlich der Ausgleichung. Die Rechenarbeit erhöht sich dadurch nicht, zumal der einzige schwierigere Ausdruck aus einem Nomogramm abgelesen werden kann.

Es sei hier aber nochmals betont, daß eine derartige Rechnung natürlich nicht in Frage kommt, wenn man genügend nahe Stationen zur Verfügung hat, wie etwa Hiller [6] bei der Auswertung des Bebens vom 30. Dezember 1935 und anderer süddeutscher Beben. Hier liefert jede Karte mit beliebiger Projektion die Werte schneller und hinreichend genau.

Die Korrekturen von b und l , die durch die Abplattung der Erde entstehen, lassen wir zunächst außer acht; die Korrekturen betragen zwischen 45 und 55° und bis zu Entfernungen von 660 km weniger als $1/6\%$. (Der Beweis hierfür folgt unten.) Dann lautet die Wiechertsche Formel für den Abstand zweier Punkte mit den geographischen Koordinaten $B_1, L_1; B_2, L_2$ (in Winkelmaß):

$$s = \sqrt{r_m^2 \cdot (B_2 - B_1)^2 + r_n^2 \cdot \cos B_2 \cdot \cos B_1 \cdot (L_2 - L_1)^2} \dots \dots (1)$$

r_m bedeutet dabei den Krümmungsradius im Meridian und r_n den Krümmungsradius quer zum Meridian unter 45° Breite*). Es ist $r_m = 6367.59$ km, $r_n = 6389.13$ km.

Der durch (1) gegebene funktionale Zusammenhang ist in dem anliegenden Nomogramm dargestellt (Fig. 1). Auf der Geraden AA' sind dargestellt die Werte $\sqrt{\cos B_2}$. Die Beschriftung ist natürlich für Grade und Minuten durchgeführt. Desgleichen stellt die Teilung der Geraden CC' die Funktion $\frac{1}{\sqrt{\cos B_1}}$ dar. (B_2 und B_1 sind übrigens vertauschbar.) Die Gerade OM enthält die Werte $r_n \cdot |L_2 - L_1|$ und die Gerade ON die Werte $r_m \cdot |B_2 - B_1|$, wobei die L und die B in Winkelmaß gemessen sind. Wir verbinden jetzt die zu B_1 und B_2 gehörigen Punkte auf CC' bzw. AA' und ziehen die Parallele zu der Verbindungslinie durch

*) Hier sei bemerkt, daß die Wiechertsche Tabelle für $(L_2 - L_1)_s$ richtiger bis zu etwa 10 statt 7° berechnet sein müßte, da man ja alle Entfernungen bis 660 km zwischen 45 und 55° Breite daraus berechnen soll.

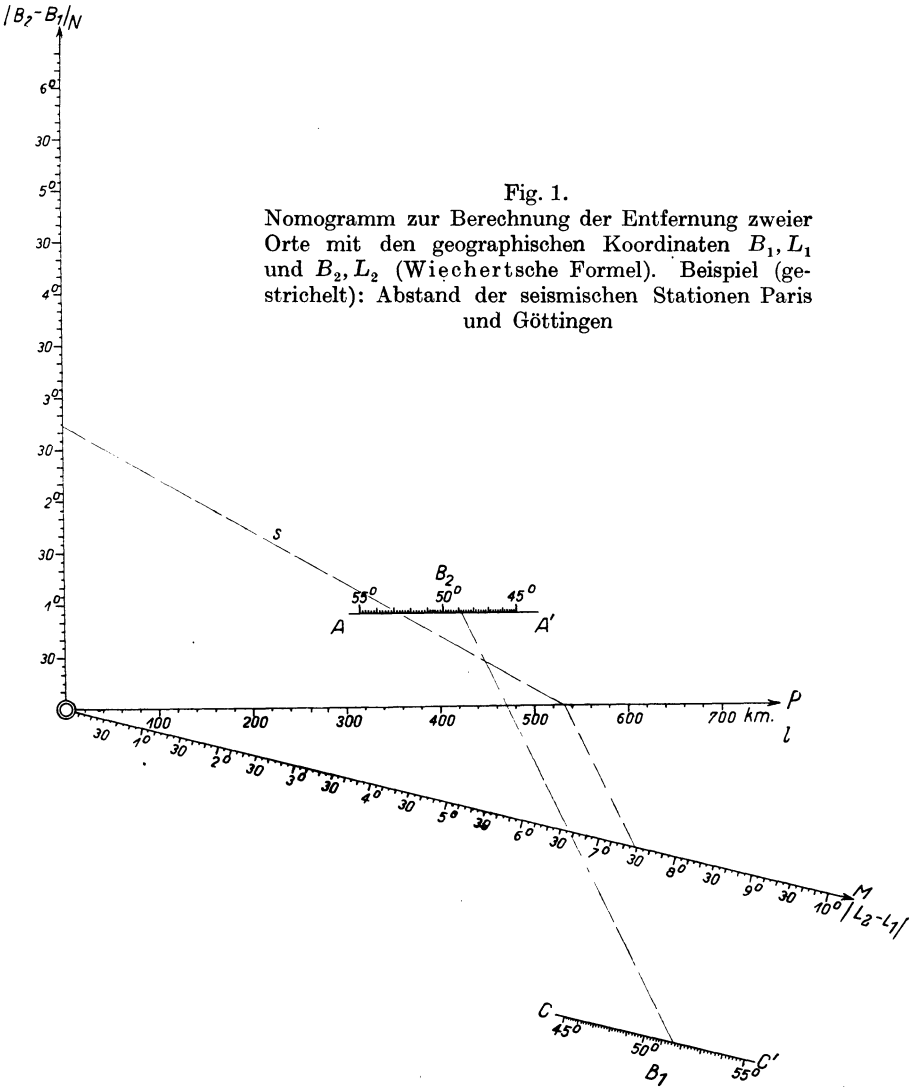


Fig. 1.

Nomogramm zur Berechnung der Entfernung zweier Orte mit den geographischen Koordinaten B_1, L_1 und B_2, L_2 (Wiechertsche Formel). Beispiel (gestrichelt): Abstand der seismischen Stationen Paris und Göttingen

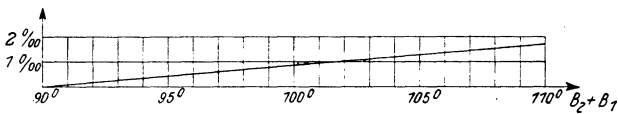


Fig. 2.

Korrektion von $|B_2 - B_1|$ wegen der Abplattung in ‰

$|L_2 - L_1|$ auf $0M$. Der Schnittpunkt dieser Parallelen mit OP sei l . Auf ON markieren wir $|B_2 - B_1|$. Der Abstand dieses Punktes von l ist gleich s . Die Entstehung des Nomogramms ist danach klar und braucht nicht weiter erläutert zu werden. Zum praktischen Gebrauch zeichne man das Nomogramm so, daß die Strecke 0 bis $|B_2 - B_1| = 6^0 00'$ die Länge 33.34 cm hat. Dann ist in s 1 mm $= 2$ km, so daß man auf 0.2 km ablesen kann.

Den Einfluß der Abplattung auf die Größe b kann man aus Fig. 2 ersehen. Der Einfluß auf l ist $< 1^0/00$, kann also vernachlässigt werden. Bei dem heutigen Stande der Zeitgenauigkeit der seismischen Aufzeichnungen braucht man die Abplattung bei Nahbeben wohl nicht zu berücksichtigen*). Der prozentuale Fehler, der zu b hinzukommt, ist (siehe Wiechert)

$$\frac{f}{2} = \frac{\sin(B_2 + B_1 - 90^0)}{200}$$

und der Fehler, der zu l hinzukommt, ist $\frac{f}{6}$. Also ist

$$\begin{aligned} s &= \sqrt{b^2 \cdot (1 + f) + l^2 \cdot \left(1 + \frac{f}{3}\right)^2} \\ &= \sqrt{b^2 + l^2} + \frac{b^2 + \frac{1}{3} l^2}{2 \sqrt{b^2 + l^2}} \cdot f + \dots, \\ &\sim \sqrt{b^2 + l^2} \cdot \left(1 + \frac{b^2 + \frac{1}{3} l^2}{b^2 + l^2} \cdot \frac{f}{2}\right). \end{aligned}$$

Der Faktor von $\frac{f}{2}$ ist $\geq \frac{1}{3}$ und ≤ 1 . Der prozentuale Fehler von s ist also höchstens gleich $\frac{f}{2}$, dem Fehler von b . Für $B_2 = B_1 = 55^0$ ergibt sich daher als Maximalfehler ungefähr $\frac{1}{6}\%$, wie oben behauptet wurde.

§ 2. *Herdtiefenbestimmung.* In einem rechtwinkligen Dreieck mit dem Kathetenverhältnis $1:7$ unterscheiden sich Hypotenuse und größere Kathete um etwa 1% . Ist also 1% der maximal zugelassene Fehler bei den Entfernungsbestimmungen, dann brauchen wir bei Stationen, die mehr als die siebenfache Herdtiefe vom Herd entfernt sind, die Herdtiefe nicht mehr zu berücksichtigen. Bei größerer verlangter Genauigkeit ist entsprechend weiter zu gehen (dem Verhältnis $1:22$ entspricht $1^0/00$). Umgekehrt ist es klar, daß wir einen großen Fehler machen, wenn wir aus solchen Stationen die Herdtiefe berechnen wollen. (Vgl. hierzu schon de Quervain [7], S. 150 ff.; auch Wiechert und Galitzin haben

*) Lediglich die Werte r_m und r_n sind hier an Stelle eines Mittelwertes, der einer kugelförmigen Erde entsprechen würde, der Einfachheit halber beibehalten worden.

sich hierüber geäußert). Man kann den Fehler leicht abschätzen. Mit den Schmerwitzschen Bezeichnungen ist

$$t_n - t_0 = \frac{1}{v} \cdot \sqrt{(x_n - x_0)^2 + (y_n - y_0)^2 + z_0^2}.$$

Um die Wirkung eines Zeitfehlers dt_n der n -ten Station auf die Herdtiefe z_0 zu erhalten, haben wir zu differenzieren*). Es ergibt sich, wenn wir die Wurzel zur Abkürzung mit s bezeichnen,

$$\frac{dt_n}{dz_0} = \frac{1}{v} \cdot \frac{z_0}{s}.$$

z_0/s nehmen wir wie oben zu $1/7$ an, v zu 5.7 km/sec. Es folgt für einen Zeitfehler $dt_n = 0.1$ sec

$$dz_0 = 4.0 \text{ km.}$$

Haben wir statt dessen einen Zeitfehler von 0.5 sec, dann ergibt sich in der Herdtiefenbestimmung ein Fehler von 20 km. Darin liegt der Grund, weshalb bei Schmerwitz so große Fehler bei der Herdtiefenbestimmung auftreten; er benutzt nämlich alle Stationen ohne Rücksicht auf ihre Entfernung gleichmäßig, wodurch gleich überaus große Fehler zur Ausgleichsrechnung mitgeschleppt werden**). Wir halten daher die üblichen Methoden der Herdtiefenbestimmung für richtiger und zuverlässiger***), wie sie z. B. Hiller [6] benutzt. Hier werden drei oder vier verschiedene Verfahren angewendet, und auf Grund *aller* Verfahren wird ein wahrscheinlicher Fehler berechnet. Durch die verschiedenen Methoden wird der Fehler erheblich erniedrigt, eine Tatsache, die Schmerwitz gar nicht berücksichtigt. Zur Bestimmung der Epizentralkoordinaten kann man, ohne einen großen Fehler zu machen, für die Herdtiefe zunächst einen Näherungswert einsetzen †). — Neben ihrer Zuverlässigkeit hat diese Methode auch noch den Vorteil, daß man bei der Ausgleichung zur Bestimmung von Epizentrum, Herdzeit und eventuell auch noch Geschwindigkeit eine Unbekannte weniger hat, wodurch sich ja die Rechnung erheblich vereinfacht. Bei der Ausgleichung der Geschwindigkeit ist jedoch Vorsicht geboten; denn wenn die Problemstellung sich auf Geschwindigkeiten bezieht, z. B. auf eine Richtungsabhängigkeit derselben, dann würde eine schematische Ausgleichung die gesuchten Unterschiede gerade verwischen.

Auf Grund dieser Erörterung über Herdtiefenbestimmung halten wir die Schmerwitzsche Schlußfolgerung, daß die Geschwindigkeit des \bar{P} -Stoßes mit

*) Die Ableitung ist ähnlich der von Schmerwitz auf S. 378, hat aber hier einen ganz anderen Zweck.

***) Während der Drucklegung wurde uns die Arbeit von G. Demetrescu: „Sur les ondes séismiques \bar{P} . S.“ [Bull. Sect. Acad. Roum. **19**, 49—55 (1937)] bekannt. Bei der hierin durchgeführten Herdtiefenberechnung (5), S. 3, ist die Entfernungsabhängigkeit der Zeitfehler auch nicht berücksichtigt worden. Dies hätte durch Anfügung von Gewichten proportional $1/\Delta$ an die Einzelwerte geschehen müssen.

****) Vgl. Handb. d. Geophys. IV, S. 504 ff.

†) Ebenda S. 501 ff.

zunehmender Herdtiefe abnimmt, für anfechtbar. Schon wenn man seine selbst berechneten und angegebenen Fehlergrenzen berücksichtigt, erscheint das Ergebnis zweifelhaft, zumal es sich nur um wenige Punkte handelt. Wenn wir z. B. für eine Tiefe den Wert $31 \text{ km} \pm 38$ finden, dann ist dieser Wert eben schlechterdings unbrauchbar. Es soll nicht bestritten werden, daß ein solches Verhalten, wie das geschilderte, *möglich ist, bewiesen ist es aber keinesfalls**). Hier müßte erst erheblich zahlreicheres und besseres Beobachtungsmaterial vorliegen als bisher, eine Forderung, der durch das geplante engmaschigere Stationsnetz nun hoffentlich bald entsprochen wird.

§ 3. *Ausgleichung.* Zur Ausgleichung haben wir noch die vier Unbekannten B_0, L_0 (die geographischen Koordinaten des Epizentrums), t_0 (die Herdzeit) und die Geschwindigkeit v , falls wir es nicht vorziehen, sie durch Annahmen als bekannt einzuführen. Genau genommen wäre auch bei der Ausgleichung der Geschwindigkeit die Entfernungsabhängigkeit zu berücksichtigen. Wie oben für die Herdtiefe folgt hier

$$\frac{d t_n}{d v} = - \frac{1}{v^2} \cdot s.$$

Während also die Einwirkung eines Zeitfehlers auf die Herdtiefenbestimmung proportional s zunimmt, nimmt die Einwirkung des Zeitfehlers auf die Bestimmung der Geschwindigkeit umgekehrt proportional s ab. Jedoch nimmt mit größerer Entfernung auch die Wahrscheinlichkeit zu, daß v nicht konstant ist, weshalb man wohl am besten bei der Ausgleichung von v überhaupt keine Entfernungsabhängigkeit annimmt.

Die Abplattung braucht man bei der Ausgleichung nicht zu berücksichtigen; denn wir berechnen ja nur Verbesserungen angenommener Näherungswerte, wobei eine Genauigkeit von 1% ausreicht. Die Näherungswerte seien B'_0, L'_0, t'_0, v' , die zu berechnenden Verbesserungen bzw. x, y, τ, v . Der Index i bezeichne Koordinaten und Ankunftszeit der i -ten Station; $k \geq 4$ sei die Stationszahl. Wir haben die k Gleichungen

$$\begin{aligned} F_i(B_0, L_0, t_0, v) &= \frac{1}{v} \cdot \sqrt{r_m^2 (B_i - B_0)^2 + r_n^2 \cdot \cos B_i \cdot \cos B_0 \cdot (L_i - L_0)^2 + h^2} + t_0 - t_i = 0 \\ &= \frac{1}{v} \cdot S_i + t_0 - t_i, \quad i = 1, 2, \dots, k, \end{aligned}$$

indem wir die Wurzel $= S_i$ setzen. Die Taylor-Entwicklung liefert das System der linearen Gleichungen für x, y, τ, v :

$$F_i = F'_i + \left(\frac{\partial F_i}{\partial B_0} \right)' \cdot x + \left(\frac{\partial F_i}{\partial L_0} \right)' \cdot y + \left(\frac{\partial F_i}{\partial t_0} \right)' \cdot \tau + \left(\frac{\partial F_i}{\partial v} \right)' \cdot v = \alpha_i,$$

) Auch die Existenz einer P^ -Schicht, die durch Einsätze bei zahlreichen Nahbeben gesichert ist, wird durch die Schmerwitzschen Ausführungen keinesfalls widerlegt.

wobei der Strich bedeutet, daß als Argument die Näherungswerte einzusetzen sind, und α_i die Abweichung bezeichnet. Die Koeffizienten sind:

$$F'_i = e_i = \frac{1}{v'} \cdot S'_i + t'_0 - t_i,$$

$$\left(\frac{\partial F'_i}{\partial B_0}\right)' = a_i = \frac{1}{v'} \cdot \frac{-2 \cdot r_m^2 \cdot (B_i - B'_0) - r_n^2 \cdot \cos B_i \cdot \sin B'_0 \cdot (L_i - L'_0)^2}{2 S'_i},$$

$$\left(\frac{\partial F'_i}{\partial L_0}\right)' = b_i = \frac{1}{v'} \cdot \frac{-r_n^2 \cdot \cos B_i \cdot \cos B'_0 \cdot (L_i - L'_0)}{S'_i},$$

$$\left(\frac{\partial F'_i}{\partial v}\right)' = c_i = -\frac{1}{v'^2} \cdot S'_i,$$

$$\left(\frac{\partial F'_i}{\partial t_0}\right)' = d_i = 1.$$

Die Zählerausdrücke in a_i und b_i lassen sich mit dem Rechenschieber sehr leicht berechnen, während $S_i = \sqrt{s_i^2 + h^2}$ schnell mit Hilfe des Nomogramms gewonnen wird. Die Fehlergleichungen lauten in den neuen Bezeichnungen

$$\alpha_i = a_i \cdot x + b_i \cdot y + c_i \cdot v + d_i \cdot \tau + e_i; \quad i = 1, 2, \dots, k.$$

Unter Verwendung der üblichen Abkürzungen sind dann die Normalgleichungen:

$$\begin{aligned} [aa] \cdot x + [ab] \cdot y + [ac] \cdot v + [ad] \cdot \tau + [ae] &= 0, \\ [ba] \cdot x + [bb] \cdot y + [bc] \cdot v + [bd] \cdot \tau + [be] &= 0, \\ [ca] \cdot x + [cb] \cdot y + [cc] \cdot v + [cd] \cdot \tau + [ce] &= 0, \\ [da] \cdot x + [db] \cdot y + [dc] \cdot v + [dd] \cdot \tau + [de] &= 0. \end{aligned}$$

Nun geht die Auflösung ihren üblichen Weg, auf den wir nicht nochmals einzugehen brauchen. Zum Schluß sind noch x und y von Bogenmaß auf Winkelmaß umzurechnen.

Literatur

- [1] G. Schmerwitz: Ausgleichung der besten Stationsbeobachtungen mitteleuropäischer Erdbeben. *Zeitschr. f. Geophys.* **14**, 351 (1938).
 [2] E. Wiechert: Entfernungsberechnungen von Orten auf der Erde bei kleineren Abständen. *Ebenda* **1**, 177 (1924/25).
 [3] L. Geiger: Herdbestimmung bei Erdbeben aus den Ankunftszeiten. *Nachr. d. Ges. d. Wiss. Gött.* 1910.
 [4] R. H. Gees: Die Wellenausbreitung der Erdbeben vom 20. November 1932 (Nordbrabant) und 7. Juni 1931 (Doggerbank). *Zeitschr. f. Geophys.* **13**, 159 (1937).
 [5] H. Gräfe: Das Nordtiroler Beben vom 8. Oktober 1930. I. Teil. *Ebenda* **8**, 144 (1932).
 [6] W. Hiller: Seismische Berichte der Württembergischen Erdbebenwarten, Jahrg. 1935, Anhang S. 10.
 [7] A. de Quervain: Über die Herdtiefenberechnung aus einer oder zwei herdnahen Stationen und die hierzu erforderliche Zeitgenauigkeit. *Gerl. Beitr. z. Geophys.* **13**, 148 (1914).

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Januar 1939.

Remarks on the Paper of G. Schmerwitz on Central European Earthquakes

By **Harold Jeffreys**, Cambridge, England

Dr. Schmerwitz has carried out a detailed study*) of the Pg and Sg observations in eight recent earthquakes, using a satisfactory method of determining the parameters by least squares, and giving valid estimates of the standard errors. His main result is that the accuracies claimed hitherto for the estimates of focal depth have been much too great. I have been maintaining this for many years, but Dr. Schmerwitz's only reference to me consists in a criticism of my estimates of the uncertainties of the velocities as too low. My conclusion, for the six earthquakes retained in my final solution, was that the standard errors of the focal depths were all about 7 km; and this was after combining the whole of the information from six phases and assuming that the velocity of each phase was always the same **). I added (p. 212): "The uncertainties that remain, even after combining the data from several near earthquakes and for surface waves, indicate the futility of attempts to get accurate estimates of the epicentre, the velocities, the thicknesses, and the focal depth simultaneously from a single near earthquake". In an earlier paper ***) I discussed the evidence for focal depth for the earthquakes of 1911 Nov. 16 and 1913 July 20, and came to the conclusion, having regard to the residuals of the near stations, that the focal depth could not be found from Pg alone within 30 km. I gave the equations for determining the origin time, velocity and focal depth by maximum likelihood, and these equations, extended to determine the epicentre also, are given by Schmerwitz. I also pointed out the unsatisfactory feature of Inglada's method, that it makes the estimate of focal depth depend mainly on the more distant stations, where the effect of any possible change of the adopted depth would be utterly inappreciable. Schmerwitz also rejects this method as unsatisfactory.

Schmerwitz objects to my estimates of the velocities that I took the epicentres as known, and maintains that if I had introduced them as additional unknowns I should have got larger uncertainties. This is true qualitatively, but in one case, the Oppau explosion, the epicentre was known; in four, the two South German earthquakes, and the Tauern and Schwadorf ones, the distribution of stations in azimuth is good, and an error in the epicentre is unlikely to affect the estimate of the velocity much; and in the Jersey and Hereford ones the epicentres were found together with the velocities. I should therefore greatly doubt

*) Zeitschr. f. Geophys. 14, 351—390 (1938).

***) M. N. R. A. S. Geophys. Suppl. 4, 211 (1937).

****) M. N. R. A. S. Geophys. Suppl. 3, 148—152 (1933).

whether the uncertainties of the velocities can be appreciably too low for this reason. The only earthquake considered both by Schmerwitz and by me was the Tirol one of 1930 Oct. 7. (Oct. 8 C. E. T.). For this my results were: Pg, 5.724 ± 0.026 ; Sg, 3.466 ± 0.021 . His are, respectively, 5.68 ± 0.15 and 3.42 ± 0.04 . The difference in the standard errors does not appear, however, to be due mainly to his allowance for three additional unknowns. I used 18 observations for Pg, with a standard error of 0.41 s., 15 for Sg, with a standard error of 0.66 s. He has used 22 for Pg and 16 for Sg, and the sums of the squares of the residuals, 20.4 sec^2 and 9.4 sec^2 , lead to standard errors of one observation of 1.09 s. and 0.92 s. It appears therefore that most of the difference is due to my having rejected a number of outlying residuals. I do not wish to insist on this rejection having been right; but in most sets of seismological observations there are clear signs of departure from the normal law of error, and some means of allowing for the departure is desirable. I should now use a system of weighting instead, as introduced in my treatment of large earthquakes *). It is possible in this case that the estimated uncertainties are too low for this reason. But this has not affected my final results, because I found that the determinations for this earthquake were so discordant from the others, having regard to the apparent uncertainty, that I actually inferred that the uncertainty found was too low and rejected the determinations altogether. The treatment that I adopted was open to improvement, but the use of the χ^2 check has prevented it from giving a serious error in the summaries. In the earthquakes retained, the correct weights were used in estimating the constant terms (p. 200).

Schmerwitz also objects to the use of the 1911 and 1913 earthquakes and of the Oppau explosion on the ground that the accuracy attainable then was insufficient. I agree that accuracy has improved; but so much use has been made of these shocks that a full treatment was necessary. For the first two a number of observations had to be rejected, but this was done without reference to the velocities indicated by other earthquakes, and if too many were rejected the result would be a spurious appearance of accuracy, which would be detected on comparison of different earthquakes by means of χ^2 . A normal χ^2 was actually found, and there appears to be no ground for disregarding this information. The following table compares the standard errors of one observation of Pg in the earthquakes that I finally used and in those used by Schmerwitz.

S. German I	1.3	1935 Dec. 30 I	0.40
S. German II	1.34	1935 Dec. 30 II	0.40
Tauern	0.56	1932 Nov. 20	0.65
Oppau	0.81	1935 June 27	0.36
Jersey	0.93	1934 June 8	1.12
Hereford	1.14	1930 Oct. 8	1.09
Schwadorf	0.61	1935 Jan. 31	0.25

*) Bur. Centr. Séism. Int., Strasbourg, Trav. Sci. 14 (1936).

On the whole the differences are not striking. I am inclined to think that some of the later ones are too low, because two series of Californian earthquakes given by Gutenberg have given 0.77 s. and 0.9 s. for Pg, 0.55 s. for Pn. Since these readings were made on instruments with about four times the paper speed of some of the European ones, and with remarkably steady drum rates, the results for 1935 Jan. 31 and June 27 are probably accidentally close agreements, resting on 4 and 3 degrees of freedom respectively.

Schmerwitz does not combine his results for the velocities, and it is desirable to do so and see whether they agree with mine. For Pg, with the standard errors as given, they are as follows.

		v	ξ	$w \xi^2$	
1935 Dec. 30	I	5.47 ± 0.21	23	-.134	0.71
1935 Dec. 30	II	5.57 ± 0.22	21	-.084	0.15
1932 Nov. 30	5.48 ± 0.11	80	-.174	2.44
1935 June 27	5.86 ± 0.16	39	+.206	1.66
1934 June 8	5.79 ± 0.11	80	+.136	1.49
1930 Oct. 8	5.68 ± 0.15	45	+.026	0.03
1935 Jan. 31	5.65 ± 0.02	2500		
				Total	6.48

The weights w are such that unit weight would mean a standard error of 1 km/sec. The weighted mean, with the exception of the last, is 5.654 ± 0.059 . ξ gives the corresponding residuals, and

$$\chi^2 = \Sigma w \xi^2 = 6.48.$$

Since the expectation of χ^2 from 6 determinations, from which one unknown has been estimated, is 5 ± 3 , this is quite satisfactory*). The weight of the last entry is incredible; if we divide it by 6 and combine with the remainder we get 5.652 ± 0.038 . My value is 5.570 ± 0.020 , so that the difference is 0.082 ± 0.042 , which is not large enough in relation to the standard error to call for special comment.

For Sg the results are:

			ξ
1935 June 27	3.47 ± 0.03	+.076
1935 June 28	3.50 ± 0.04	+.106
1934 June 8	3.32 ± 0.03	-.074
1930 Oct. 8	3.42 ± 0.04	+.026
1935 Jan. 31	3.32 ± 0.03	-.074

The weighted mean is 3.394 ± 0.015 . But four of the five residuals exceed twice the apparent standard errors, and it seems that the latter must be too low. The uncertainty can be found only from the scatter of the separate determinations. A simple mean is 3.406 ± 0.037 , and it will be safest, in considering estimates

*) Since some of the estimates of the uncertainty rest on only a few degrees of freedom, this expectation is a little too low, but closer evaluation is not needed.

based on Sg, to multiply the standard errors by 2.5. My determination is 3.365 ± 0.008 , and the agreement is near enough.

Dr. Hiller has kindly called my attention to the fact that several of the South German stations have recently been equipped with instruments with a paper speed of about 60 mm per minute, and the same applies to Strasbourg and the Swiss stations. Since smoked paper records give a clearer line than photographic ones, the fact that the standard errors are smaller than for the Californian earthquakes is not surprising. The error of reading is not, however, the only one; in particular there are the comparisons of the seismograph with the observatory clock and of the clock with the wireless signal. The very small standard errors for 1935 Jan. 31 and June 27, however, may well represent accidental close agreements.

Such agreements, however, have been known to arise in some cases from what is not usually regarded as a fault: extreme care in observing. In some series of observations given by Karl Pearson the means of 25 consecutive observations were no steadier than those of 2 to 15 should have been on the hypothesis of the independence of the errors; and if such observations are summarized by the usual method of least squares the apparent accuracy will be much too low. Now in seismological studies, where all the records of an earthquake are read by one observer, there is in any case a risk of a personal error, which can be tested only by comparison with other observers; but also the danger of correlation between the errors is serious. If the same record is read several times, possibly after working out residuals, it will be very difficult for the observer to prevent his readings from being affected by those at neighbouring distances, and the uncertainty found on the hypothesis of the independence of the errors will be much too low. In the three studies that I made, each record was read only once, and they were taken in the order of receipt, which was not the order of epicentral distance. My uncertainties were larger than in some other studies, but this method would avoid the risk of a spurious appearance of accuracy. In any case it seems to be important that in special studies it should be stated what precautions, if any, have been taken to avoid the danger of a correlation between the errors.

Dr. Hiller tells me that in his studies similar precautions were taken, and also that the accuracy was confirmed by the agreement of his readings with those of Dr. Wanner.

We now come to the estimates of focal depth. n is the number of degrees of freedom, that is, the number of observations reduced by 5, to allow for the number of parameters estimated.

		n	$P(t)$
1935 Dec. 30 I	Pg 46 ± 11	4	0.015
1935 Dec. 30 II	Pg 37 ± 11	4	0.03
1932 Nov. 20	Pg 35 ± 18	5	0.11
1935 June 27	Pg 21 ± 10	3	0.13
	Sg 16 ± 4	2	0.07
1935 June 28	Sg 9 ± 7	2	0.33

		n	P (t)
1934 June 8	Pg negative	10	
	Sg negative	10	
1930 Oct. 8	Pg 31 ± 38	17	0.42
	Sg negative	11	
1935 Jan. 31	Pg negative	4	
	Sg 11 ± 13	6	0.42

The outstanding feature is that in spite of the number of estimates near 30 or 35 km. that have been given, usually with uncertainties of about 2 km., Schmerwitz's correct method has given four negative determinations (really h^2 negative) out of 12, and two others are less than the standard errors. The validity of the rest can be judged from the values of $P(t)$. t here is the ratio of the estimate to its estimated standard error, and $P(t)$ is the probability of getting such a value of t , or a larger one, if the true value was 0. $P(t)$ is taken from Fisher's table*). Values of P less than 0.05 are usually taken as ground for suspecting that the true value is not 0, of 0.01 as ground for considerable confidence that it is not. The only values less than 0.05 are for the two earthquakes of 1935 Dec. 30, and as these are merely the extreme cases selected out of 12 it appears that they may well be accidental. Thus there is no evidence in these determinations that the focal depth was ever large enough to be asserted from the observations of Pg and Sg to be different from zero. In that case Schmerwitz's conclusion that the velocity decreases with increasing focal depth will fail. The result would be found if the apparent variation of depth is random. For if the depths are all small, and the velocity the same, $dt/d\Delta$ at intermediate distances would be the same. But if a random error leads to a positive estimate of depth this would decrease $dt/d\Delta$, and the actual value would be recovered only by reducing the estimated velocity.

Nevertheless his result is of much importance as giving additional evidence of the unsatisfactory character of attempts to determine focal depth from Pg and Sg alone. It may be remarked that the estimates that have usually been obtained by these methods are contradicted by all other evidence. Stoneley has studied the dispersion of Love waves; denoting the thicknesses of the upper and intermediate layers by T and T' , he finds**) that the group velocities agree with any of the following: $T = 19$ km., $T' = 0$; $T = T' = 15.7$ km.; $T = 13$ km., $T' = 26$ km. At the outside the thickness of the upper layer cannot be more than 19 km.: and a focus cannot be 30 km. deep in a layer whose thickness is only 19 km. at the most. The method will not separate T and T' , but leads to an equation connecting them that may be written

$$4T + T' = 78 \pm 8 \text{ km.}$$

Using Rayleigh waves, but neglecting the intermediate layer, I got values of 17 to 29 km. from waves of different periods***); these will be reduced somewhat

*) Statistical Methods for Research workers, 1936, Table IV.

**) M. N. R. A. S. Geophys. Suppl. 1, 530—531 (1928).

***) M. N. R. A. S. Geophys. Suppl. 3, 261 (1935).

if the intermediate layer is taken into account. In my last study of near earthquakes I found complications from a number of systematic errors, and finally found that the only datum left about the thicknesses was

$$T' = 9 \pm 3 \text{ km.},$$

with a possibility that this standard error might be a little too low. Study of the $pP - P$ and $sS - S$ intervals in Japanese deep focus earthquakes *) has led to the equation

$$(T - 17) + 0.85 (T' - 9) = + 5.7 \pm 1.3.$$

Combining this with the surface wave equation gives

$$T = 15 \pm 3 \text{ km.}; \quad T' = 18 \pm 4 \text{ km.}$$

This is the solution that I have used in constructing the P and S tables. If the near earthquake value for T' is also used, a least squares solution gives

$$T = 18.8 \pm 2.0 \text{ km.}; \quad T' = 12.4 \pm 2.4 \text{ km.},$$

with the following residuals:

T' (near earthquakes)	- 3.4
Deep foci	+ 1.0
Love Waves.	- 9.6

These are fairly satisfactory in relation to the standard errors, giving a χ^2 of 3.2 on 1 degree of freedom; but I am inclined to think that the apparent accuracy of T' from near earthquakes is too high and that more weight might legitimately be attached to the surface waves. In any case a thickness of the upper layer appreciably over 20 km., and therefore focal depths over 20 km. in earthquakes showing Pg and Sg , are out of the question.

It has been suggested that from considerations of isostasy the thickness of the upper layer in an elevated region might be greater than in average Eurasian conditions, such as the surface waves refer to; but the average elevation of the regions surrounding these epicentres above the average of Eurasia is not more than 1 or 2 km., and though an increase of 5 km., might be possible on this ground, the data have to be stretched at every point to permit one of 10 km.

The difficulty of reconciling a T' of more than about 25 km. with the measured rate of outflow of heat from the earth would be appalling; this also suggests values in the neighbourhood of 10 to 15 km.

To sum up, I agree that my estimates of the uncertainties of the velocities are a little too low; I should be quite prepared to admit that they should be multiplied by about 1.2, but I should be very much surprised if they need to be multiplied by 1.5. I welcome Schmerwitz's careful discussion of the uncertainties of the estimated focal depths, which adds force to what I have already said on the same subject; but when these uncertainties are taken into consideration there appears to be no evidence that focal depths in the upper layers can be estimated from Pg and Sg in these earthquakes alone. Such evidence might be found if the

*) M. N. R. A. S. Geophys. Suppl. 4, 451 (1939).

constant terms in the formulae for the times of arrival of Pg and Sg were compared with those for Pn and Sn.

With regard to the uncertainty of the velocities, my omission to allow for that of the epicentres should be considered in relation to the object of the investigation, which was to find, as far as possible, the thicknesses of the layers and the focal depths by comparing all the phases. It was necessary for this purpose only that estimates of the velocities should be made by combining all the earthquakes, so that the errors introduced into the estimates of the constant terms by those of the velocities should not be large compared with the uncertainties of the mean residuals. So long as this is satisfied it does not matter if the uncertainties of the velocities are a little too low; and in any case the contribution is allowed for when the final solution is compared with the constant terms and the validity of the uncertainty is checked by χ^2 . If χ^2 is found too large at this stage it can be used to correct the uncertainty. It had been widely claimed (1) that the velocities differed in different earthquakes (2) that these earthquakes led to estimates of the focal depth from Pg alone. I found that (1) the estimated velocities were perfectly consistent, even with my slightly too low estimates of uncertainty (2) that even taking the velocities and the epicentres as accurate, the uncertainty of the focal depths found in this way was so large that the results were quite useless. An increase of the uncertainty would therefore strengthen both of my conclusions.

I think that Schmerwitz's method is unnecessarily laborious. The transformation to rectangular coordinates is unnecessary. The distances can be found from Turner's formula

$$2(1 - \cos \Delta) = 4 \sin^2 \frac{1}{2} \Delta = (a - A)^2 + (b - B)^2 + (c - C)^2$$

where A, B, C are direction cosines of the radius to the epicentre, a, b, c of that to the station, with respect to fixed axes at the centre of the earth. Geocentric direction cosines of the stations, and materials for finding those of the epicentres, are available to four figures*). If x and y are the displacements needed by the epicentre to the south and east, Y the increase of origin time, h' the increase of focal depth, an equation of condition will be

$$y + x \frac{\partial t}{\partial x} + y \frac{\partial t}{\partial y} + h' \frac{\partial t}{\partial h} = t(O - C)$$

where t is the calculated time of transmission; the right side is the residual at the station against the trial solution. Also if x and y are measured as angles, as seen from the centre of the earth, and

$$\begin{aligned} \frac{\partial t}{\partial \Delta} &= p, \\ \frac{\partial t}{\partial x} &= p \cos \alpha; \quad \frac{\partial t}{\partial y} = -p \sin \alpha \end{aligned}$$

*) The Geocentric Direction Cosines of Seismological Observatories, British Association, Gray Milne Trust, 1938.

where α is the azimuth of the station from the epicentre, measured from north through east. Thus all the equations of condition can be written down easily. If the velocity is to be found, it will require an additional term proportional to t (calc.) and the solution can then be completed. The east longitude of the epicentre must be increased by $y \sec \varphi$, where φ is the latitude. If the trial epicentre is right within $0^{\circ}.2$ or so it is not necessary to have accurate values of α , since they can be read off a map, for near earthquakes, or from a globe, for distant ones, with as much accuracy as is needed. It is most convenient to carry the whole work out in degrees, converting velocities to km./sec, if required, only at the end of the work.

There appears to be evidence that continental near earthquakes have foci distributed through most of the depth of the upper layer, and in consideration of the evidence about its thickness it would be legitimate to take the depth of the focus, where P_g and S_g are read, as 10 ± 6 km.; this could be used as an additional equation of condition, and with it I should expect a considerable reduction to be found in the uncertainties of the velocities. The recent observational material appears to be excellent, but its full meaning will not be known until summary values of the velocities have been found from all the earthquakes together.

It would be too much to expect that the upper layer is homogeneous, and any irregularities of velocity will produce scattering. The effect of this has been studied qualitatively*). If the original disturbance is a simple displacement, the most rapid increase of displacement on a station will appear to travel with the mean velocity. But the actual observer looking for the beginning of the movement will read it earlier. The result may be either an apparently too high velocity, if his criterion is a given fraction of the final displacement at that distance; or a correct velocity with systematically early readings, if the criterion is a given absolute displacement. There are signs that these effects actually occur. If they do, a closer analysis of the recent observations might show systematically higher velocities than mine. This would not say that either set of observations was invalid; on the contrary, comparison of the two would give useful information about the scattering.

*) M. N. R. A. S. Geophys. Suppl. 4, 220.

Eingegangen am 4. IV. 1939.

Die Meßverfahren zur Bestimmung des Dispersionseffektes des Widerstandes von Gesteinsmedien

Von **Max Müller**, Jena. — (Mit 2 Abbildungen)

Es werden kurz einige Meßmethoden beschrieben, welche es ermöglichen, den Dispersionseffekt des Widerstandes von Gesteinsmedien durch dynamische Phasenregelung zu bestimmen. Die Methoden besitzen den Vorteil einer hohen Selektivität und großen Tiefenwirkung.

Das vergleichende Studium der Literatur der geoelektrischen Bodenforschung und der modernen Elektrolytforschung zeigt, daß in der ersteren die Ergebnisse und Fortschritte der letzteren in vieler Hinsicht unbeachtet geblieben sind. Auch heute noch setzt der Geoelektriker stillschweigend voraus, daß beim Durchgang von Wechselströmen durch Gesteinsmedien deren Konstanten — der Widerstand und die Kapazität — keine zeitliche Veränderung erfahren und daß Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante unabhängig vom Gesteinsdruck sei. Schließlich wird der Wassergehalt und die Feuchtigkeit der Medien oder das Vorhandensein von metallischen Erzen für deren Leitfähigkeit allein verantwortlich gemacht. Von den vielen im Erdboden möglichen elektrolytischen Phänomenen aber kennt die Geoelektrik lediglich die von Schlumberger im stationären Grenzfall entdeckten Polarisationserscheinungen und schließlich die beim Durchgang von Gleichstrom oder sehr niederperiodischen Wechselströmen an den Elektroden auftretenden Polarisationskräfte.

Nun hat aber bekanntlich die Entwicklung der modernen Elektrolytforschung zu der Erkenntnis geführt, daß mit wachsender Spannung eine Vermehrung der Leitfähigkeit und eine Abnahme der Dielektrizitätskonstanten auftritt (Wien-Effekt) und daß die im Wechselfelde gemessene Leitfähigkeit mit wachsender Frequenz zunimmt (Debije-Falkenhagen-Effekt). Außerdem wurde eine zeitliche Änderung von Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante beim Stromdurchgang festgestellt. Die genannten Effekte beruhen auf interionischen Wirkungen und können nur bei sehr hohen Feldstärken, bei denen die Ionen relativ hohe Geschwindigkeiten erhalten, oder aber im hochfrequenten Felde gemessen werden. Darüber hinaus wurden auch Temperatur- und Druckabhängigkeiten der genannten Dispersionsphänomene festgestellt. Leider ist es aber nun ein unvermeidlicher Übelstand, daß hochfrequente Wechselströme nur eine geringe Eindringungstiefe besitzen.

Nun zeigen aber umfangreiche geoelektrische Messungen des Verfassers, daß in Gesteinsmedien in einem viel tieferen Frequenzbereich weitere Dispersionsphänomene auftreten, welche durch Polarisationserscheinungen bedingt sind. Beim Durchgang von Wechselströmen durch Gesteinsmedien ändert sich deren Widerstand und Kapazität mit der Zeit und zwar in einer von der Frequenz abhängigen Form. Außerdem sind aber auch die absoluten Beträge des Wider-

standes und der Kapazität frequenzabhängig. So nimmt z. B. die Leitfähigkeit von Sand zwischen 50 und 1800 Hertz auf das zehnfache zu, während die Dielektrizitätskonstante im gleichen Frequenzbereich um 50% abnimmt. Diese Dispersionserscheinungen ändern sich mit der Beschaffenheit des Gesteins in den weitesten Grenzen. Es ist daher einleuchtend, daß die Bestimmung der genannten Dispersionsphänomene eine viel eingehendere Kenntnis von der Beschaffenheit der Medien zu geben vermag, als lediglich die Bestimmung des absoluten Betrages des Widerstandes im Gleichstromfelde. Vor allem ist die Kenntnis der zeitlichen Änderungen, welche der Widerstand und die Kapazität beim Stromdurchgang erfahren, ebenso wichtig, wie die Bestimmung des absoluten Betrages derselben.

Im folgenden soll deshalb ein kurzer Überblick über die zur Bestimmung der Dispersionseffekte des Widerstandes und der Kapazität entwickelten Meßverfahren und Meßschaltungen gegeben werden, die vom Verfasser während der letzten sieben Jahre teils im Inland, teils in Indien ausgearbeitet und erprobt wurden. Zugleich sollen im folgenden Aufsatz eine Reihe fehlerhafter Beschreibungen und Nachahmungen, die von verschiedenen Autoren veröffentlicht worden sind, berichtigt werden.

Der nachstehende Aufsatz läßt sich nun kurz in folgende Abschnitte gliedern:

1. Die Bestimmung des Dispersionseffektes des Widerstandes von Gesteinsmedien durch einfache Phasenregelung.
2. Unmittelbare Bestimmung von künstlich erregten Polarisationskräften in Gesteinsmedien durch mehrfache Phasenregelung (dynamisches Kompensationsprinzip).
3. Bestimmung des Dispersionseffektes durch Dämpfungskopplung.
4. Die praktische Bedeutung der neuen Methoden.

1. Die Bestimmung des Dispersionseffektes des Widerstandes von Gesteinsmedien durch einfache Phasenregelung. Wir wollen nun im folgenden zunächst voraussetzen, daß keine Kapazitätseinflüsse vorhanden seien und stellen zunächst die Aufgabe, die zeitliche Änderung des Gesteinswiderstandes beim Stromdurchgang zu bestimmen. Dann stellt die Fig. 1 die einfachste der möglichen Meßanordnungen dar. In dieser liegt der zu bestimmende Gesteinswiderstand in einem Wechselstromkreis mit Ventil und Induktivität. Das richtige Verständnis dieser Meßschaltung verlangt eine präzise Formulierung der Funktion ihrer Glieder und ihres Einflusses auf die relative Phasendauer. Wir wollen hierbei voraussetzen, daß der Ventilwiderstand in der Sperrichtung unendlich groß sei und daß das Ventil keine Mindestspannung habe, sondern in der Durchlaßrichtung schon bei der geringsten Spannung anspricht.

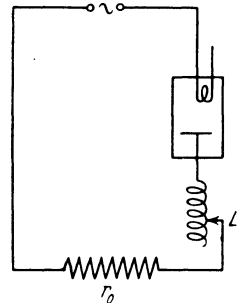


Fig. 1. Ventilschaltung mit Induktivität und Widerstand

Denken wir uns den Gesteinswiderstand zunächst durch einen Ohmschen Widerstand ersetzt, dann lautet die Differentialgleichung für die Stromstärke:

$$L \frac{di}{dt} + r i = V \sin \omega t.$$

Hierin ist i die Stromstärke, $V \sin \omega t$ die auf den Kreis wirkende EMK. und $r = r_0 + r_1$ die Summe des Ohmschen Belastungswiderstandes r_0 und des Ventilwiderstandes in der Durchlaßrichtung und L die Induktivität. Mit der Anfangsbedingung $i = 0$ für $t = 0$ lautet die Lösung der Differentialgleichung bekanntlich

$$i = \frac{V \cos \varphi}{r} \left\{ \sin(\omega t - \varphi) + \sin \varphi e^{-\frac{\omega t}{\operatorname{tg} \varphi}} \right\},$$

wobei

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L}{r}.$$

i wird zum zweiten Male 0 nach der Zeit t_1 . Für diesen Punkt ist also:

$$\sin(\omega t_1 - \varphi) + \sin \varphi e^{-\frac{\omega t_1}{\operatorname{tg} \varphi}} = 0,$$

woraus sich die Durchlaßzeit t_1 bestimmt.

t_1 ist somit von der Phasenkonstanten φ des Kreises abhängig.

Die Größe

$$\gamma = \frac{t_1}{t} = \frac{100 \omega t_1}{2 \pi},$$

d. h. also die in Prozenten ausgedrückte relative Dauer der positiven Phase ist in der Fig. 2 als Funktion der Phasenkonstanten in Form einer Kurve dargestellt.

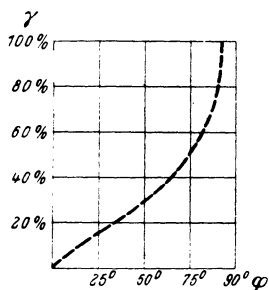


Fig. 2. Prozentuale Durchlässigkeit eines Ventilkreises mit Induktivität und Widerstand in Abhängigkeit vom Phasenwinkel

Wie man sieht, nimmt diese Größe gleichzeitig mit der Phasenkonstanten zu, um für eine Phasenkonstante von 90° ihren höchsten Betrag zu erreichen. Dieser ist 100%, d. h. im Falle sehr großer Selbstinduktion und sehr kleinen Widerstandes im Wechselstromkreise dauert die positive Phase fast die ganze Zeit einer Periode.

Aus dem oben Gesagten folgt nun, daß sowohl die Phasendauer als auch der zeitliche Verlauf der Stromkurve durch die Stromfrequenz und durch die Größe der Induktivität und des Widerstandes r_0 und des Ventilwiderstandes eindeutig bestimmt sind. Es ist deshalb einleuchtend, daß man bei gegebener Frequenz und Induktivität und gegebenem inneren Ventilwiderstand die Größe des Widerstandes r_0 sowohl aus der Länge der Phasendauer als auch aus der Form der Stromkurve bestimmen kann. Die in der Literatur von anderer

Seite vielfach verbreitete Auffassung, daß eine solche Meßanordnung sinusförmige Halbwellen erzeuge, beruht auf einem großen Irrtum. Vielmehr können

sinusförmige Halbwellen nur dann auftreten, wenn keine Induktivität im Meßkreis vorhanden ist.

Leitet man nun den Strom durch die Erde, so erfährt der Gesteinswiderstand beim Stromdurchgang eine zeitliche Änderung innerhalb der Periode. Dies hat eine entsprechende zeitliche Änderung der Phasenkonstanten zur Folge und eine dementsprechende Deformation der Stromkurven. Um nun eine systematische Messung einer Schichtenfolge vornehmen zu können, werden die Ströme der Erde bei verschiedenem, sukzessiv wachsendem Elektrodenwiderstand zugeleitet. Die einfachste Form der Durchführung einer Feldmessung beruht nun darauf, daß man die Messung bei stets gleichem Übergangswiderstand ausführt und aus dem zeitlichen Verlauf des Phasenwinkels oder aus der Deformation der Stromkurve die prozentuale Änderung des Widerstandes für verschiedene Frequenzen und Elektrodenabstände ermittelt. Wo die klimatischen Verhältnisse oder die Eigenart der lokalen Bodenbeschaffenheit ein Einstellen des Übergangswiderstandes auf den jeweils gleichen Betrag nicht gestatten, ist eine sinngemäße Angleichung des Ventilmesskreises an den jeweiligen Übergangswiderstand erforderlich. Der innere Widerstand des Ventils und die Größe der Induktivität müssen hierbei jeweils so abgeändert werden, daß die Ausgangsphase auch für den neuen Übergangswiderstand ihren Wert beibehält.

Selbstverständlich kann man die Meßschaltung auch in einer anderen Form ausbilden. Man schaltet zu diesem Zweck ein Ventil parallel mit einer Kapazität C und in Serie mit dem Widerstand r . Dann lautet die Gleichung für die Spannung V am Ventil bzw. am Kondensator:

$$V = E \sin \varphi \{ \cos (\omega t - \varphi) - e^{-\omega t} \cdot \operatorname{tg} \varphi \cdot \cos \varphi \},$$

wobei

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{r \omega e}$$

und wobei E die Betriebsspannung ist.

In diesem Ventilkreis wird also der zeitliche Verlauf der Spannung am Ventil gemessen. Die angegebenen Formeln müssen natürlich erweitert und ergänzt werden, wenn die Ventile eine Vorspannung besitzen, denn dann hängt die Dauer der Durchlässigkeit auch noch von der Vorspannung ab.

Wesentlich einfacher gestalten sich die Messungen, wenn man diese nicht mit pulsierenden Gleichströmen, sondern mit reinen Wechselströmen ohne Verwendung irgendwelcher Ventile ausführt. Denn dann kommen die Einschaltvorgänge in Fortfall.

Liegt die Wechselstromquelle V direkt in Serie mit der Induktivität L und dem Widerstand r , so gilt bekanntlich

$$V \sin (\omega t + \varphi) = i \cdot r \sin \omega t + i \omega L \cos \omega t,$$

wobei

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L}{r}.$$

Hier ist bei bekannter Induktivität und Frequenz der Widerstand direkt aus dem Phasenwinkel zu bestimmen. Um die zeitliche Änderung des Phasenwinkels innerhalb der Periode verfolgen zu können, bedient man sich am besten eines Kathodenstrahloszillographen, an dessen eines Plattenpaar die Spannung und an dessen anderes Plattenpaar über einen Verstärker der Strom gelegt wird. Man erhält dann bekanntlich auf dem Leuchtschirm eine Ellipse, durch deren Achsenverhältnis oder Neigung der Phasenwinkel bestimmt werden kann. Ändert sich der Phasenwinkel innerhalb der Periode mit der Zeit, so dreht sich die Ellipse auf dem Leuchtschirm unter dauernder kontinuierlicher Änderung ihrer Neigung und ihrer Achsenverhältnisse. Die photographische Registrierung dieses Vorganges ermöglicht dann eine unmittelbare Bestimmung des zeitlichen Verlaufes der Momentanwerte des Widerstandes innerhalb der Periode und damit zugleich auch die zeitliche Änderung des Widerstandes. Voraussetzung für die Durchführbarkeit dieser Messungen ist, daß die Stromfrequenz so hoch ist und das Elektrodenmaterial so gewählt wird, daß die an den Elektroden auftretenden Polarisationserscheinungen verschwindend klein werden.

Zur Bestimmung der Frequenzabhängigkeit der Widerstandsänderung beim Stromdurchgang durch Gesteinsmedien werden die Messungen mit verschiedenen Frequenzen ausgeführt und wiederholt.

2. Unmittelbare Bestimmung von künstlich erregten Polarisationskräften in Gesteinsmedien durch mehrfache Phasenregelung (dynamische Kompensation). Derartige Messungen sind jedoch insofern sehr kostspielig, als sie wegen der relativ hohen Stromfrequenz von 100 Hertz und mehr eine hohe Filmgeschwindigkeit (Registriereschwindigkeit) verlangen. Um die Versuchskosten herabsetzen zu können, habe ich bereits im Jahre 1932 ein Meßverfahren entwickelt, das auf der Verwendung niederperiodischer Schwebungen beruht. In der damaligen Meßanordnung wurden niederperiodische Schwebungen über ein Ventil und eine Induktivität der Erde zugeleitet und die Ströme mit Hilfe eines in bezug auf die Grundfrequenz aperiodisch gedämpften Schleifengalvanometers registriert. Selbstverständlich hängt hier die Form der Stromkurve nicht nur von den Grundfrequenzen, sondern auch von der Schwebungsperiode ab.

Um die Reproduzierbarkeit dieses Meßverfahrens zu gewährleisten, müssen natürlich auch hier die dynamischen Bedingungen des Ventilkreises dem Übergangswiderstand angepaßt werden. Die die Reaktion vermittelnden Frequenzen sind in dieser Meßanordnung aber selbstverständlich die Grundfrequenzen, nicht aber die Schwebungsfrequenzen. Ich habe in meinem Aufsatz in der Zeitschrift für Geophysik vom Jahre 1932 auch nur von niederperiodischen Schwebungen, keineswegs aber von niederperiodischen Grundschrwingungen gesprochen. Die letzteren müssen naturnotwendig so hoch sein, daß die Polarisation der Elektroden als eine den Meßvorgang störende Erscheinung verschwindend klein wird. Dann erst ist die Meßanordnung und ihre Wirkungsweise unabhängig von der Natur des Elektrodenmaterials. In der Literatur aber sind von anderer Seite eine Reihe

von Darstellungen bekannt geworden, welche die wirksame Frequenz in der Schwebungsperiode sehen wollen und welche die in Wirklichkeit auf einer rein dynamischen Phasenregelung beruhende Meßanordnung der Öffentlichkeit in irreführender Weise als einen Akkumulator darstellten, welcher geladen und entladen wird.

Nun habe ich den bereits im Jahre 1932 beschriebenen Ventilhauptkreis mit zwei weiteren Ventilhilfskreisen kombiniert, die ihrerseits ebenfalls als Phasenregler wirkten, aber mit verschiedener Impedanz ausgestaltet waren. Durch Kombination dieser Ventilanordnungen, die ihrerseits mit Verstärkern gekoppelt waren, war es mir unter Zugrundelegung eines dynamischen Kompensationsprinzips gelungen, eine *Meßanordnung zu finden, welche auf die Widerstandsänderung im Ventilhauptkreis allein anspricht*. Da nun die Widerstandsänderung im Gestein von den Polarisationskräften in den Medien herrührt, war es mir somit gelungen, eine Meßmethode zu schaffen, mit der die Polarisationskräfte in den Medien als Funktion der Grundfrequenz bestimmt werden konnten. Daß es sich hierbei keineswegs um einen Elektrodeneffekt handelt, kann damit als erwiesen gelten.

In Verbindung mit der Vierpunktmethode können die genannten Meßanordnungen natürlich auch zur Bestimmung des absoluten Betrages des Widerstandes von Gesteinsmedien benutzt werden.

3. Bestimmung des Dispersionseffektes durch Dämpfungskopplung. Ein weiteres Verfahren zur Bestimmung des Dispersionseffektes des Widerstandes der Medien beruht auf der Verwendung induktiv gekoppelter Schwingungskreise, die auf der Primärseite durch Einschalten einer Gleichstromquelle in Schwingungen versetzt und auf der Sekundärseite durch die Erde belastet werden. Wir haben es bei diesem Meßsystem also mit zwei für sich frei schwingungsfähigen Teilen zu tun. Die Anwendung dieses Meßsystems setzt natürlich eine genaue Kenntnis des Einflusses des Kopplungsfaktors voraus. Zur Messung gelangen hier der zeitliche Verlauf des Stromes, der zeitliche Verlauf der Phasenwinkel und schließlich die durch die Dämpfung verursachte Frequenzänderung. Die letztere läßt sich ebenfalls mit einem Kathodenstrahloszillographen ermitteln, an dessen eines Plattenpaar eine geeichte Vergleichsfrequenz und an dessen anderes Plattenpaar die zu bestimmende Frequenz gelegt wird. Aus der Wanderungsgeschwindigkeit des Bildes ergibt sich die gesuchte Frequenz und ihre durch die zeitliche Änderung des Erdwiderstandes bedingte Änderung. Bei Anwendung eines Zweistrahrohres kann man die Schwingungsvorgänge in beiden Kreisen gleichzeitig verfolgen. Natürlich kann man dieses Verfahren auch in einer Kombination mit der Vierpunktmethode anwenden, indem gleichzeitig der durch den Boden fließende Strom und die Spannung zwischen zwei Hilfelektroden gemessen wird. Wesentlich schwieriger werden die Meßvorgänge im Falle einer primärseitigen periodischen Erregung durch sinusförmige Schwingungen oder Schwebungen. Auf die Theorie dieser Meßvorgänge und auf eine weitere Meßmethode, welche neben dem Dispersionseffekt des Widerstandes auch noch den der Kapazität zu bestimmen gestattet, werde ich in einem ausführlichen Aufsatz eingehen.

4. *Die praktische Bedeutung der neuen Methoden.* Die praktische Bedeutung der neuen Meßmethoden liegt vor allem in der Erfassung neuer Bestimmungsgrößen, die einen ganz anderen Verlauf nehmen als der absolute Betrag der Gesteinswiderstände, und in ihrer großen Tiefenwirkung.

Der größte Vorteil der beschriebenen Methoden liegt aber darin, daß es in gewissen Frequenzbereichen möglich ist, selektive Reaktionen herauszuholen. So gelang mir z. B. in der Goldlagerstätte von Redjang Lebong in Westsumatra die Bestimmung des freien Quarzgehaltes der Medien in Übereinstimmung mit dem bergmännischen Befund.

In einem größeren Aufsatz werde ich eine Reihe von Messungen behandeln.

Bemerkung zu Zählrohrmessungen im Gelände

Von F. Herold, Freiberg (Sachsen)

Kurzer Bericht über die Erfahrungen, die bei Geländemessungen mit einem elektrisch betriebenen Hochspannungs-Koffgerät gemacht wurden.

Für die physikalische Klärung der Hypothesen über den „Wünschelruteneffekt“ [1] [2] [3] [4] ist die Untersuchung der radioaktiven Ausstrahlung des Erdbodens [5] [6] ein wichtiger Beitrag.

In der letzten Zeit sind in dieser Zeitschrift zwei Arbeiten erschienen, die über Messungen der γ -Strahlung im Gelände berichten [7] [8]. Suckstorff und Stechhöfer haben bei ihren Untersuchungen transportable Zählrohanordnungen benutzt. Stechhöfers Geländemessungen der durchdringenden Strahlung ergaben für die Bodenstrahlung über verschiedenen Böden Unterschiede im Verhältnis 1:4. Während Suckstorff über einer Verwerfung durch Messung einer erhöhten Bodenstrahlung zur Feststellung eines deutlichen radioaktiven Profils gelangt, findet Stechhöfer im Gegensatz hierzu an Verwerfungen keinerlei Besonderheiten der durchdringenden Strahlung. Weitere klärende Untersuchungen dieser Art, möglichst von verschiedener Seite, fänden sicher großes Interesse. Außerdem wären neben den Messungen der durchdringenden Strahlung mit dem Geiger-Müller-Zählrohr Versuche mit dem Spitzenzähler [9] und anderen α - und γ -Strahlmeßgeräten [10] sehr aussichtsreich. Für solche zukünftigen Messungen sind die bisher bei den Geländemessungen gemachten Erfahrungen von Wert, nicht zuletzt auch die in praktischer Hinsicht.

Zu der technischen Durchführung solcher Messungen möchte ich einiges bemerken. Bei den Geländemessungen mit Zählern verschiedenster Art ist man immer auf eine leicht transportable Hochspannungsapparatur angewiesen.

Die bereits früher auf Anregung von Herrn Prof. Dr. Aeckerlein in unserem Institut begonnenen Gesteinsmessungen mit dem Zählrohr [11] sind inzwischen fortgeführt und zu Messungen im Gelände erweitert worden. Die Geländemessungen

sind bis jetzt noch orientierender Natur gewesen. Dennoch erscheint es mir nützlich, jetzt schon zur Erleichterung weiterer Arbeiten auf diesem Gebiet auf eine Hilfseinrichtung hinzuweisen, die sich bei meinen Messungen gut bewährt hat.

Zur Herstellung der Zählrohrhochspannung benutzte ich einen leicht tragbaren Gleichstromtransformator*). Das Prinzip des Aufbaues [12] ist die bekannte Spannungssteigerung durch Hintereinanderschaltung geladener Kondensatoren. In eleganter Weise wird bei diesem Gerät die Umschaltung aus der Lade- in die Entladestellung durch schwingende Kontaktfedern vorgenommen. Ein Solenoid mit Selbstunterbrecher treibt die Federn elektrisch an. Die Umschaltung erfolgt 50mal in der Sekunde. Unser Gerät, das bei Gebrauch einer einwandfreien Batterie eine stets konstante Hochspannung bis 5000 Volt lieferte, hatte einen Stromverbrauch von nur 0.05 Amp. Für ausgedehnte Messungen ist es vielleicht zweckmäßig, an Stelle der von der Firma für andere Zwecke vorgesehenen Trockenbatterie transportsichere Akkumulatoren, wie sie heute von mehreren Firmen in verschiedener Größe hergestellt werden, zu benutzen. Als Zählrohr diene vorläufig ein im Handel erhältliches Geiger-Müller-Zählrohr nach Zeiler [13].

Der von mir angewandte Hochspannungserzeuger hat gegenüber den Aggregaten in den bisherigen Geländeapparaturen folgende Vorteile. Das Federwerk zur Ausführung der Ladungsschaltungen ist elektrisch betrieben und hat keine auf Minuten beschränkte Laufzeit wie ein mechanisches Laufwerk [8]. Der Nachteil eines Röhren-Hochspannungsgenerators [7], der im verhältnismäßig häufigen Auswechseln der Batterien liegt, ist beim Jahre-Hochspannungsgerät so gut wie ausgeschlossen. Für Geländemessungen mit Zählrohren, die die Annehmlichkeit haben, daß man leicht größere Geländestreifen registrierend überstreichen kann, ist der Jahre-Gleichspannungstransformator ein brauchbares Gerät.

Literatur

- [1] F. Linke: Zeitschr. f. Geophys. **10**, 342 (1934).
- [2] W. Gerlach: Ebenda **10**, 345 (1934).
- [3] W. Gerlach: Die Naturwissenschaften **20**, 883 (1932).
- [4] V. Fritsch u. F. Jelinek: Beitr. z. Phys. d. Wünschelrutenfrage 1936, S. 163.
- [5] J. N. Hummel: Radioaktive Methoden (Handb. d. exper. Phys. v. Wien u. Harms **25**, 3. Teil (1930).
- [6] R. Ambronn: Method. d. angew. Geophys. 1926, S. 87.
- [7] G. Suckstorff: Zeitschr. f. Geophys. **11**, 95 (1935).
- [8] St. Stechhöfer: Ebenda **12**, 68 (1936).
- [9] A. Krebs: Physik. Zeitschr. **35**, 796 (1934).
- [10] H. Greinacher: Zeitschr. f. techn. Physik **16**, 165 (1935); **19**, 132 (1938).
- [11] W. Vogt: Physik. Zeitschr. **34**, 79 (1933).
- [12] Helios: Fach- u. Export-Zeitschr. f. Elektrotechn. Nr. 18 (1936).
- [13] O. Zeiler: Zeitschr. f. Instrumentenkde. **58**, 207 (1938).

*) Der Spezialfabrik für Kondensatoren, Richard Jahre, Berlin SO 16, der Herstellerin des Gleichstromtransformators, danken wir für die leihweise Überlassung des Hochspannungs-Koffergehäuses.

Experimentelle Untersuchungen der bodennahen Luftströmungen am Hang und im ebenen Gelände

Von **Chr. Hoffrogge**, Göttingen. — (Mit 11 Abbildungen)

In vorliegender Arbeit ist die kritische Richardsonsche Zahl, deren Größe nach den neuesten theoretischen und experimentellen Untersuchungen im Laboratorium $1/24$ ist, für bodennahe Luftströmungen zu nahezu $1/2$ bestimmt worden. Außerdem wurde in Bodennähe bei stabiler Schichtung der Luft für den thermischen und dynamischen Austausch fast der gleiche Wert gefunden. Der zweite Teil der Arbeit beschreibt einen von der Natur selbst gelieferten Modellversuch für makrometeorologische Kaltlufteinbrüche. Es werden Einzelheiten dieser Kaltluftberge untersucht und soweit möglich, Vergleiche mit den makrometeorologischen Kaltluftbergen gezogen.

Schon frühzeitig ist darauf aufmerksam gemacht worden (1906 von V. W. Ekman, Ann. d. Hydrogr.), daß die Turbulenz in geschichteten Flüssigkeiten geringer sein muß als in homogener. G. J. Taylor [9] stellte 1916 durch gleichzeitige Aufzeichnungen von Temperatur und Windgeschwindigkeit in 40 m Höhe über dem Boden während mehrerer Tage und Nächte fest, daß in Strahlungsnächten, in denen eine starke stabile Schichtung besteht, die Geschwindigkeitschwankungen fast gänzlich erloschen, während sie bei bedecktem Himmel nicht kleiner als am Tage waren. Hierhin gehören auch Beobachtungen über verschiedene Meeresströmungen, die übereinander wegströmen, ohne sich miteinander zu vermischen. Die mit diesen Tatsachen verbundenen Probleme sind theoretisch und auch experimentell im Laboratorium untersucht worden und haben dort zur Aufstellung von Gesetzen geführt, deren Anwendbarkeit auf die Verhältnisse der freien Atmosphäre aber zunächst noch fraglich erschien.

Experimentelle Untersuchungen, die diese Frage beantworten, sind erst in den letzten Jahren gemacht worden. Dabei sei auf die Arbeiten von C. G. Rossby [27], W. Schmidt [24], H. U. Sverdrup [7], W. Päsche [2] und W. D. Flower [26] hingewiesen.

Im ersten Teil vorliegender Arbeit soll auch ein Beitrag zur Beantwortung obiger Fragestellung gegeben werden. Es wird einmal der Wert für das Stabilitätskriterium, die Richardsonsche Zahl, in bodennaher Luftströmung bestimmt, zum anderen der thermische und dynamische Austausch in stabiler Schichtung untersucht.

Im zweiten Teil wird über einen Modellversuch für einen makrometeorologischen Kaltlufteinbruch berichtet, den uns die Natur selbst liefert. Bei der Untersuchung des sich an einem Steilhang in windschwachen Strahlungsnächten bildenden Zirkulationssysteme mittels stereophotogrammetrisch vermessener Bahnen von Schwebballonen stellte Nitze [30] fest, daß dieses schon von Marwin [29] durch theoretische Betrachtungen verständlich gemachte Zirkulationssystem im oberen Drittel des Hanges nicht stationär, sondern fest verknüpft war mit dem stoßweisen Abfließen der Kaltluft. Von Reiher [31] wurde dieses pulsatorische Fließen mit

drei Widerstandsthermometern und drei Hitzdrahtanemometern mit optischer Registrierung näher untersucht. Er fand eine gewisse Ähnlichkeit der den Berg herunterfließenden Kaltlufttropfen mit makrometeorologischen Kaltluftbergen. Doch mangels genügend genauer Windmessungen konnte von ihm nur aus den Temperaturregistrierungen ein Vergleich mit den großen Kaltlufteinbrüchen durchgeführt werden. Die Mängel der Hitzdrahtanemometer hat Verfasser, soweit wie möglich, abgestellt und dann die Mikrokaltluftberge untersucht. Das so gewonnene Bild wurde sowohl mit den im Laboratorium gewonnenen Modellversuchen als auch mit den makrometeorologischen Kaltluftbergen verglichen.

I. Experimenteller Teil

Meßapparatur. Als Meßapparatur diente für die Untersuchungen die im Geophysikalischen Institut gebaute mikroklimatische Station, bestehend aus drei Widerstandsthermometern und drei Hitzdrahtanemometern. Die Thermometer in der üblichen Brückenschaltung hatten als Meßkörper einen der Luft ausgesetzten Platindraht von 20 cm Länge und 0,03 mm Durchmesser. Da optisch im Zelt registriert wurde, fanden 20 m lange vieradrige Gummikabel Verwendung, davon dienten zwei Adern als Kompensationsleitung. Die Spiegelgalvanometer waren Ruhstratsche Schulgalvanometer mit einer Empfindlichkeit von 10^{-8} Amp. und einer Schwingungsdauer von 1.5 sec. Sie wurden durch einen Nebenschluß fast aperiodisch gedämpft und durch Vorschalten eines Widerstandes ihre Empfindlichkeit so reguliert, daß bei einer Belastung von 2 mA und 1 m Lichtweg 1° C einem Ausschlag von 10 mm entsprach.

Bei den elektrischen Windmessern mußte die von Albrecht*) angegebene Schaltung Verwendung finden, die eine fortlaufende Registrierung gestattet. Zwei Hitzdrahtsonden aus Platin mit verschiedenem Querschnitt r_1 und r_2 bilden den einen Zweig einer Meßbrücke, während der andere Zweig aus zwei konstanten Widerständen besteht.

An diese Brücke wurde eine konstante Spannung von 8 Volt gelegt, die die beiden Hitzdrahtsonden auf verschiedene Temperaturen heizt. Bei strömender Luft verliert die höher geheizte Sonde mehr Wärme und wird stärker abgekühlt als die andere. Das Widerstandsverhältnis in der Brücke wird geändert und ergibt im Galvanometer einen Ausschlag, der abhängig von der Windgeschwindigkeit ist. Die Eichkurve (Fig. 1) für diesen Windmesser verläuft im Anfang sehr steil und wird bei Windgeschwindigkeiten über 1 m sehr flach. Hingegen verwandte Päschke [2] eine andere Methode, bei der durch Änderung der Belastung dasselbe Brückenverhältnis wiederhergestellt wird, so daß die Brücke immer Null anzeigt. Hier sieht die Eichkurve wesentlich günstiger aus. Doch gestattet diese von Reichardt angegebene Schaltung keine Registrierung. Da bei den hier gezeigten Registrierungen in der Hauptsache Windgeschwindigkeiten unter 1 m/sec vorkommen, ist das Flachwerden der Eichkurve nicht weiter störend.

*) Siehe E. Kleinschmidt: Handb. d. meteorolog. Instr., Berlin 1935, S. 390.

Vom Verfasser wurden auch für die Windmessung Ruhstratsche Schulgalvanometer mit einer Schwingungsdauer von 1,5 sec benutzt. Windschwankungen unter 1.5 sec Periode wurden also nicht mehr mit voller Amplitude aufgezeichnet. Die beiden Sondendrähte hatten eine Länge von 50 mm und einen Durchmesser von 0.015 bzw. 0.06 mm. Die Belastung erhöhte ich von 30 auf 130 mA, da sich bei der geringen Belastung doch noch ein Temperatureinfluß bemerkbar gemacht hatte (obgleich Platindrähte aus derselben Schmelze verwandt wurden), der bei der hohen Belastung nicht vorhanden war. Die Eichkurve wurde bei kleinen Windgeschwindigkeiten bis zu 1.20 m/sec durch Pendeln*) gewonnen. Die Sonden waren dabei an einem 4.20 m langen Stab aufgehängt, um eine Schwingungsdauer der Windschwankung von 2 sec zu erhalten, was für eine Eigen-

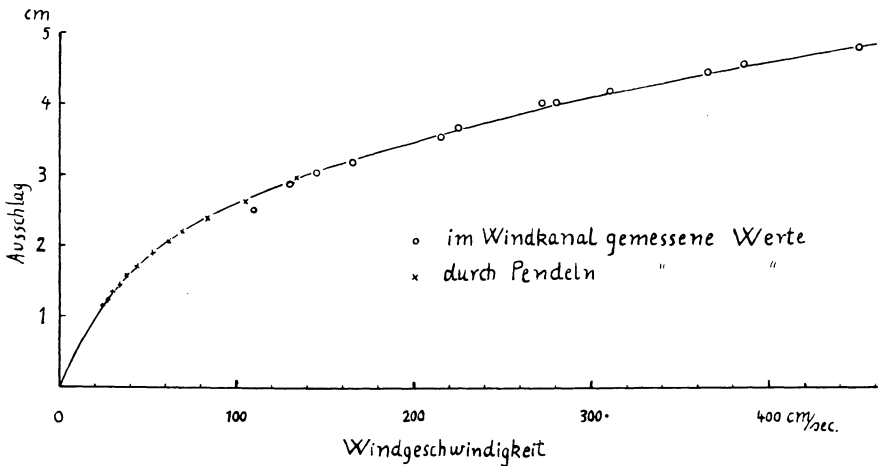


Fig. 1. Eichkurve des Anemometers 2

schwingung der benutzten Galvanometer von 1.5 sec ausreichend war. Die Windschwankungen, hervorgerufen durch das Pendeln, wurden optisch registriert und von 5 zu 5 Schwingungen ausgewertet. Die übrigen Werte erhielt ich im Windkanal durch Vergleich mit einem Schalenkreuz. Bei der Nullpunktsbestimmung (Ausschlag des Galvanometers bei der Windgeschwindigkeit 0 cm/sec) befanden sich die Sonden in einem festverschlossenen Glasbottich. Dabei traten einige Schwierigkeiten auf. Es stellte sich heraus, daß die beiden Platinsonden, die zunächst im Abstand von 4 mm nebeneinander an einem Galgen aufgespannt waren, sich gegenseitig beeinflussen konnten. Wenn nämlich der heißere Draht unterhalb des anderen lag, trat eine Nullpunktverschiebung um 5 mm nach höheren Windgeschwindigkeiten zu auf. Durch Konvektion gab der untere Draht an den oberen Wärme ab, die Temperaturdifferenz zwischen beiden Drähten wurde geringer, und die Brücke täuschte so eine konstante Windgeschwindigkeit vor. Ich ver-

*) Näheres siehe Reiher [31].

größerte deshalb den Parallelabstand der Sonden auf 8 mm und stellte bei der Nullpunktsbestimmung die Drähte stets vertikal, wie sie auch dem Wind ausgesetzt waren. Es wurde auch darauf geachtet, daß die Ebene, die durch die beiden Sonden gegeben ist, senkrecht zum Wind stand*). Weiter stellte sich als Schwierigkeit bei der Messung heraus, daß Akkumulatoren zu Anfang der Belastung immer etwas ihre Spannung ändern (etwa 3%). Nach einer halben Stunde blieb die Spannung konstant, so daß die durch die Spannungsänderung hervorgerufene stetige Nullpunktsverlagerung verschwand. Es war daher notwendig, vor jeder Eichung und Registrierung die Akkumulatoren eine halbe Stunde vorher zu belasten.

Einen Feuchtigkeitseffekt [20] konnte der Verfasser bei obiger Belastung nicht feststellen. Pendeleichungen, für 60 und 85% Feuchte durchgeführt, waren praktisch identisch.

Es wurde im Zelt registriert. Der Registrierfilm hatte eine Breite von 15 cm und Millimeteerteilung. Die Filmgeschwindigkeit betrug 25 bis 30 mm/min. Zur Nullpunktsregistrierung, die ich etwa alle halbe Stunde vornahm, wurden die Thermometer in gleiche Höhe gebracht und die Anemometer in Glasbottiche fest verschlossen. In der Thermometerhöhe hing zum Vergleich ein Quecksilberthermometer.

II. Bestimmung der kritischen Stabilitätsgröße

Die obige Apparatur wurde nun benutzt, um die Bedingung nachzuprüfen, wann bei einer stabilen Strömung die Turbulenz erlischt. Bei homogenen Medien ist die Bedingung, ob laminar oder turbulent, allein abhängig von der Reynoldsschen Zahl. Für Luft würde dies adiabatische Schichtung voraussetzen. Nun ist die Luft besonders in Bodennähe manchmal sehr stark labil (an wolkenlosen Sommertagen) oder auch stabil (in windstillen Strahlungsnächten) geschichtet. Diese thermische Schichtung hat auf die Turbulenz sehr großen Einfluß. Die kritische Reynoldssche Zahl, die von Tollmien für die Plattenströmung bei homogener Flüssigkeit zu 575 bestimmt wurde, wird bei stabiler Schichtung größer sein und bei instabiler kleiner als obiger Wert, da im ersten Falle die Turbulenz dadurch gehemmt wird, daß Schwereres gehoben und Leichteres gesenkt werden muß. Im zweiten Falle ist es umgekehrt. Bei der Gegenüberstellung der Arbeitsbeträge, die einmal durch die Schubspannung zugeführt, zum anderen durch Schwerpunktshebung aufgezehrt werden, kommt man zu der dimensionslosen Schichtungsgröße, der sogenannten Richardsonschen Zahl.

$$\Theta = \frac{g}{T} \frac{dT_p}{dz} \cdot \frac{1}{\left(\frac{du}{dz}\right)^2}.$$

*) Siehe E. Kleinschmidt: Handb. d. meteorolog. Instr. S. 390.

Hierin ist: g die Erdbeschleunigung, T die absolute Temperatur, T_p die potentielle, u die Windgeschwindigkeit.

Dieser Ausdruck ist neben der Reynoldsschen Zahl für den Strömungszustand entscheidend. Θ ist 0 für adiabatische Schichtung, positiv für stabile und negativ für instabile Schichtung. Es ist nun von besonderem Interesse zu wissen, bei welcher Zahl Θ die laminare Strömung in die turbulente übergeht. Verschiedene Theorien ergaben stark voneinander abweichende Werte. Aus rohen Energiebetrachtungen fand Prandtl [5] den Wert 2, Richardson [8] den Wert 1. Spätere Untersuchungen von G. J. Taylor [10] und S. Goldstein [11], die durch Studium der kleinen Schwingungen ohne Berücksichtigung der Profilkrümmung und Zähigkeit für einige lineare Profile durchgeführt wurden, ergaben den Wert $1/4$. Schlichting [16], der auch Profilkrümmung und Zähigkeit berücksichtigt, erhält für $\Theta = 1/24$. Ich habe schon erwähnt, daß bei $\Theta = 0$ die kritische Reynoldssche Zahl 575 ist; bei größer werdendem Θ wird sie größer und bei $\Theta = 1/24$ nach Schlichting $Re_k = \infty$. D. h. für $\Theta = 1/24$ kann nach der Theorie eine stabile Strömung nicht turbulent sein.

Messungen von Reichard [4] im Göttinger Warm-Kaltluftkanal, bei denen die Schlichtingschen Voraussetzungen im wesentlichen erfüllt werden, haben den letzten Wert bestätigt.

Es drängt sich jetzt die Frage auf, ist dieses durch die Theorie gefundene und im Laboratorium bestätigte Stabilitätskriterium auch anwendbar für die bodennahe Luftschicht? Zur Klärung dieser Frage führte ich die dazu nötigen Messungen auf einem fast ebenen, gepflügten Acker westlich des Geophysikalischen Institutes durch. Die Meßstelle wurde so ausgewählt, daß die Länge der Anlaufstrecke, also das von der Luft vorher bestrichene, ebene Feld, etwa 200 bis 250 m betrug. Die Thermometer waren in den Höhen 14, 53 und 100 cm und zwei Anemometer in den Höhen 32 und 77 cm am Stativ befestigt. Ausgewertet wurde die Registrierung vom 8. II. 1938. Der Himmel war wolkenlos, am Nachmittag wehte der Wind aus Südost und hatte in 1 m Höhe eine Stärke von etwa 3 m/sec. Mit der Zunahme der Ausstrahlung gegen abend nahm der Wind ab und drehte dabei auf Ost, aber nur an der Meßstelle, während in der Höhe der Wind weiter aus Süd bis Südost wehte, was ich durch einen an einem etwa 50 m langen Faden befestigten Ballon feststellen konnte. Der Kaltluftfluß vom Hang des Warteberges setzte sich also bis in die Ebene durch.

Zur Bestimmung der Zahl Θ . Der Temperaturgradient wurde aus den Temperaturregistrierungen in den Höhen von 53 und 100 cm entnommen, der Windgradient aus Windregistrierungen in den Höhen 32 und 77 cm. Das setzt voraus, daß infinitesimale durch endliche Differenzen ersetzt werden dürfen, und daß der Windgradient zwischen 32 und 77 cm nicht wesentlich verschieden von dem zwischen 53 und 100 cm ist. Da dies wohl nicht immer zutrifft, was auch aus den Registrierungen hervorgeht, wird das Ergebnis mit einer gewissen Unsicherheit behaftet sein.

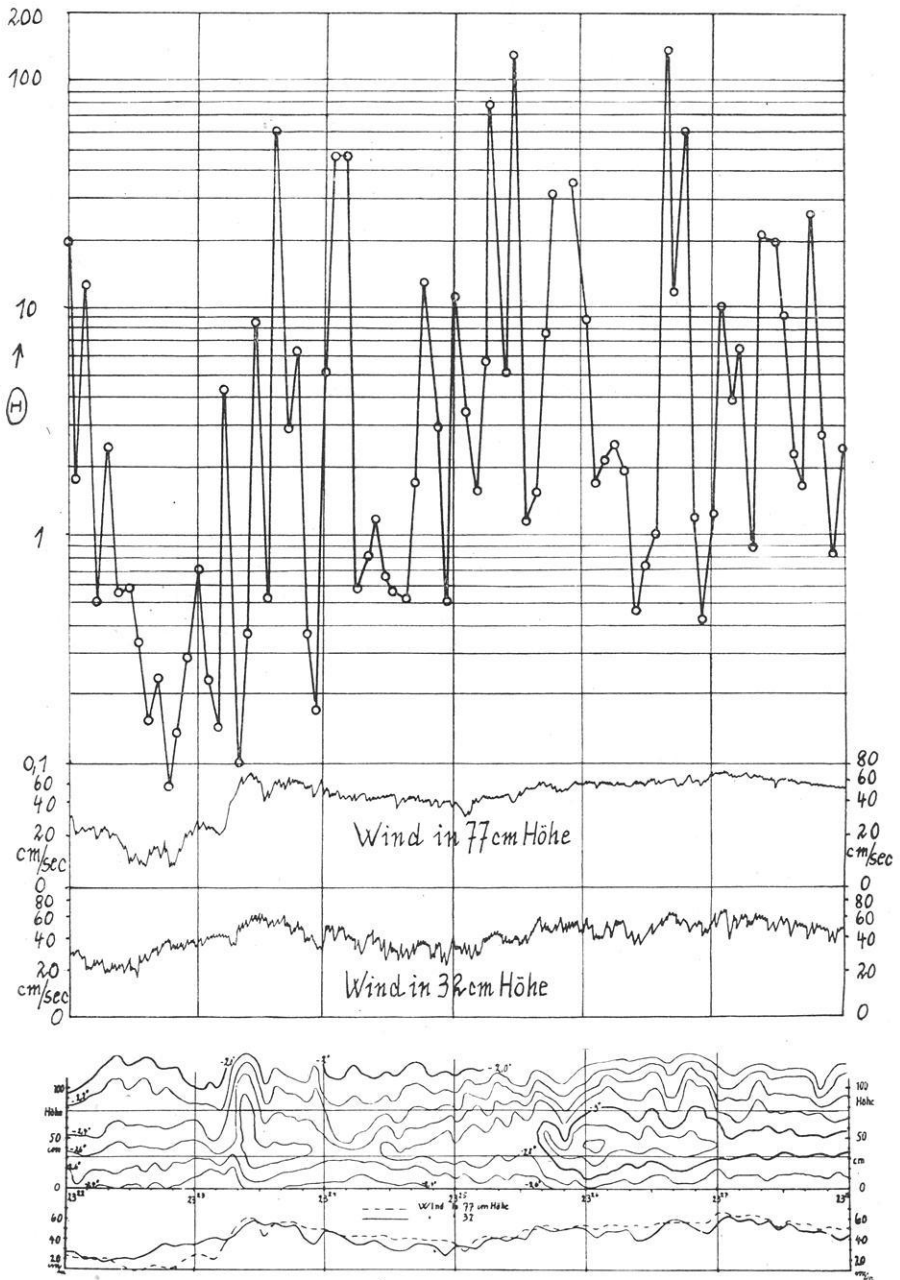


Fig. 2. Windregistrierung mit den dazu gehörigen Θ -Werten. Darunter Thermoisoplethendarstellung für denselben Bereich

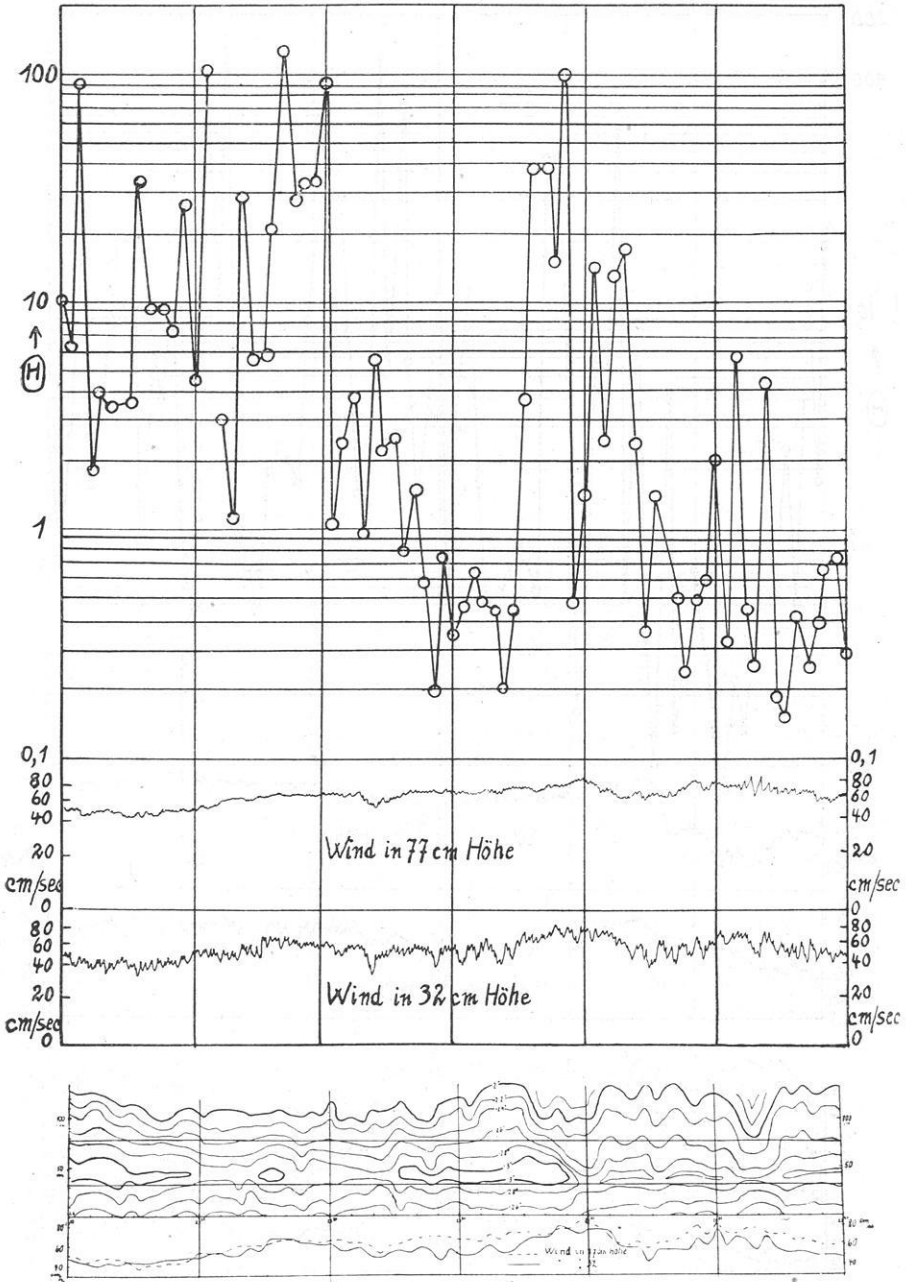


Fig. 3. Windregistrierung mit den dazu gehörigen Θ -Werten. Darunter Thermoisoplethendarstellung für denselben Bereich

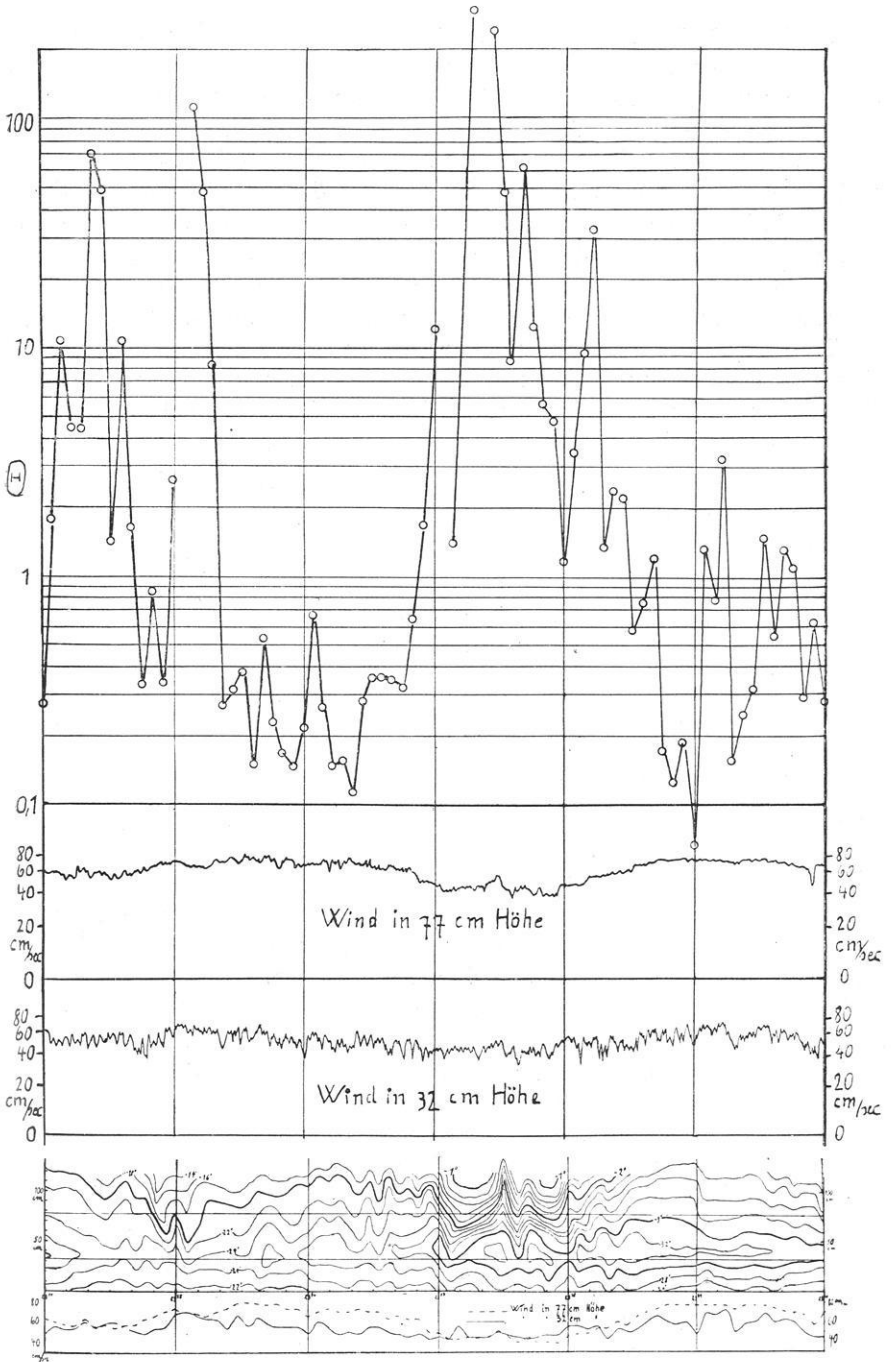


Fig. 4. Windregistrierung mit den dazu gehörigen Θ -Werten. Darunter Thermoisoplethendarstellung für denselben Bereich

Ich habe für 18 Minuten etwa alle 5 Sekunden einen Θ -Wert berechnet und oberhalb der Windregistrierungen logarithmisch aufgetragen (siehe Fig. 2, 3, 4). Insgesamt wurden rund 1000 Werte verwendet. Um die einzelnen Vorgänge besser verstehen zu können, ist unterhalb der Windregistrierung das Thermoisoplethensbild für denselben Bereich gezeichnet und auch der Geschwindigkeitsverlauf von beiden Höhen eingetragen. Auffällig ist zunächst, daß nur die Windregistrierung in 77 cm Höhe laminare Stellen aufweist. Man wird vermuten, daß die, durch die Bodenrauigkeit entstehenden Reibungswirbel nur das untere Anemometer erfassen. Doch ein Blick auf die Isoplethendarstellung gibt eine andere Erklärung. Das untere Anemometer befindet sich in einer labilen und das obere in einer stabilen Schichtung. Die Anemometer zeigen demnach schon rein qualitativ den Charakter der Schichtung an. Auf die Einzelheiten in der Thermoisoplethendarstellung wollen wir weiter unten eingehen. Die Tatsache, daß sich die Wind-

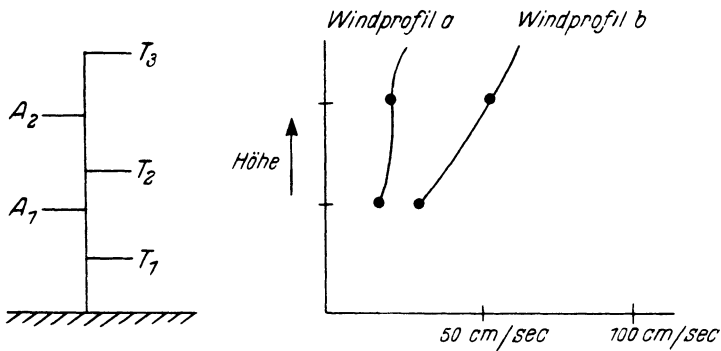


Fig. 4 a

messer in verschiedenen geschichteten Luftmassen befinden, wird den zu bestimmenden Windgradienten auch mit Fehlern behaftet und damit die Ungenauigkeit der Θ -Werte vergrößern. Zum Ausdruck kommt das besonders in dem Verlauf der Geschwindigkeiten in den beiden verschiedenen Höhen. Der Gradient schwankt sehr stark, wird teilweise sogar negativ. Nach diesen Vorbemerkungen wird vielleicht auch die große Unstetigkeit der Θ -Werte verständlich. Eines ist überraschend bei der Betrachtung der Θ -Werte, daß kein Wert unter 0.07 heruntergeht, obgleich doch ohne Zweifel vom oberen Anemometer an einigen Stellen Turbulenz angezeigt wird. Daraus würde folgen, daß der Wert für das kritische Θ bestimmt höher liegt. Wenn bei turbulenter Strömung (maßgebend dafür ist in diesem Falle nur die obere Windregistrierung) Θ -Werte vorkommen, die größer als 1 sind, so ist das wohl zum großen Teil der ungenauen Windgradientbestimmung zuzuschreiben, die in diesem Falle bestimmt zu klein ist. Zu erkennen ist das besonders an den Stellen, an denen die Geschwindigkeiten in beiden Höhen fast gleich sind.

Eine kleine Skizze vom Aufbau der Apparatur möge diese Tatsache noch etwas erläutern (Fig. 4 a). Aus T_2 und T_3 wurde der Temperaturgradient, aus A_1 und A_2 der Windgradient bestimmt. Nun ist klar, wenn A_1 und A_2 dieselbe Windstärke anzeigen, daß dann zwischen T_2 und T_3 der Windgradient nicht Null zu sein braucht. Er wird in den meisten Fällen verschieden sein. (Siehe Skizze und Windprofil a.) Andererseits kann bei großer Geschwindigkeitsdifferenz zwischen A_2 und A_1 der Gradient zwischen A_1 und A_2 nicht viel verschieden sein von dem zwischen T_2 und T_3 (Profil b).

Von der Annahme ausgehend, daß dann der Geschwindigkeitsgradient am meisten dem wirklichen entspricht, wenn er in den Registrierungen den größten Wert hat, ziehe ich nur solche Stellen zur Bestimmung des kritischen Θ in Betracht, wo dieses erfüllt ist. Das ist der Fall von

23 ^h 30 ^{min} 30 ^{sec}	bis	23 ^h 31 ^{min} 30 ^{sec}
23 32 30	,,	23 34
23 35 20	,,	23 36 50
23 38 20	,,	23 40

An diesen Stellen schwankt Θ im Mittel zwischen 0.3 und 0.7. Die Strömung ist einmal laminar, das andere Mal turbulent. Das kritische Θ liegt hiernach etwa zwischen diesen beiden Werten. Eine Bestätigung findet dieser Wert noch durch einen anderen Teil der Registrierung (Fig. 5). Hier ist die Bedingung, daß in 77 cm Höhe immer größere Geschwindigkeit als in 33 cm Höhe herrscht, gut erfüllt. Vor 22^h 35^{min} hat die Strömung wohl als laminar zu gelten. Θ hat den Wert 0.7. Kurz nach 22^h 35^{min} sinkt die Temperatur in 100 cm Höhe und mit ihm Θ auf 0.15. Die Turbulenz wird nur durch den kleinen Zacken nach unten angedeutet. Darauf folgt wieder ein laminares Stück bis 22^h 35^{min} 40^{sec}. $\Theta = 1.8$. Um 22^h 35^{min} 40^{sec} setzt eindeutige Turbulenz ein. $\Theta = 0.5$. Ein Wert für das kritische Θ von 0.5 bis 0.6 ist daher wahrscheinlich.

Päschke [2] hat in seiner schon oben zitierten Arbeit für seine Geschwindigkeits- und Temperaturprofile auch die Richardsonsche Zahl berechnet. Da

er keine Registrierungen dazu hatte, konnte er nur qualitative Aussagen aus dem Verhalten des Ableseinstrumentes machen. Bei den im stabilen Gebiet liegenden

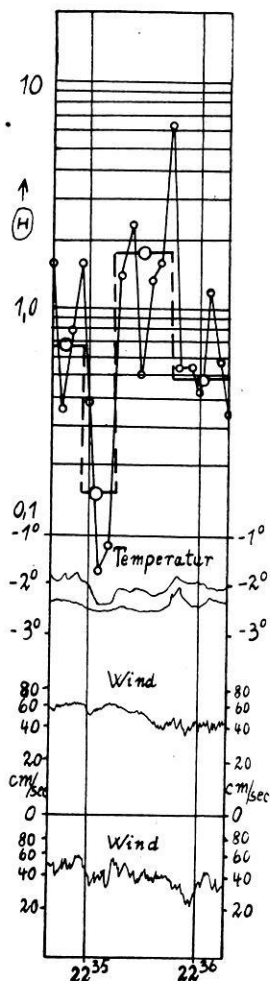


Fig. 5. Registrierung von Wind und Temperatur. Wind in 32 und 77 cm Höhe, Temperatur in 53 und 100 cm Höhe. Darüber die dazu gehörigen Θ -Werte

Meßpunkten, d. h. Θ ist größer als $1/24$, waren die Zeigerschwankungen so gering, daß er mit dem empfindlichen Meßbereich arbeiten konnte. Für Profile, die in der Nähe der Grenze lagen, aber gleichfalls noch stabil waren, mußte er schon auf einen weniger empfindlichen Bereich umschalten. In den Fällen, in denen in 5 m Höhe die Windgeschwindigkeit 4 m betrug, Θ noch größer als $1/24$ war und für Profile mit Θ -Werten kleiner als $1/24$, mußte das Instrument durch Vorschalten eines Widerstandes extra gedämpft werden, da sonst der Zeiger bald links und bald rechts gegen die Endstellung zu schlagen drohte. Nach dieser Methode ist aber der Wert von Θ_{kr} , bei dem der Umschlag von laminarer in turbulente Strömung eintritt, nicht genau festzulegen.

Erwähnt sei das Ergebnis einer englischen Untersuchung von W. D. Flower [26], die für Θ_{kr} den Wert 1 ergibt. Dabei muß berücksichtigt werden, daß Registrierungen von Windrichtung und -stärke nur in einer Höhe von 15.2 m vorhanden waren, so daß Flower [26] die Windgeschwindigkeit in 15.2 m Höhe gleich dem vertikalen Windgradienten zwischen der Oberfläche und dieser Höhe setzt. Weiterhin setzt er voraus, daß der Temperaturgradient zwischen 1.1 und 16.2 m (in diesen Höhen wurde die Temperatur aufgezeichnet) gleich ist dem zwischen der Oberfläche und 16.2 m. Das ist bei großen Inversionen wohl niemals der Fall.

Dann liegen noch einige Messungen aus der Meereskunde vor. Strom und Dichtebeobachtungen an zwei Stationen in der Ostsee, bei denen die Turbulenz völlig verschwunden war, ergaben Richardsonsche Zahlen von 0.59 und 0.95. Da die Sprungschicht weit vom Boden entfernt war, wird hier mehr die Voraussetzung der Goldsteinschen Lösung erfüllt sein, d. h. man kann die Reibung vernachlässigen und eine lineare Änderung der Geschwindigkeit voraussetzen. Dieser Wert würde demnach durchaus in den Rahmen der Theorien passen, wonach einmal bei laminarer Strömung $\Theta = 1/4$ (Taylor [10], Goldstein [11]) und das andere Mal $\Theta = 1/24$ (Schlichting [16]) sein muß.

Nach den anderen Ergebnissen (und diese letzte Messung spricht aber auch nicht dagegen) scheint die Richardsonsche Zahl in der bodennahen Luftströmung einen größeren Wert zu haben, als die Theorie und auch das Laboratoriumsexperiment zeigen. In diesem Zusammenhang scheint es mir wichtig, auf ein Ergebnis der Untersuchungen von Päschke [2] hinzuweisen. Er findet die überraschende Tatsache, daß auch bei großen Stabilitäten, bei denen nach hier vorliegenden Messungen die Strömung ohne Zweifel laminar ist, ausgesprochene turbulente Reibungsprofile vorhanden sind. Seiner Meinung nach liegt das an der starken Rückwirkung der Reibungsschicht bis zur Höhe von 5 m. Damit wäre auch eine Erklärung für die größeren Richardsonschen Zahlen in der bodennahen Luftschicht gegeben. Da nämlich der Windgradient beim turbulenten Reibungsprofil kleiner ist als beim laminaren, und in der Richardsonschen Zahl der Windgradient als Quadrat im Nenner steht, so folgt daraus, daß der Wert für das kritische Θ in der bodennahen Luftschicht größer sein muß. Der Hauptunterschied zwischen dem im Laboratorium und in der freien Atmosphäre ge-

fundenen Θ liegt demnach in der größeren Rauhgigkeit des Bodens, die das erforderliche laminare Profil nicht entstehen läßt. Diese Tatsache wird in der Theorie der Stabilität berücksichtigt werden müssen.

III. Berechnung des Austausches in der bodennahen Luftschicht

In engem Zusammenhang mit der Stabilität einer Luftströmung steht der Austausch. Es erschien daher zweckmäßig, im Anschluß an die Stabilitätsuntersuchung den Austausch bei einer stabilen Schichtung in Bodennähe zu untersuchen. Der Austausch ist hier definiert als der sekundliche vertikale Massentransport irgendeiner Eigenschaft der Luft durch die horizontale Einheitsfläche. Er konnte auf Grund der gewonnenen Registrierungen auf zweifache Art bestimmt werden. Die Temperaturregistrierungen gestatten den Austausch aus den Temperaturschwankungen zu berechnen, gleichzeitig erlaubte die Kenntnis des Windgradienten eine zweite Austauschbestimmung. Zur Berechnung des thermischen Austausches hat Ertel [17] folgende Formel abgeleitet:

$$A_{th} = \rho \frac{Sm(T)t Mm\left(\frac{dT}{dt}\right)t}{\left(\frac{\partial T_p}{\partial z}\right)}$$

ρ = Dichte; $Sm(T)t$ = mittlere Schwankung der Temperatur; $Mm\left(\frac{dT}{dt}\right)t$ = mittlere Schwankung der zeitlichen Änderung der Temperatur; $\frac{\partial T_p}{\partial z}$ = Temperaturgradient.

Sie gilt nur unter der Voraussetzung, daß alle Temperaturschwankungen durch Heben und Senken von einzelnen Luftballen entstanden sind, und daß alle großen und kleinen Schwankungen erfaßt werden. Temperaturänderungen durch advektiv herangeführte Luft werden demnach den Austauschwert fälschen. Wie weit obige Voraussetzungen bei unseren Registrierungen erfüllt sind, mögen zwei Ausschnitte zeigen (Fig. 6a und 6b). Sie sind auch am 8. II. 1938 gewonnen. Fig. 6a gibt einen Ausschnitt um 16^h 20^{min}. Die Ausstrahlung beginnt gerade wirksam zu werden. Die Temperatur ist, soweit die Ablesegenauigkeit der Registrierung es zuläßt, also auf $\pm 0.05^{\circ}$, in allen Höhen gleich. Die Schichtung ist also schwach stabil. Die in 53 cm Höhe hervorgerufenen Temperaturschwankungen sind nicht größer als $1/10^{\circ}$. Bei adiabatischer Schichtung müßten sie 0 sein. 40 Minuten später (Fig. 6b) hat die Ausstrahlung schon derart zugenommen, daß wir in 52 cm Höhe einen Temperaturgradienten von $0.4^{\circ}/m$ ($40^{\circ}/100 m$) haben. Wenn wir annehmen, die Luftballen haben bei b denselben Mischungsweg wie bei a, so müssen die Temperaturschwankungen bedeutend größer geworden sein. In der Registrierung sind Schwankungen bis zu $3/4^{\circ}$ vorhanden, das würde einem

Mischungsweg von etwa 2 m entsprechen. Qualitativ zeigen die Registrierungen also die geforderte Voraussetzung.

Nach einer Überlegung von Prandtl läßt sich nun der Austausch aus dem Windgradienten bestimmen. Der Austausch ist seiner Dimension nach ein Produkt aus der Dichte einer Länge und einer Geschwindigkeit $A = \rho l v'$. Bei der Länge l handelt es sich offenbar um eine Weglänge, die bei den turbulenten Mischungsvorgängen eine ähnliche Rolle spielt, wie die mittlere freie Weglänge bei der molekularen Diffusion der Gase. Prandtl bezeichnet sie als Mischungsweg. v' ist die Austauschgeschwindigkeit und von der Größenordnung des Geschwindigkeitsunterschiedes zweier um die Entfernung l auseinanderliegenden Schichten. Dieser Geschwindigkeitsunterschied ist in erster

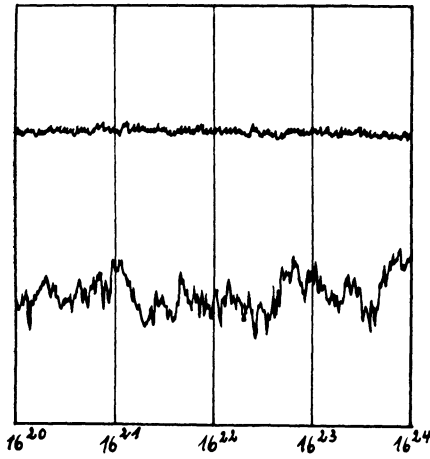


Fig. 6 a

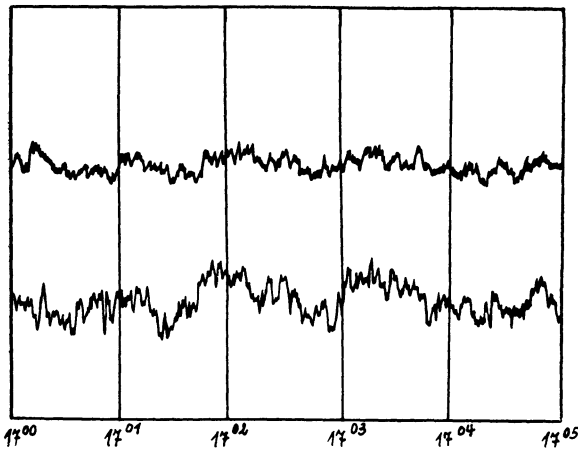


Fig. 6 b

Fig. 6. Wind- und Temperaturregistrierung bei verschiedener Stabilität. Obere Kurve: Temperatur, untere Kurve: Wind, a) bei geringer, b) bei stärkerer Stabilität

Näherung $= l \frac{du}{dz}$. Für den Austausch

ergibt sich somit $A_{dyn} = \rho l^2 \frac{du}{dz}$. Da-

bei ist der Proportionalitätsfaktor mit in l aufgenommen worden, wodurch l einen etwas anderen Wert bekommt als ursprünglich. Bei der Kenntnis von l und dem Windgradienten läßt sich aus dieser Formel der Austausch bestimmen. Nach Prandtl [5] kann man den Mischungsweg proportional dem Bodenabstand setzen, also $l = k z$. Die Konstante k bestimmt die Länge des Mischungsweges und ist nach Prandtl [5] und von Karman rund 0.4 für adiabatische Schichtung.

Ich habe nun den Austausch nach obigen Formeln für die Höhe 53 cm berechnet. Bevor ich auf die Ergebnisse selbst eingehe, möchte ich noch einige Einzelheiten über ihre Gewinnung angeben. Die Temperatur- wie auch die Wind-

registrierungen wertete ich im Abstand von 2 bis 3 sec aus. Die Schwankung der Temperatur und auch die Schwankung der zeitlichen Änderung der Temperatur in der Ertelschen Formel wurden über 1 Minute gemittelt. Die mittlere Temperatur für 1 Minute graphisch für die drei Höhen aufgetragen, ergab den Gradienten in 53 cm Höhe. Es ist noch der adiabatische Gradient zu berücksichtigen, da im Nenner der Ertelschen Formel der Gradient der potentiellen Temperatur steht. In unserem Falle ist er kleiner als die Meßgenauigkeit (adiabatischer Gradient 0.01/m Meßgenauigkeit $\pm 0.05^0/m$) und konnte vernachlässigt werden. Im Mittel betrug der Temperaturgradient für den ausgewerteten Teil etwa $0.4^0/m$ ($40^0/100 m$) (siehe Tabelle). Die Schichtung war durchaus stabil. Daß die Strömung aber dennoch turbulent war, zeigt eindeutig die Registrierung der Fig. 6a und 6b. Die Windstruktur ist im schwach wie auch im stärker stabilen Fall dieselbe. Damit in Übereinstimmung sind auch die errechneten Θ -Werte. Sie werden nicht größer als $1/40$.

Tabelle 1

Zeit	u in cm/sec in den Höhen		$\frac{d u}{d z}$	$\frac{d T}{d z}$ $^0C/cm$	Θ	A_{th} $gem^{-1} sec^{-1}$	A_{dyn} $gem^{-1} sec^{-1}$
	32 cm	77 cm					
17 ⁰⁰ —17 ⁰¹	210	241	0.69	$3.25 \cdot 10^{-3}$	0.025	1.23	0.58
17 ⁰¹ —17 ⁰²	233	301	1.52	$3.95 \cdot 10^{-3}$	0.0057	0.90	0.88
17 ⁰² —17 ⁰³	243	302	1.33	$4.6 \cdot 10^{-3}$	0.0093	0.82	0.77
17 ⁰³ —17 ⁰⁴	266	335	1.57	$4.4 \cdot 10^{-3}$	0.0063	0.72	0.91
17 ⁰⁴ —17 ⁰⁵	217	269	1.16	$3.8 \cdot 10^{-3}$	0.010	0.79	0.67
					Mittel:	0.89	0.77

Die Tabelle zeigt eine Gegenüberstellung der auf diese Art gewonnenen Werte. Die Schwankungen sind bis auf den Wert von 17^h 00^{min} bis 17^h 01^{min} nicht groß und durchaus im Rahmen der Registriergenauigkeit. Die Abweichung des ersten Wertes ist wohl in Zusammenhang zu bringen mit einem kleinen Luftkörperwechsel, der vor allen Dingen den thermischen Wert zu groß werden läßt. Läßt man daher bei der Mittelbildung diesen Wert fort, so erhält man für den thermischen und dynamischen Austausch 0.81, das ist natürlich reiner Zufall, wie man auch aus der Streuung der einzelnen Werte sieht.

Dieses Ergebnis ist zunächst etwas überraschend. Man sollte annehmen, der dynamische Austausch müßte größer als der thermische sein, denn ich habe den nur für adiabatische Schichtung gültigen Mischungsweg benutzt. Bei stabiler Schichtung wird dieser Mischungsweg kleiner sein, da bei derselben Schubspannung jetzt die Luftballen weniger gehoben und gesenkt werden können. Ein Teil der durch die Schubspannung zugeführten Energie wird in potentielle Energie umgewandelt. Nach diesem Ergebnis ist bei den oben in der Tabelle stehenden Θ -Werten in 50 cm Höhe der Mischungsweg wenig gegenüber der adiabatischen Schichtung verändert.

Nun haben Rossby und Montgomery [28] die Bedeutung der Stabilität für die Windänderung mit der Höhe und für den Austausch untersucht. Ihr

Ergebnis läßt sich aber nicht auf die bodennahe Luftschicht anwenden, da sie eine lineare Temperaturverteilung annehmen. Sverdrup [7] erweitert daher ihre Rechnung und nimmt eine Temperaturverteilung mit der Höhe an, die (bei stabiler Schichtung) der Windverteilung ähnlich ist und setzt daher analog dem Potenzgesetz für die Windgeschwindigkeit $T_p = T_{p0} + b(z + z_0)^{1/n}$ (T_p = potentielle Temperatur). Er begründet das damit, daß bei stationären Verhältnissen der Wärmestrom gegen den Boden konstant ist.

$$\Theta = c_p A_{th} \frac{dT_p}{dz}.$$

Ein Vergleich mit dem Schubspannungsansatz $\tau = A_{dyn} \frac{du}{dz}$ (A_{dyn} = dynamischer Austausch) zeigt, daß dann $A_{th} = A_{dyn}$ sein muß, und die Strahlung keinen Einfluß auf die Temperaturänderung haben darf. Er findet eine einigermaßen gute Übereinstimmung obigen Ansatzes mit den von ihm im Sommer 1934 auf einem Firnfeld auf Spitzbergen bis 7 m Höhe durchgeführten Wind- und Temperaturmessungen. Jetzt kann er mit Hilfe dieser Messungen die einzelnen Konstanten seiner Rechnung bestimmen und damit theoretisch den dynamischen Austausch berechnen. Weiterhin war aus anderen Messungen (Strahlungsvorgänge und Schneeabschmelzungen) der Wärmeaustausch A_{th} bestimmt worden. Die Übereinstimmung beider Werte ist sehr gut. Demnach waren die von ihm gemachten Voraussetzungen erfüllt. Daneben hat auch Sverdrup den dynamischen Austausch für adiabatische Schichtung berechnet. Bei einer Windgeschwindigkeit von rund 300 cm/sec in 30 cm Höhe, also in derselben Größenordnung, wie sie bei meinen Messungen herrschten, sind wesentliche Abweichungen zwischen stabil und adiabatisch dynamischem Austausch erst oberhalb 1 m vorhanden. Die Abweichungen betragen unterhalb 1 m nur 5 bis 10%. Damit ist also der von mir benutzte Mischungsweg durchaus berechtigt. Der bei Sverdrup berechnete Austauschwert beträgt für 50 cm Höhe etwa 0,5 ($g \cdot cm^{-1} sec^{-1}$), ist also kleiner als der aus meinen Messungen gewonnene. Das wird seinen Grund haben in der geringeren Rauigkeit der Schneefläche.

Die gute Übereinstimmung des thermischen und dynamischen Austausches hat eine praktische Nutzenanwendung. Da die Bestimmung des dynamischen Austausches experimentell bedeutend einfacher ist, wird man diese im allgemeinen vorziehen. Es ist nur die Kenntnis des Windgradienten nötig. Dabei müßte auch für größere Höhen die Abhängigkeit des Austausches von der thermischen Schichtung insbesondere der Stabilität noch untersucht werden.

IV. Modellversuche für makrometeorologische Kaltluftberge

Der Kaltluftfluß wurde an demselben Steilhang, an dem Reiher [31] und auch Nitze [30] ihre Messungen durchgeführt hatten, weiter untersucht (Gefälle 1 : 3). 20 m unterhalb der Hangkante war die Meßstelle, versehen mit drei

elektrischen Thermometern und zwei Anemometern, die an dem Stativ angebracht waren. (Die Thermometer in den Höhen 13, 36 und 63 cm, die Anemometer in den Höhen 18 und 52 cm). 20 m von der Meßstelle entfernt und etwa 10 m seitwärts von der Senkrechten zu den Isohypsen, die durch den Meßpunkt ging, befand sich auf einem kaum befahrenen Feldwege das Zelt.

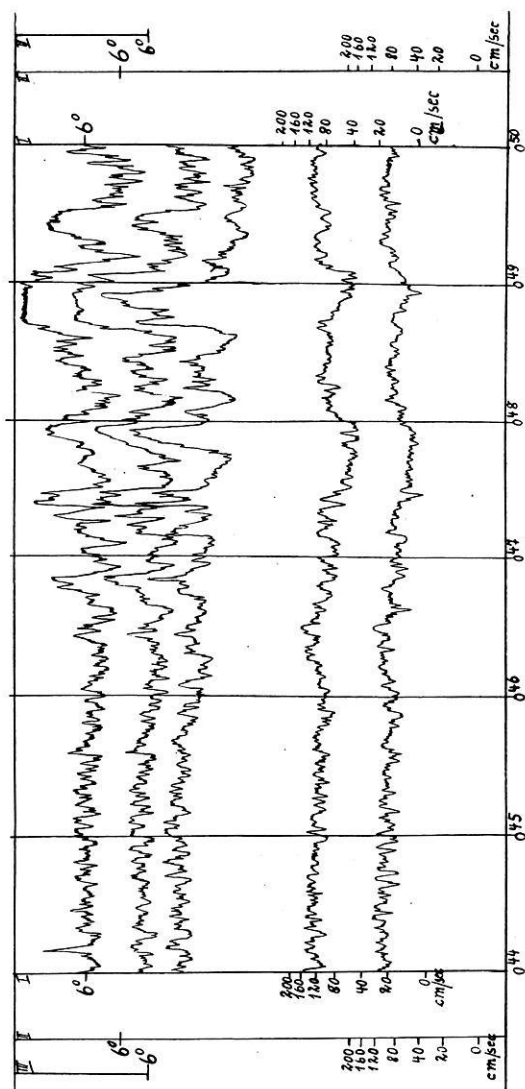


Fig. 7.
 Registrierung des Kaltluftflusses, Einsetzen des Kaltluftflusses bei Windgeschwindigkeit unter 1 m/sec.
 Die drei oberen Kurven sind die Temperaturregistrierung, darunter der Wind

Registriernacht 23. bis 24. 11. 1938. Auf dem Hang lag eine Schneedecke von 4 cm, die an einigen Stellen durchbrochen war. Der Himmel war wolkenlos und ein schwacher Wind wehte aus Ost, also etwa quer zum Hang. Fig. 7 zeigt einen

Ausschnitt aus der Registrierung. Sie soll zum Ausdruck bringen, wie groß die Abhängigkeit des Kaltluftflusses von dem Wind ist. Das pulsatorische Kaltluftfließen setzt erst ein, nachdem der Wind unter 1 m/sec heruntergegangen ist, was auch mit den Beobachtungen von Nitze und Reiher übereinstimmt. Wie Nitze durch ausgewogene Ballone und gleichzeitige Messung der Temperatur mit Quecksilberthermometer feststellte, war dieses Kaltluftfließen mit einem Zirkulationssystem verbunden. Es sind dies die Wirbel, die zwischen der kalten, den Hang herunterfließenden Luft und der darüberlagernden Warmluft entstehen. Sie bilden sich in den Isoplethendarstellungen von Fig. 9 durch die wellige Be-

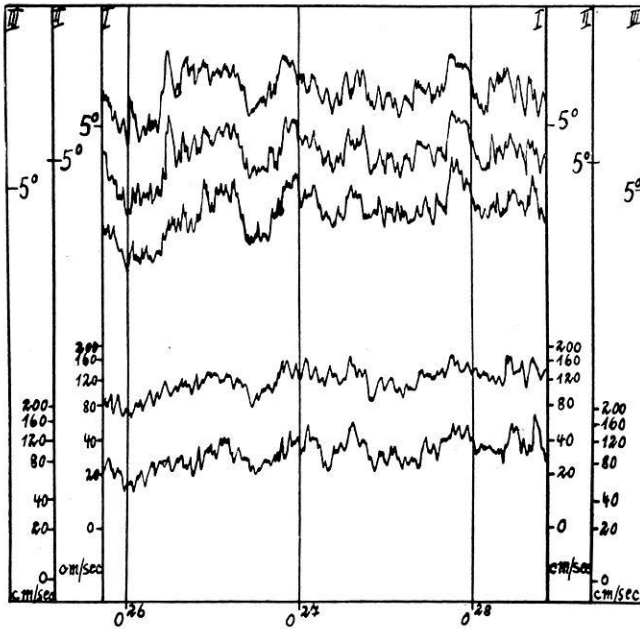


Fig. 8. In Phasenschwingen von Wind und Temperatur

grenzung der Kaltluft ab. Aus den Registrierungen ist eine Periodizität dieses Kaltluftflusses von etwa 12 bis 15 Minuten, wie sie Nitze und Reiher beobachtet haben, nicht zu erkennen. Ein Tropfen nach dem anderen rutscht den Hang herunter, teils gut gesondert, teils ineinanderlaufend. Anscheinend kann man daher nicht nur von einem mechanisch bedingten Instabilwerden der an der Hangkante aufgestauten Kaltluft reden. Es wird dem dynamischen Anstoß ebenso große Bedeutung zukommen. Doch das ist im einzelnen nicht hier zu entscheiden.

Sehr interessant ist eine Tatsache, daß bei Windgeschwindigkeiten über 1 m/sec Temperatur und Wind im gleichen Sinne, also in Phase schwingen, d. h. Abnahme der Temperatur geht einher mit Abnahme der Windgeschwindigkeit.

Fig. 8. Bei Windgeschwindigkeit unter 1 m/sec haben wir dann umgekehrt bei Temperaturabnahme eine Windzunahme. Fig. 7. Der Wind hat im letzten Falle

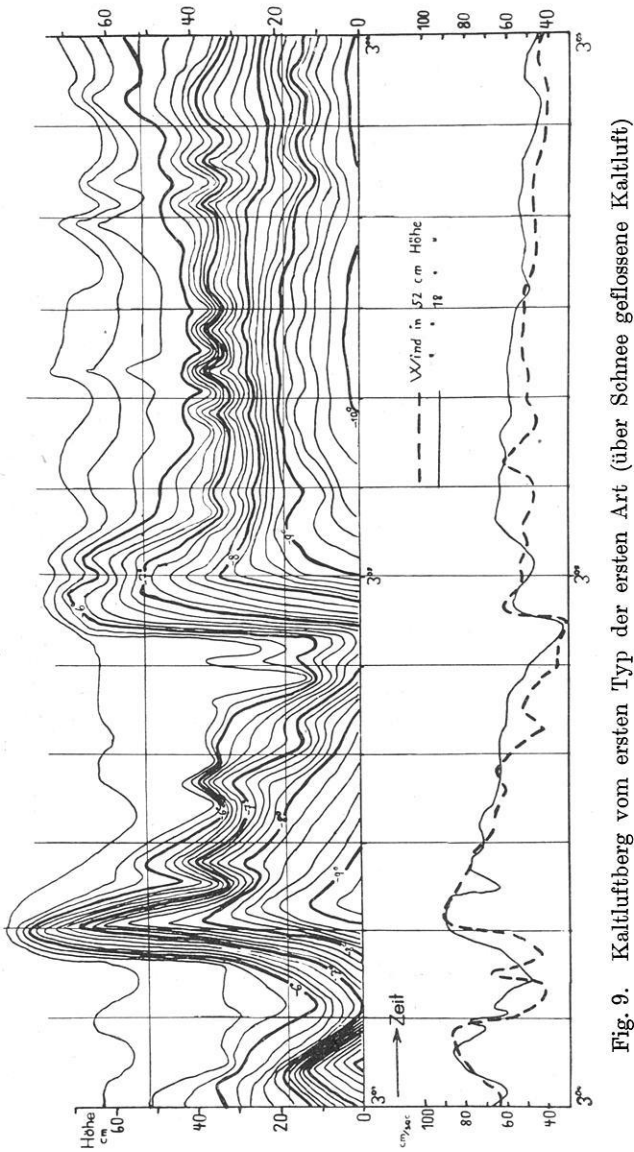


Fig. 9. Kaltluftberg vom ersten Typ der ersten Art (über Schnee geflossene Kaltluft)

nicht mehr die Kraft, den Kaltlufttropfen durchzuwirbeln und läßt gleichzeitig die Kaltluft sich an der Hangkante mehr ansammeln. Die Deutung dieser Tatsachen ist die: Im ersten Falle kann der Oberwind, sobald eine größere Kaltluft-

menge den Hang herunterfließt, nicht bis zum Boden durchdringen. Die Kaltluft bildet die neue Oberfläche. Mit dem Sinken der Temperatur muß auch die Wind-

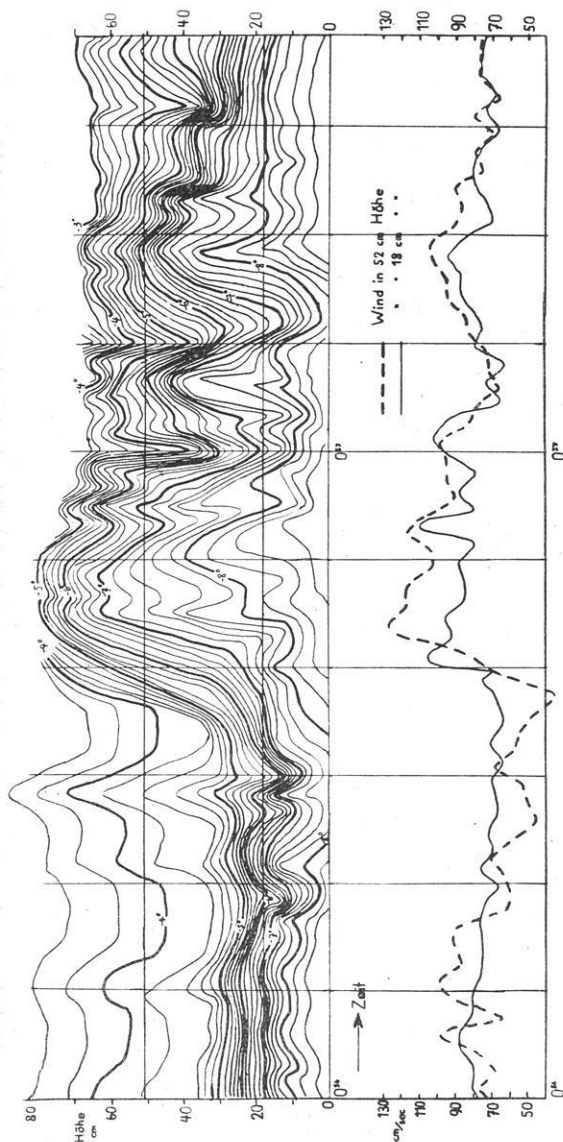


Fig. 10. Kaltluftberg vom zweiten Typ der ersten Art (über Schnee geflossene Kaltluft)

geschwindigkeit abnehmen. Im zweiten Falle ist der Oberwind fast gänzlich abgeflaut, < 80 cm/sec. Fließt nun Kaltluft den Hang hinab, so wird die höhere Windgeschwindigkeit durch die fließende Kaltluft selbst erzeugt.

Einzelheiten der Kaltlufttropfen. In Fig. 9, 10, 11 sind vier Kaltluftkörper in Thermoisoplethen gezeichnet worden. Fig. 11 ist der Arbeit von Reiher [31] entnommen. Die Wetterlage bei dem Kaltlufttropfen von Reiher war ähnlich der vom 23. bis 24. II. 1938. Ein Unterschied besteht nur in der Unterlage. Bei Reiher fehlte die dünne Schneedecke. Dieser Umstand aber bewirkte schon einen grundlegenden Unterschied in der Form des Kaltluftberges. Nach den vorliegenden Messungen müssen wir demnach zwei Arten unterscheiden, einmal über einfaches Weideland und das andere Mal über Schnee geflossene Kaltluftberge. Bevor ich näher auf die Unterschiede eingehe, sei eine kurze Beschreibung der Kaltlufttropfen gegeben.

Aus den Registrierungen sind einige der typischen und markantesten Tropfen ausgesucht. Im allgemeinen sind die Berge nicht so eindeutig ausgebildet, sondern

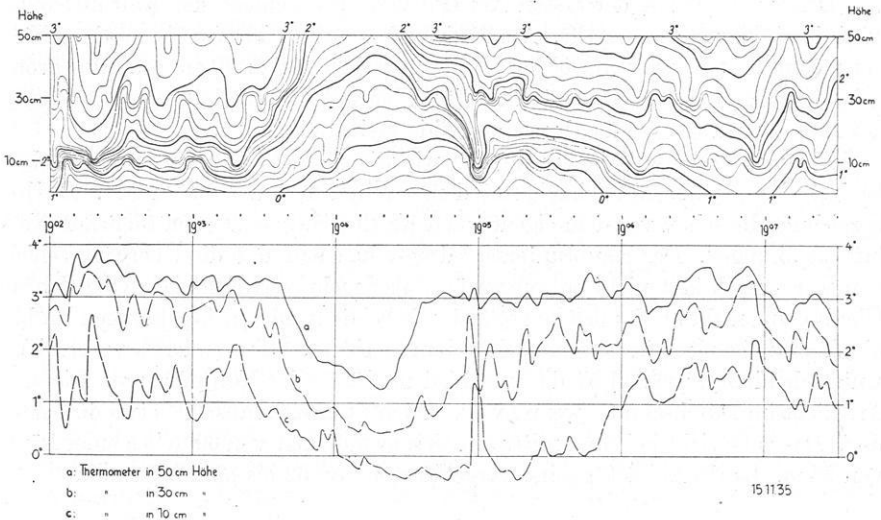


Fig. 11. Kaltluftberg von der zweiten Art (über Weideland geflossene Kaltluft). Entnommen der Arbeit von Reiher

durch äußere Einflüsse (Wind) gestört. Man kann nun jede Art wieder in Typen zerlegen, und zwar möchte ich zwei Haupttypen unterscheiden, im Gegensatz zu Reiher, der eine Einteilung nach drei Typen vornimmt. Es gibt natürlich dazwischen alle nur möglichen Übergänge. Fig. 9 zeigt den ersten Typ der ersten Art. Vor dem eigentlichen Berg befindet sich bis fast auf den Boden reichend Warmluft ($3^h 4^{min} 12^{sec}$ und $3^h 4^{min} 53^{sec}$). Dann bricht bis etwa 70 cm Höhe die Kaltluft ein. Die Neigung der Frontfläche ist etwa 20° . Auffallend ist die große Drängung der Isothermen in der Grenzschicht zwischen warm und kalt, die besonders in der Front des ersten Berges der sogenannten passiven Aufgleitfläche zutage tritt (Fig. 9). Als Begrenzung für den Kaltluftberg möchte ich in diesem Falle die 7° -Isotherme annehmen. Der Übergang von warm nach kalt erfolgt also

in 2 bis 3 Sekunden, d. h. die Übergangsschicht ist bei einer mittleren Windgeschwindigkeit von 50 cm/sec etwa 100 bis 150 cm dick. Der Abfall des Berges geht langsam vor sich. Im ersten Berg ist die Neigung 1 : 30. Im folgenden Berg reißt die Kaltluft nicht ab, sondern fließt am Boden bis etwa 30 cm weiter. Recht gut kommt in den Figuren zum Ausdruck, wie sich an der Grenzschicht zwischen warm und kalt Wellen ausbilden, die im Zusammenhang stehen mit den von Nitze gemessenen Hangwirbeln. Man kann aus der Isoplethendarstellung sogar etwas über die Größenordnung der Wirbel aussagen. An der Ausbildung einer Welle (von Maximum zu Maximum) müssen zwei Wirbel beteiligt sein. Die Wellenlänge beträgt in Fig. 9 etwa 4 Sekunden, das macht bei einer Windgeschwindigkeit von 60 cm/sec 240 cm. Der Durchmesser eines Wirbels würde somit rund 120 cm betragen.

Der zweite Typus der ersten Art (Fließen über Schnee) der Kaltlufttropfen wird durch Fig. 10 dargestellt. Am Boden fließt noch Kaltluft bis zu einer Höhe von 20 cm und schwillt um $0^h 56^{\text{min}} 40^{\text{sec}}$ plötzlich bis zu 70 cm an. Die Frontneigung ist geringer als im ersten Typ und beträgt nur rund 10° . Die Rückseite des Berges wird gestört durch nachfolgende kleinere Tropfen.

Dazu im Gegensatz die zweite Art, wie wir einen Vertreter in Fig. 11 sehen. Er hat eine gewisse Ähnlichkeit mit dem zweiten Typ der ersten Art. Reiher bezeichnet die schon vor dem eigentlichen Kaltluftberg am Boden fließende Kaltluft als „Zunge“. Der Hauptunterschied besteht darin, daß die Übergangsschicht von warm nach kalt nicht so ausgeprägt, also mehr verwischt ist. Obgleich die Überhöhung mehr als doppelt so groß ist, wie bei den anderen Abbildungen, ist hier die Frontneigung rein anschaulich schon geringer. Ein anderes wesentliches Unterscheidungsmerkmal ist die verschiedene Länge der Kaltluftberge. Die erste Art fließt im Durchschnitt (wenn man von den Störungen absieht) etwa 40 Sekunden. Das entspricht bei einer mittleren Geschwindigkeit von 60 m/sec einer Länge von 24 m. Reiher gibt für seine Berge Längen von 62 bis über 300 m an.

Windsystem, das sich beim Kaltluftfluß am Hang ausbildet. Unterhalb der Isoplethendarstellung sind die Windgeschwindigkeiten von 18 und 52 cm Höhe aufgetragen. Leider fehlen bei den Reiherischen Bergen die Windgeschwindigkeiten, da die Windmessungen nicht hinreichend genau waren. Es ist auffällig, wie mit dem Kaltlufteinbruch die Windgeschwindigkeit zunimmt. In der Regel ist die Zunahme beim oberen Anemometer größer. Vor dem Einbruch ist der Wind unten stärker, da am Boden die Kaltluft wohl nie ganz weggeräumt wird, sondern stetig fließt. Deutlich wird das besonders im zweiten Typ, wo vor dem eigentlichen Kaltlufteinbruch unten bis zu 20 cm Höhe schon Kaltluft fließt. Daher ist hier kurz vor dem Einbruch die Windgeschwindigkeit in 18 cm Höhe 20 bis 30 cm/sec größer als in 52 cm. Die größte Geschwindigkeit wird sowohl in 18 wie in 52 cm Höhe gleich nach dem Einbruch erreicht. Die Geschwindigkeitszunahme erfolgt in der Grenzschicht. Nach dem ersten Maximum tritt in beiden Höhen, während sich die Anemometer noch im Kern der Kaltluft befinden, ein

Minimum auf, das besonders deutlich im unteren Anemometer zum Ausdruck kommt.

Da die Wetterlage in beiden Fällen gleich war, können die Unterschiede der beiden Arten nur durch die verschiedene Unterlage verursacht worden sein. Einmal ist die Abkühlung einer Schneefläche größer als die des unbedeckten Bodens, zum anderen hat sie eine geringere Rauigkeit. Das erste bedingt, daß sich an der Hangkante dieselbe Menge Kaltluft schneller als sonst angesammelt hat, und daher öfters ein Tropfen aus dem Reservoir herausfließt. Zweitens wird durch die geringere Rauigkeit des Bodens die Kaltluft nicht so sehr gebremst und schiebt sich stärker in den vorderen Teil des Kaltluftberges hinein, wie das deutlich aus den Abbildungen ersichtlich ist. Verständlich wird damit auch die geringere Ausdehnung dieser Berge.

Im Laboratorium gewonnene Modellversuche. Modellversuche für einen makrometeorologischen Kaltlufteinbruch sind im Laboratorium einmal von Schmidt [32] (der bekannte Böenversuch), zum anderen im Kaiser Wilhelm-Institut in Göttingen von Vishnu Madhav Ghatage [33] gemacht worden. Sie wurden mit Flüssigkeiten verschiedener Dichte durchgeführt. Die Untersuchungen von Schmidt zeigen, daß sich bei der Ausbreitung einer schweren Flüssigkeit unter einer leichteren über waagerechtem Boden am vorderen Ende der Kaltluft eine Art Kopf ausbildet. Diesen sogenannten Böenkopf erklärt Schmidt damit, daß die Geschwindigkeit der Kaltluftteilchen durch die vor der Kaltluft ruhende Warmluft gebremst wird, und diese somit angestaut werden. Auch Madhav Ghatage bekommt dasselbe Bild, obgleich seine Anfangsbedingungen etwas anders sind.

Bei Schmidt ruhten zunächst kalte und warme Flüssigkeiten durch eine Wand getrennt nebeneinander. Durch Anheben eines kleinen Schiebers wurde unten die Trennungswand beseitigt, und die kalte Flüssigkeit begann sich unter der warmen auszubreiten. Ghatage wählte die Versuchsanordnung so, daß in einer Vertiefung des Bottichs unter der warmen die schwerere Flüssigkeit ruhte. Durch das Herunterdrücken eines Tauchkörpers in die schwerere Flüssigkeit wurde diese nach oben verdrängt und begann sich auf dem ebenen Boden auszubreiten. Bei einer anderen Versuchsanordnung Ghatages, bei der die kältere Flüssigkeit auf einer schiefen Ebene herunterfließt (also ähnlich unserem Fluß in Strahlungsnächten am Hang), bildet sich auch dieser Böenkopf aus, nur etwas schneller, da die Geschwindigkeiten etwas größer sind. Die rechnerische Fallgeschwindigkeit einer Flüssigkeit von der Temperatur T in einer anderen von einer

Temperatur T_1 ist:
$$v = \sqrt{2gh \frac{T - T_1}{T_1}}$$
. Ghatage findet, daß sich die Front

nach kurzer Zeit, d. h. wenn ihr oberer Teil sich in entgegengesetzter Richtung zu bewegen beginnt, nur mit der Hälfte der rechnerischen Geschwindigkeit bewegt. Bei Verfolgung eines einzelnen Flüssigkeitsteilchens stellte er fest: „Solange ein Teilchen in der nachströmenden Salzlösung hinter der Front bleibt, ist seine Geschwindigkeit größer als die Geschwindigkeit der Front. Sie nimmt ab, wenn

das Teilchen sich der Front nähert und wird schließlich gleich der Frontgeschwindigkeit, wenn es in diese eintritt.“ Ghatage hat dann theoretisch den Strömungsvorgang im vorderen Ende der schweren Flüssigkeit untersucht und ein Stromlinienbild der Front berechnet.

Wie weit stimmt der in der Natur gewonnene Kaltluftfluß mit den Modellversuchen Ghatages überein?

Rein visuell ist schon eine Ähnlichkeit festzustellen. Man würde dann den ersten Teil, in dem der Kaltluftberg seine größte Höhe erreicht, als Böenkopf bezeichnen. Für den am besten ausgebildeten Berg, Fig. 9 ($3^h 4^{min} 12^{sec}$ bis $3^h 4^{min} 52^{sec}$) wäre dies denkbar. Der Kopf hat eine Längsausdehnung von etwa, 250 cm (das ist etwa $\frac{1}{10}$ der ganzen Länge) und eine Höhe von 60 cm (Verhältnis 4 : 1). Dieses würde rein äußerlich auch gut zu den Abmessungen des Modellversuches Ghatages passen. Weniger gut ist dies Verhalten beim zweiten Typ erfüllt, bei dem das Verhältnis von Länge zu Höhe des Kopfes etwa 12 : 1 ist. Zieht man zum Vergleich die Windgeschwindigkeiten hinzu, so ist im Gegensatz zu Ghatages Versuchsergebnissen eine eindeutige Zunahme der Windgeschwindigkeit mit der Entfernung der Luftmassen von der Front nicht zu beobachten. Nur im zweiten Berg der Fig. 9 nimmt die Geschwindigkeit nach rückwärts etwas zu und ist zwischen $3^h 05^{min} 4^{sec}$ und $5^h 05^{min} 30^{sec}$ größer als die Geschwindigkeit der Front. Der Kopf würde in diesem Falle noch etwas anwachsen können, da neue kalte Luftmassen innerhalb des Kaltluftkörpers nach vorn geschoben werden. Der zweite Tropfen hat noch nicht das Stadium des ersten derselben Fig. 9 erreicht. Im allgemeinen haben wir es hier sicherlich mit einem viel späteren Stadium der fließenden Kaltluft zu tun, als sie uns in obigen Modellversuchen Ghatages gezeigt werden, so daß ein Vergleich streng genommen nicht möglich ist. Ein anderer wesentlicher Unterschied besteht darin, daß die Kaltluftmasse, wie auch die davor befindliche Warmluft, in sich noch geschichtet ist. Wie wir aus den Figuren ersehen, ist der Temperaturgradient in der Kaltluft größer als in der Warmluft. Die Temperaturdifferenz ist daher mit der Höhe veränderlich. Damit ist eine Änderung der Geschwindigkeit mit der Höhe verbunden. Eine kleine Rechnung möge diese Tatsache erläutern.

Wir nehmen an, die Kaltluft und auch die Warmluft bestehen aus einzelnen dünnen Schichten, die übereinander wegleiten. Diese Annahme hat eine gewisse Berechtigung, da die Schichtung ziemlich stabil ist, was sich auch in den geringen Schwankungen der Windgeschwindigkeit kundtut. Der Einfachheit halber sei die Schichtung in der Warm- und in der Kaltluft als linear anzusehen. Der Temperaturgradient ist dann eine Konstante. Wir können jetzt die Temperatur der einzelnen Schichten für beide Luftmassen als Funktion der Höhe durch folgende Gleichungen ausdrücken:

$$T_w(z) = T'_0 + \gamma_1 z; \quad T_k(z) = T''_0 + \gamma_2 z,$$

T'_0 ist die Temperatur der Warmluft am Boden, T''_0 ist die Temperatur der Kaltluft am Boden.

Führen wir diese Gleichungen in die Formel für die Fallgeschwindigkeit ein, so erhalten wir:

$$v(z) = \sqrt{2gh \frac{(T''_0 + \gamma_2 z) - (T'_0 + \gamma_1 z)}{(T'_0 + \gamma_1 z)}}$$

Um frei zu werden von der Fallhöhe, bilden wir das Verhältnis zweier Geschwindigkeiten der Höhe z_1 und z_2 .

$$\frac{v_{z_1}}{v_{z_2}} = \sqrt{\frac{\frac{(T''_0 + \gamma_2 z_1) - (T'_0 + \gamma_1 z_1)}{(T'_0 + \gamma_1 z_1)}}{\frac{(T''_0 + \gamma_2 z_2) - (T'_0 + \gamma_1 z_2)}{(T'_0 + \gamma_1 z_2)}}}$$

Wir können in unserer Formel $T'_0 + \gamma_1 z_1 = T'_0 + \gamma_1 z_2$ setzen, dabei machen wir nur einen Fehler, der kleiner als 1% ist, und kommen so zu der vereinfachten Formel

$$\frac{v_{z_1}}{v_{z_2}} = \sqrt{\frac{(T''_0 + \gamma_2 z_1) - (T'_0 + \gamma_1 z_1)}{(T''_0 + \gamma_2 z_2) - (T'_0 + \gamma_1 z_2)}}$$

Rechts stehen nur Temperaturdifferenzen in zwei verschiedenen Höhen und links dazu das Verhältnis der Geschwindigkeiten in diesen Höhen. Die Temperaturdifferenzen sind aus den Isolethendarstellungen zu entnehmen und geben uns das Verhältnis der Windgeschwindigkeiten. Zum anderen können wir aus unseren Windregistrierungen dasselbe Verhältnis bilden und mit dem aus den Temperaturregistrierungen vergleichen. Tabelle 2 gibt eine Gegenüberstellung der Werte. $z_1 = 18$ cm, $z_2 = 52$ cm.

Tabelle 2

Kaltluftberg	$\frac{v_{z_1}}{v_{z_2}}$ aus Windregi- strierungen	$\frac{v_{z_1}}{v_{z_2}}$ aus Temperatur- registrierung	Abweichungen d. Verhältnisse in %	Fallhöhen errechnet aus v (ohne Berücksichtigung d. Reibung)	
				in 18 cm Höhe	in 52 cm Höhe
Fig. 9	0.83	1.00	21	5.00 m	6.30 m
Fig. 8, 1. Berg	1.00	1.36	36	4.40 m	5.00 m
Fig. 8, 2. Berg	0.94	1.23	29	2.75	3.40
Mittel:			29	4.05	4.90

Das aus Windregistrierungen gewonnene Verhältnis ist in allen Fällen kleiner als aus den Temperaturregistrierungen (im Mittel betragen die Abweichungen rund 30%), d. h. also, daß die wirkliche Geschwindigkeit in 18 cm Höhe kleiner ist, als sie nach der Temperaturregistrierung sein müßte. Das Ergebnis ist durchaus verständlich, da in 18 cm Höhe der Einfluß der Reibung größer ist als in 52 cm Höhe. Zu demselben Resultat kommen wir durch eine andere kleine Rechnung.

Nach der Formel $v = \sqrt{2gh \left(\frac{T'' - T'}{T'} \right)}$ läßt sich die Höhe berechnen, aus der die Kaltluft gekommen ist. Die Reibung wird dabei zunächst nicht berücksichtigt.

Die Fallhöhen sind aus den Windgeschwindigkeiten und den Temperaturdifferenzen in 18 und 52 cm Höhe für die verschiedenen Berge berechnet worden (siehe Tabelle 2). Es ergibt sich im Mittel für die drei Berge aus den Werten für 18 cm Höhe eine Fallhöhe von 4.05 m und für 52 cm Höhe von 4.9 m.

Wie wir schon oben gesehen haben, hat Ghatage aus seinen Messungen gefunden, daß die Frontgeschwindigkeit nur die Hälfte der errechneten Fallgeschwindigkeit betrug. Berücksichtigen wir das, so erhalten wir Fallhöhen von rund 16 bzw. 20 m. Die Luftmassen in 18 cm Höhe werden wegen ihrer größeren Bodennähe stärker gebremst, so daß sie 25% ihrer potentiellen Energie mehr verlieren als die darüberliegenden Luftmassen in 52 cm Höhe.

Die Hangkante war 20 m über der Meßstelle. Diese Rechnung steht daher in Übereinstimmung mit den von Nitze festgestellten Tatsachen, daß sich die Luftmassen oberhalb der Hangkante ansammeln und nicht am Hang selbst gebildet werden.

Vergleich mit makrometeorologischen Kaltluftbergen. Die Übertragung der Meßergebnisse des Modellversuches auf die makrometeorologischen Kaltlufteinbrüche setzt außer geometrischer Ähnlichkeit mechanische Ähnlichkeit der Strömungsvorgänge voraus, d. h. das Verhältnis der wirkenden Kräfte muß an allen ähnlichen Punkten gleich sein. Betrachten wir zunächst das Verhältnis der Trägheits- und Reibungskraft, die Reynoldsche Zahl ($Re = \frac{va}{\nu}$, v Geschwindigkeit, a eine charakteristische Länge, ν kinematische Zähigkeit = μ/ρ). Um zu gleichen Reynoldsen Zahlen zu kommen, muß bei Verkleinerung der Längenabmessung die Geschwindigkeit entsprechend vergrößert werden. Da der Kälteeinbruch wohl in der Hauptsache durch Trägheitskräfte und Schwerkraft zustande kommt, müssen wir für unsere Modellversuche die durch das Zusammenwirken dieser beiden Kräfte entstehende Modellregel, die Froudsche Zahl, berücksichtigen. Es muß folgende Bedingung für unsere Modellberge erfüllt sein

$$\frac{u^2}{h} = \frac{U^2}{H},$$

u , U Geschwindigkeiten im Modell bzw. im großen Kaltlufteinbruch, h , H charakteristische Längen im Modell bzw. im großen Kaltlufteinbruch. D. h. Verkleinerung der Längenabmessung fordert auch eine Verkleinerung der Geschwindigkeit.

W. Schmidt [32] fand aus seinen Modellversuchen zwischen der Höhe des Böenkopfes h und der Geschwindigkeit u , mit der sich die Front bewegte, folgende Beziehung:

$$u = K \cdot \sqrt{h},$$

wo h die Höhe des Kaltluftberges in Metern und K eine Funktion der Temperaturdifferenz des Kaltluftberges gegenüber seiner Umgebung ist.

Diese Formel ist von L. Weickmann mit den Beobachtungen verglichen worden und hat eine befriedigende Übereinstimmung gegeben. Dagegen hat

Raethjen [34] bei der Untersuchung über die Anwendung der Modellregel auf meteorologische Aufgaben darauf hingewiesen, daß diese gute Übereinstimmung den Eindruck erwecken müsse, als sei die kinetische Energie der Stürme schon aus der potentiellen Energie der nebeneinanderliegenden Luftmassen zu erklären. Es zeigt sich, daß im Gegensatz zu den Versuchsergebnissen von Schmidt und Ghatage die kinetische Energie in der Böenfront konzentriert ist. E. G. Calwagen und Refsdal [40] haben die Bedeutung der Feuchtlabilität für die Lieferung der Strömungsenergie wieder ausgesprochen. Danach ist die Hauptenergiequelle der Kaltfront in der freien Atmosphäre die vertikale Instabilität, während im Schmidtschen Modellversuch die gesamte kinetische Energie der Front aus der potentiellen Energie der nebeneinander ruhenden Wassermassen von verschiedener Dichte stammt. In unserem Modellversuch der hangabwärts fließenden Kaltluft stammt gleichfalls die gesamte kinetische Energie der Front aus der potentiellen Energie der auf dem Hangplateau angesammelten Kaltluft. Damit ist eine Ähnlichkeit hinsichtlich der Energie, die die Bewegung einleitet und unterhält, zwischen dem Modellversuch und den Vorgängen in der freien Atmosphäre nicht ohne weiteres gegeben.

Wenn man dennoch eine Ähnlichkeit erzwingen will, so muß man die potentielle Energie, die die Salzlösung in dem Ausflußgefäß, oder die die Kaltluftmassen auf dem Plateau haben, gleich der Energie setzen, die der Kaltfront der freien Atmosphäre außer ihrer potentiellen Energie noch durch die Feuchtlabilität zugeführt wird. Zu berücksichtigen ist auch die Neubildung von Kaltluft unter der Böenwolke*).

Aus der Feuchtlabilität und der unter der Wolke neu erzeugten Kaltluft erfährt in der freien Atmosphäre die nachdrängende Kaltluft eine dauernde Energiezufuhr. Die den Hang herunterfließende Kaltluft muß dagegen diese Energiezufuhr allein aus ihrer potentiellen Energie bestreiten. Um eine Gleichsetzung dieser Energiezufuhren durchführen zu können, müssen wir die Intensität der Labilitätsenergie und Bildung der Kaltluft proportional der Hangneigung setzen. D. h. auf ebener Fläche reicht die zur Verfügung stehende potentielle Energie nicht mehr aus, um außerdem noch die der Feuchtlabilität entsprechenden Energiebeträge zu liefern. Das wird dann dem Typ des Kaltlufteinbruchs, wie er uns in den Kaltluftvorstößen aus dem winterlichen Hoch Osteuropas bekannt ist, die auch dieser Energiequelle der Feuchtlabilität entbehren, entsprechen. K. Schneider [39] hat uns einen ähnlichen Kaltlufteinbruch, der ohne Böenbildung vor sich geht, in den Beiträgen zur Physik der freien Atmosphäre geschildert. Auffällig ist die geringe Windgeschwindigkeit und die flache Neigung der Frontfläche. Die Kaltluft wird bald zum Stillstand kommen, und es wird sich Gleichgewicht einstellen. Kann sie aber kurz vorher eine „Hangkante“ überschreiten, so wird von neuem Energie zugeführt. Für die freie Atmosphäre bedeutet das, daß die fast zum Stillstand gekommene Front durch feuchtlabile Energie-

*) G. A. Suckstorff, Meteorol. Zeitschr. 1938.

zufuhr wieder in Bewegung gesetzt wird. Die Analogie führt zu dem Schluß, daß die Geschwindigkeit der Modellkaltluft fast nur abhängt von der innegehabten potentiellen Energie, während für den Fall der freien Atmosphäre die Geschwindigkeit zum größten Teil durch die Zufuhr der feuchtlabilen Energie bedingt ist.

Diese auffallende Analogie muß im einzelnen genau untersucht werden. Doch mögen die oben angestellten Betrachtungen vorerst genügen, um trotz der großen Bedenken den Modellversuch auch energetisch als durchaus ähnlich anzusehen. Die Froudsche Modellregel mag daher auf unsere Modellversuche angewandt werden. Bei einer Höhe unseres Modellkaltluftberges von 80 cm, der Geschwindigkeit von 90 cm/sec und der Annahme, die Geschwindigkeit in der Böe des Schauers sei 20 m/sec, ergibt das eine Höhe des Kaltluftberges, der sich unter einem Schauer gebildet hat, mit derselben Temperaturdifferenz wie in unserem Modell von 400 m. Ob das zutrifft, müssen erst Beobachtungen zeigen.

Das Stromlinienbild, was Ghatage aus seinen Modellversuchen berechnet hat, das auch Koschmieder [36] aus seinen Untersuchungen des Danziger Seewindes findet, wird dem in einer Kaltluftfront ähnlich sein.

Jetzt soll noch die geometrische Ähnlichkeit der Kaltluft des Modells und der freien Atmosphäre besprochen werden. Bei unseren Modellen schwankt das Verhältnis von Höhe zur Länge zwischen 1/40 und 1/100. Das stimmt größenordnungsmäßig mit dem von Bjerknæs [38] aus den Sondierungen einer Zyklone gewonnenen Ergebnis überein (Verhältnis ist hier 1/200). Vergleichen wir jedoch die Neigungen der Frontflächen, so ergibt das eine weniger gute Übereinstimmung. Die Neigung der Front des makrometeorologischen Kaltlufteinbruchs nach Bjerknæs ist 1°, während sie bei den Modellen schwankt zwischen 10 und 20°. Dabei ist zu beachten, daß die Neigung im vordersten Teil der Front auch bei Bjerknæs steiler ist. Nach einer noch unveröffentlichten Arbeit von Suckstorff ist die Neigung des allerersten Frontstückes (sie wurde bestimmt aus dem mit dem Feindruckschreiber nach Suckstorff gewonnenen Druckanstieg) bis 1/2 km Höhe auch zwischen 10 und 20°.

Nach diesem Vergleich möchte ich noch einige interessante Tatsachen bringen, die in der Thermoisoplethendarstellung der Fig. 2, 3, 4 enthalten sind, da sie im gewissen Zusammenhang stehen mit dem Kaltluftfluß am Hang. Bei der Besprechung der θ -Werte habe ich schon darauf aufmerksam gemacht, daß wir eine Zweiteilung der Schichtung vor uns haben, unten das labile und darüber das stabile Gebiet, was auch in der Windregistrierung zum Ausdruck kommt. Die kälteste Luft befindet sich nicht, wie man annehmen sollte, am Boden, sondern in 30 bis 50 cm Höhe. Durch gleichzeitig angestellte Temperaturmessungen mit Quecksilberthermometer konnte festgestellt werden, daß der Boden bis 1/2° höhere Temperatur als die Luft in 1 m Höhe hatte.

Nun eine Erklärung dieser Tatsachen. Am Hang des Warteberges ist der Boden stärker abgekühlt als der Acker davor. (Der größere Teil des Hanges war mit Gras bedeckt, der andere Teil wurde von Schrebergärten ausgefüllt.) Die dort befindlichen Luftmassen waren also kälter als auf dem Acker. Die Winddrehung

von Südost auf Ost in bodennaher Schicht zeigt uns, daß der Kaltluftfluß sich bis zur Meßstelle durchsetzte. Die am Hang erkalteten Luftmassen gelangen auf den noch wärmeren Acker, werden von unten angeheizt und damit labilisiert. Die Fig. 2, 3, 4 zeigen deutlich, daß die fließende Kaltluft in einzelne Tropfen unterteilt ist. Diese schlierenartigen Gebilde sind demnach den Hang heruntergeflossene Kaltluftberge. Es scheint so, als ob hier die Natur im kleinen das Schicksal eines südwärts wandernden Kaltluftberges liefert, wie es von H. Externbrink [42] geschildert wird. Externbrink untersucht auf synoptischem Wege einige Kaltluftkörper, die aus Nordamerika über den Golf von Mexiko nach Süden wandern. Dabei findet er, daß am Boden die Kaltluftfront sehr bald verschwindet. Dagegen ist sie in der Höhe bis in die Tropen wetterwirksam. Die unteren Kaltluftmassen werden durch die stets wärmer werdende Unterlage labilisiert und bringen ausgedehnte Regenfälle. Oberhalb der Kaltluft ist, was er aus Wolkenbeobachtungen schließen kann, eine Sperrschicht, d. h. also stabile Schichtung. Qualitativ stimmt das sehr schön mit dem, was meine Isoplethendarstellungen zeigen, überein. Der Kaltluftfluß mag daher in dieser Hinsicht weiter untersucht werden.

Zusammenfassung

Die mikroklimatische Station des Geophysikalischen Instituts wurde benutzt, um einige Gesetze aus der Strömungslehre, die theoretisch abgeleitet und zum Teil im Laboratorium bestätigt gefunden worden waren, in der bodennahen Luftschicht nachzuprüfen. Es wurde die kritische Richardsonsche Zahl bestimmt, die sich aus den vorliegenden Messungen größer ergab als die Theorie und auch die Laboratoriumsversuche ergeben haben. Zurückgeführt wird diese Tatsache auf die größere Rauigkeit in Bodennähe, die ein anderes Geschwindigkeitsprofil bei Stabilität ergibt, als die Theorie fordert.

Dann konnte auf zweifache Weise der Austausch bei einer stabilen Schichtung berechnet werden, einmal dynamisch, das andere Mal thermisch. Beide Werte stimmten verhältnismäßig gut überein. Es zeigte sich, daß bei einer Windgeschwindigkeit von etwa 3 m/sec aufwärts auch starke Stabilität den Austausch sehr wenig beeinflusst. Das ist auch ein Beweis dafür, daß der Umschlag von laminar nach turbulent bei größeren Stabilitäten, also größeren Richardsonschen Zahlen, erfolgen muß. Infolge der Übereinstimmung der beiden Austauschwerte ist künftig die unbequeme Austauschbestimmung in bodennaher Luftschicht aus den Temperaturregistrierungen entbehrlich.

Im zweiten Teil wurde der Kaltluftfluß am Hang in Strahlungs Nächten näher untersucht. Die einzelnen Kaltlufttropfen zeigten in der Form deutlich Einfluß der Bodenrauigkeit, so daß eine Trennung in zwei Arten vorgenommen werden mußte, einmal über Schnee geflossene und das andere Mal über Grasland geflossene Kaltluft. Die Abnahme der Bodenreibung mit der Höhe konnte an den einzelnen Beispielen sehr schön verfolgt werden. Ein Vergleich dieser Tropfen mit den Modellversuchen von Schmidt und Ghatage für Kaltlufteinbrüche zeigte eine

einigermaßen gute Übereinstimmung. Es wurde daher der Versuch gemacht, auf Grund der Froudschen Modellregel eine Ähnlichkeitsbetrachtung mit den makrometeorologischen Kaltlufteinbrüchen durchzuführen. Dabei ist die energetische Ähnlichkeit nur herzustellen, wenn man die durch Feuchtlabilität den großen Kaltlufteinbrüchen zugeführte Energie analog setzt der Energie der Lage des Kaltlufttropfens. Die geometrische Ähnlichkeit ist nach dem heutigen Stande der Kenntnis über den Kaltlufteinbruch ganz befriedigend.

Herrn Prof. Angenheister möchte ich für die Anregung zu dieser Arbeit und sein stetes förderndes Interesse, Herrn Dr. Suckstorff für die ständige Hilfsbereitschaft und wertvollen Hinweise herzlich danken. Außerdem schulde ich den Angehörigen des Geophysikalischen Instituts, die mir beim Aufbau der mikroklimatischen Station behilflich waren, besonderen Dank.

Literatur

- [1] L. Prandtl: Abriß der Strömungslehre. 1935.
- [2] W. Paeschke: Experimentelle Untersuchungen zum Rauigkeits- und Stabilitätsproblem in der bodennahen Luftschicht. Dissertation, Göttingen 1937.
- [3] H. Thorade: Aus der Strömungsforschung. Ann. d. Hydrogr. 1938, S. 13.
- [4] L. Prandtl u. H. Reichardt: Einfluß von Wärmestrahlung auf die Eigenschaften einer turbulenten Strömung. Deutsch. Forschg., Heft 21, Berlin 1934.
- [5] L. Prandtl: Meteorologische Anwendung der Strömungslehre. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosph. (Bjerknes-Festschrift) 1932, S. 188.
- [6] L. Prandtl u. W. Tollmien: Die Windverteilung über dem Erdboden, berechnet aus den Gesetzen der Rohrströmung. Zeitschr. f. Geophys. 1924, S. 47.
- [7] H. U. Sverdrup: Austausch und Stabilität in der untersten Luftschicht. Met. Zeitschr. 1936, S. 10.
- [8] L. F. Richardson: The Supply of Energy from and to Atmospheric Eddies. Proc. Roy. Soc. London (A) 97, 354 (1920).
- [9] G. J. Taylor: Turbulence. Journ. of the Meteorological Society 53, 201 (1927).
- [10] G. J. Taylor: Effect of Variation in Density on the Stability of Superposed Streams of Fluid. Proc. Roy. Soc. London (A) 1931, S. 499.
- [11] S. Goldstein: On the Stability of Superposed Streams of Fluids of Different Densities. Proc. Roy. Soc. London (A) 1931, S. 524.
- [12] W. Schmidt: Der Massenaustausch in freier Luft und verwandte Erscheinungen. Hamburg 1927.
- [13] F. Steinhauser: Temperaturschichtung und Windstruktur in Bodennähe. Met. Zeitschr. 1935, S. 439.
- [14] E. Kleinschmidt: Handbuch der meteorologischen Instrumente. Berlin 1935, S. 390.
- [15] R. Geiger: Das Klima der bodennahen Luftschicht. 1927.
- [16] H. Schlichting: Turbulenz bei Wärmeschichtung. Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech. 1935, S. 313.
- [17] H. Ertel: Eine Methode zur Berechnung des Austauschoeffizienten aus den Feinregistrierungen der turbulenten Schwankungen. Beitr. z. Geophys. 1930, S. 279.
- [18] H. Schlichting: Neuere Untersuchungen über die Turbulenzentstehung. Die Naturwissenschaften 1934, S. 376.
- [19] Prandtl-Tietjens: Hydro- u. Aeromechanik II. Berlin 1931.
- [20] W. Paeschke: Feuchtigkeitseffekt bei Hitzdrahtmessungen. Phys. Zeitschr. 1935, S. 564.

- [21] H. Müller: Störungen der Windströmung und des Austausches über einem Gebäude. Zeitschr. f. Geophys. 1936, S. 173.
- [22] H. Dieterichs: Ein mechanisch registrierendes Vertikalanemometer und seine Verwendung im Gelände. Zeitschr. f. Geophys. 1937, S. 179.
- [23] W. Schmidt: Turbulence near the ground. Journ. Roy. Aeron. Soc. **39**, 355 (1935).
- [24] W. Schmidt: Struktur des Windes. S.-B. Akad. Wiss. Wien, Abt. IIa, math.-naturw. Klasse, **3** u. **4**, 85 (1929).
- [25] K. Gödecke: Messungen der atmosphärischen Turbulenz in Bodennähe mit einer Hitzdrahtmethode. Ann. d. Hydr. u. marit. Meteorol. 1935, S. 400.
- [26] W. D. Flower: An investigation into the variation of the lapse rate of temperature in the atmosphere near the ground at Ismailia, Egypt. Meteor. Office, Geoph. Memoirs Nr. 71, 1937.
- [27] C. G. Rossby: A generalization of the theory of the mixing length with applications to atmospheric and oceanic turbulence. Mass. Inst. of Techn. Meteorol. Papers 1, Nr. 4, 1932.
- [28] C. G. Rossby and R. B. Montgomery: The layer of frictional influence in wind and ocean currents. Mass. Inst. of Techn. and Woods Hole Oceanogr. Inst. Papers 3, Nr. 3, 1935.
- [29] Marvin: Air drainage explained. Monthly Weather Review 1914, S. 586.
- [30] F. W. Nitze: Nächtliche Austauschströmungen in der bodennahen Luftschicht. hergeleitet durch stereophotogrammetr. vermessene Bahnen von Schwebeballonen. Zeitschr. f. Geophys. 1935, S. 247.
- [31] M. Reiher: Nächtlicher Kaltluftfluß an Hindernissen. Bioklimat. Beibl. 1936, S. 152.
- [32] W. Schmidt: Zur Mechanik der Böen. Meteorolog. Zeitschr. 1911, S. 355.
- [33] Vishnu Madhav Ghatage: Modellversuche über die gegenseitige Bewegung von Luftmassen verschiedener Temperaturen. Dissertation Göttingen, 1936.
- [34] P. Raethjen: Hydrodynamische Betrachtungen zur Mechanik der Böen. Met. Zeitschr. 1930, S. 431.
- [35] P. Raethjen: Zur Thermo-Hydrodynamik der Böen. Met. Zeitschr. 1931, S. 11.
- [36] H. Koschmieder: Danziger Seewindstudien. I. Forschungsarbeiten d. Meteorol. Inst. Danzig 1936.
- [37] H. Koschmieder: Dynamische Meteorologie. Leipzig 1933.
- [38] J. Bjercknes u. E. Palmén: Aerologische Analyse einer Zyklone. Beitr. z. fr. Atmosph. 1934, S. 53.
- [39] K. Schneider: Kaltlufteinbrüche ohne Böenbildung. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosph. 1931, S. 117.
- [40] A. Refsdal: Der feuchtlabile Niederschlag. Geof. Publ. **5**, Oslo 1930.
- [41] E. Dinius: Der Aufbau von Steig- und Fallgebieten. Wiss. Abhandl. Bd. III, Reichsamt f. Wetterdienst, 1937.
- [42] H. Externbrink: Kaltlufteinbrüche in die Tropen. Aus dem Arch. d. Deutsch. Seewarte u. d. Marineobserv. 1937.
- [43] L. Weickmann: Deutsches Meteorologisches Jahrbuch, Jb. Bayern, 1911.
- [44] E. G. Calwagen: Zur Diagnose und Prognose lokaler Sommerschauer. Geophysic. Publ. **3**, 10, Oslo 1926.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Dezember 1938.

Potsdamer erdmagnetische Kennziffern

4. Mitteilung

Von **J. Bartels**, Potsdam. — (Mit 2 Abbildungen)

Die Reihe der Kennziffern wird bis Ende Februar 1939 fortgesetzt. Für das Jahr 1938 werden Zusammenstellungen gegeben und besprochen.

Die folgenden Kennziffern sind von Dr. Burger und dem Verfasser bestimmt; sie schließen sich an die ersten drei Mitteilungen an*).

Tabelle 1. Potsdamer erdmagnetische Kennziffern, 1. Dezember 1938 bis 15. Januar 1939

Dezember 1938	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	
0— 3 ^h	01	11	57	45	21	23	12	11	11	21	31	21	21	21	11	
3— 6	01	12	45	35	21	21	11	02	31	22	22	22	22	21	21	
6— 9	01	01	22	21	11	11	01	01	12	21	32	22	21	11	11	
9—12	11	22	21	11	32	22	12	11	22	32	31	32	21	31	11	
12—15	01	32	31	01	32	22	12	01	12	32	11	31	21	21	11	
15—18	01	47	47	11	31	11	31	11	41	67	21	21	21	31	11	
18—21	11	68	57	35	01	31	31	11	32	67	11	11	45	44	21	
21—24	11	58	37	11	11	31	01	01	34	45	21	12	21	31	21	
Dezember 1938	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
0— 3 ^h	11	42	55	22	41	11	35	35	11	21	11	01	21	00	21	20
3— 6	21	42	21	23	32	11	42	11	11	01	11	01	11	11	11	01
6— 9	23	43	32	23	12	22	42	11	11	01	01	01	01	12	01	11
9—12	32	33	42	33	22	32	43	11	11	12	01	01	21	22	11	11
12—15	32	32	56	37	21	35	22	32	11	22	01	01	22	11	11	01
15—18	47	45	57	48	31	11	22	01	01	21	02	01	21	01	32	01
18—21	68	45	58	47	47	22	31	11	22	01	11	12	12	12	21	01
21—24	57	45	33	47	45	12	21	36	11	01	01	25	22	22	11	25
Januar 1939	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	
0— 3 ^h	11	01	22	01	21	32	21	31	21	21	21	31	12	35	11	
3— 6	11	11	11	11	31	21	21	31	31	32	31	21	11	21	32	
6— 9	01	11	11	11	12	11	11	12	32	12	12	01	01	11	12	
9—12	11	22	12	11	32	12	31	22	22	32	12	12	22	22	22	
12—15	12	21	21	01	32	22	31	21	21	35	12	32	22	32	21	
15—18	22	21	11	11	22	32	21	21	11	22	31	22	21	35	21	
18—21	01	11	11	21	33	45	36	45	21	32	45	12	01	11	11	
21—24	12	11	12	21	46	35	31	35	45	21	41	25	22	46	12	

*) Zeitschr. f. Geophys. 14, 68—78, 230f., 272f., 1938.

Januar 1939	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
0—3 ^h	25	55	31	11	35	31	11	31	12	35	02	02	01	42	21	01
3—6	01	47	11	11	31	11	22	32	21	11	01	01	01	21	11	22
6—9	02	12	13	12	31	11	12	11	11	11	02	01	01	01	11	01
9—12	22	22	11	22	21	21	11	32	11	22	12	11	01	12	21	21
12—15	11	32	11	11	12	45	21	31	21	11	12	01	11	01	21	11
15—18	22	21	11	11	22	47	11	31	01	01	01	01	22	01	01	12
18—21	46	21	01	12	31	55	45	21	02	11	01	01	32	02	11	01
21—24	31	35	35	32	21	11	55	22	36	11	01	02	32	23	01	12

Februar 1939	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0—3 ^h	22	47	21	31	21	31	31	21	11	41	55	12	00	11	45
3—6	11	31	31	31	11	32	51	11	11	31	55	01	00	12	32
6—9	11	12	11	12	11	32	22	01	01	11	22	01	01	12	22
9—12	21	22	21	35	32	48	22	11	22	11	22	01	01	11	22
12—15	23	21	11	21	21	58	32	21	21	32	11	11	01	22	32
15—18	33	31	21	11	21	58	31	11	21	47	11	11	11	21	32
18—21	58	55	31	21	48	58	55	21	55	41	22	00	21	31	22
21—24	47	42	45	11	45	58	21	45	45	31	01	00	45	11	21

Februar 1939	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28
0—3 ^h	12	21	31	21	22	11	00	42	21	68	10	10	12
3—6	33	32	22	32	32	12	01	21	33	53	11	11	22
6—9	23	23	33	22	01	02	11	01	22	53	01	12	11
9—12	22	23	23	33	11	02	11	12	33	38	11	02	21
12—15	46	32	31	33	01	01	11	21	33	67	12	21	21
15—18	45	56	32	22	45	01	12	11	58	65	11	11	47
18—21	21	55	21	46	21	01	22	22	69	55	11	11	31
21—24	46	32	45	21	22	00	11	45	79	55	46	12	35

Tabelle 2.

Summen der 8 ersten Kennziffern K_1 für jeden Tag, nach 27 tägigen Rotationen geordnet

Rotat-Nr.	Erster Tag 1938/39	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
1445	Nov. 7.	11	27	34	15	13	5	6	16	13	16	30	20	19	17
1446	Dez. 4.	15	15	16	10	4	18	28	17	16	18	20	11	26	30
1447	Dez. 31.	6	7	10	10	8	21	19	19	20	19	19	19	14	10
1448	Jan. 27.	1	9	9	9	7	20	24	18	16	19	33	25	13	17
1449	Febr. 23.	16	31	41	10	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
		15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	
1445		26	21	23	29	21	27	18	13	15	7	3	22	28	
1446		32	24	23	14	24	13	8	7	3	3	12	8	11	
1447		19	13	14	22	11	11	19	21	17	20	10	10	2	
1448		23	18	3	7	12	21	22	25	22	21	14	2	7	

Tabelle 3. Anzahl der Kennziffern, und Durchschnittswerte, Dezember 1938 bis Februar 1939

$K_1 =$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	K_{1m}	A	$K_1(A)$
Dezember	39	66	63	43	25	8	4	—	—	—	1.96	22.67	2.68
Januar	40	80	65	47	13	3	—	—	—	—	1.69	16.5	2.22
Februar	26	53	58	40	24	18	4	1	—	—	2.26	28.9	3.02

Zusammenstellungen für das Jahr 1938

Tabelle 4. Summen der acht ersten Kennziffern für jeden Tag, 1938

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	
Januar . . .	17	21	17	28	11	18	27	17	15	9	11	23	25	16	18	
Februar . . .	22	21	24	24	17	33	26	29	29	25	25	17	25	28	9	
März	29	15	14	13	26	23	14	9	6	5	7	20	9	22	17	
April	13	6	14	15	2	21	22	19	19	16	18	18	25	35	22	
Mai	7	11	18	27	25	18	7	11	12	17	32	38	14	30	25	
Juni	10	22	12	5	14	12	13	34	19	18	24	28	30	8	5	
Juli	23	18	5	23	22	17	9	12	17	29	12	12	22	22	35	
August	23	28	20	36	30	20	17	11	8	21	29	21	14	10	2	
September . .	10	8	17	14	21	6	13	12	15	16	15	17	22	31	40	
Oktober. . . .	31	24	22	18	2	15	32	36	20	19	15	9	11	2	11	
November. . .	12	12	13	13	11	15	11	27	34	15	13	5	6	16	13	
Dezember. . .	3	22	28	15	15	16	10	4	18	28	17	16	18	20	11	
	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
Januar	22	44	29	27	24	30	49	24	24	40	36	19	21	19	14	30
Februar	12	11	19	6	9	7	8	22	18	24	23	22	24			
März	5	8	6	0	1	14	31	34	27	22	23	14	9	19	6	7
April	47	24	22	17	11	13	24	28	18	23	13	11	5	9	8	
Mai	19	21	13	11	7	12	14	7	20	19	10	13	21	27	15	10
Juni	15	14	11	11	6	22	14	1	10	9	11	11	4	12	12	
Juli	28	9	9	15	13	11	11	12	12	3	4	6	6	15	30	8
August	1	9	6	8	6	12	21	27	19	16	8	8	12	17	18	11
September. . .	17	13	12	7	11	14	15	16	8	11	32	25	32	22	24	
Oktober. . . .	22	13	15	19	24	15	16	24	29	30	31	31	28	19	7	8
November. . .	16	30	20	19	17	26	21	23	29	21	27	18	13	15	7	
Dezember. . .	26	30	32	24	23	14	24	13	8	7	3	3	12	8	11	6

Tabelle 5. Relative Häufigkeit (vom Tausend) der Kennziffern, 1938

← Erste Kennziffer K_1 ← Amplitude der Störungen	Ruhe	Pulsationen			Bais			Z-Gang		Sturm		Σ
	Zweite Kennziffer $K_2 \rightarrow$				4	5	6	7	8	9	s	
	0	1	2	3								
0	7	94	18	—	—	—	—	—	—	—	—	119
1	4	168	74	4	—	—	—	—	—	—	—	250
2	0	124	102	18	0	7	1	1	—	—	1	254
3	—	57	70	30	3	33	3	5	2	—	2	205
4	—	8	16	17	1	36	6	10	5	0	2	101
5	—	2	2	8	0	11	3	13	8	1	3	51
6	—	—	—	0	—	3	0	3	5	2	0	13
7	—	—	—	—	—	—	—	—	—	2	2	4
8	—	—	—	—	—	—	—	—	0	2	—	2
9	—	—	—	—	—	—	—	—	0	1	—	1
Σ	11	453	282	77	4	90	13	32	20	8	10	1000

Die Gesamtzahl der im Jahre 1938 geschätzten Doppelkennziffern beträgt $8 \times 365 = 2920$. Tabelle 5 gibt die relativen Häufigkeiten der zweiziffrigen Kennziffern, auf 1000 umgerechnet; dabei bedeutet die Häufigkeit 0, daß diese Kennziffer (z. B. 6_3) einmal im Jahre aufgetreten ist (Häufigkeit $1/2000$), während ein Strich — völliges Fehlen bedeutet. 17 Doppelkennziffern waren häufiger als $10/1000$; da auch mehrere der übrigen, selteneren Kennziffern durchaus charakteristische Erscheinungen bezeichnen, kann man wohl die Definition der Einteilung der dreistündigen Intervalle durch die Kennziffern als zweckmäßig ansehen.

Am häufigsten sind, der Reihe nach, 1_1 , 2_1 , 2_2 und 0_1 , die zusammen fast die Hälfte aller Fälle ausmachen. Mit der Stärke der Amplituden (K_1) wächst auch die Größe der Pulsationen ($K_2 = 0, 1, 2, 3$); in den senkrechten Spalten für $K_2 = 1, 2, 3$ sind die Häufigkeiten für $1_1, 2_2, 3_3$ am größten.

Die letzte Spalte zeigt wieder, daß die Abstufung für K_1 die Störungsstärke gut wiedergibt. In der letzten Zeile für die Gesamthäufigkeit von K_2 fällt die große Häufigkeit von $K_2 = 1$ auf; dies ist sozusagen der *Normalzustand*. $K_2 = 0$ ist dagegen sehr selten; in fast jedem dreistündigen Abschnitt tritt mindestens einmal eine Zacke von mehr als 0.5γ Amplitude auf, die es verhindert, $K_2 = 0$ zu erteilen. Einzelne Stunden mit ganz glattem Verlauf sind häufiger zu finden, ein Zeichen für die Freiheit Niemegks von äußeren Störungen durch vagabundierende Ströme. Allerdings ist schwer zu entscheiden, wie viele von den erwähnten kleinen Zacken in den Kurven vielleicht doch auf (schwache) künstliche Störungen zurückzuführen wären.

Die Kennziffer $K_2 = 4$ (Bai ohne Pulsationen) kommt so selten vor, daß beabsichtigt ist, diese von jetzt ab $K_2 = 5$ zuzuschlagen, da auch physikalisch der Unterschied zwischen $K_2 = 4$ und 5 nicht wesentlich ist. Von 1939 ab wird $K_2 = 4$ für besonders regelmäßige, vielfach (mehr als dreimal) wiederholte Pulsationen benutzt werden, also solche, die bisher in $K_2 = 3$ mit enthalten waren; $K_2 = 3$ wird also von jetzt ab bedeuten, daß zwar Pulsationen über 5γ Amplitude auftraten, daß aber jeder Wellenzug aus höchstens zwei vollen Schwingungen bestand.

Die Gesamthäufigkeit der Bai-Störungen ($K_2 = 4, 5, 6$) ist recht groß, $107/1000$. Auch die Häufigkeit der Intervalle mit großen Pulsationen ($K_2 = 3$ oder 6) ist mit $90/1000$ unerwartet hoch. Die große Zahl der Intervalle mit $K_2 = 7, 8$ oder 9 , zusammen $60/1000$, in denen größere Zufuhr solarer Korpuskularteilchen anzunehmen ist, entspricht dem Sonnenflecken-Maximum.

Der *jährliche Gang* ist in den bereits veröffentlichten Auszählungen (Tabelle 3) für die einzelnen Monate enthalten; nach allen Erfahrungen über erdmagnetische Aktivität ist anzunehmen, daß ein einzelnes Jahr den systematischen jährlichen Gang noch nicht rein wiedergibt. Fig. 1 bringt den Inhalt der Tabellen 3 der bisherigen Mitteilungen, die Häufigkeit der ersten Kennziffern K_1 , in übersichtlicher Darstellung. Der untere Teil der Fig. 1 zeigt durch leicht verständliche Signaturen, wie in jedem Monat die Gesamtzahl der dreistündigen Abschnitte

(gleich 100 gesetzt) sich verteilt auf die Kennziffern $K_1 = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6$ und mehr. Im oberen Teil sind dann die Häufigkeiten der Kennziffern 6 bis 9 (also der schwarze oberste Teil der unteren Darstellung) noch einmal, in sechsfach vergrößertem

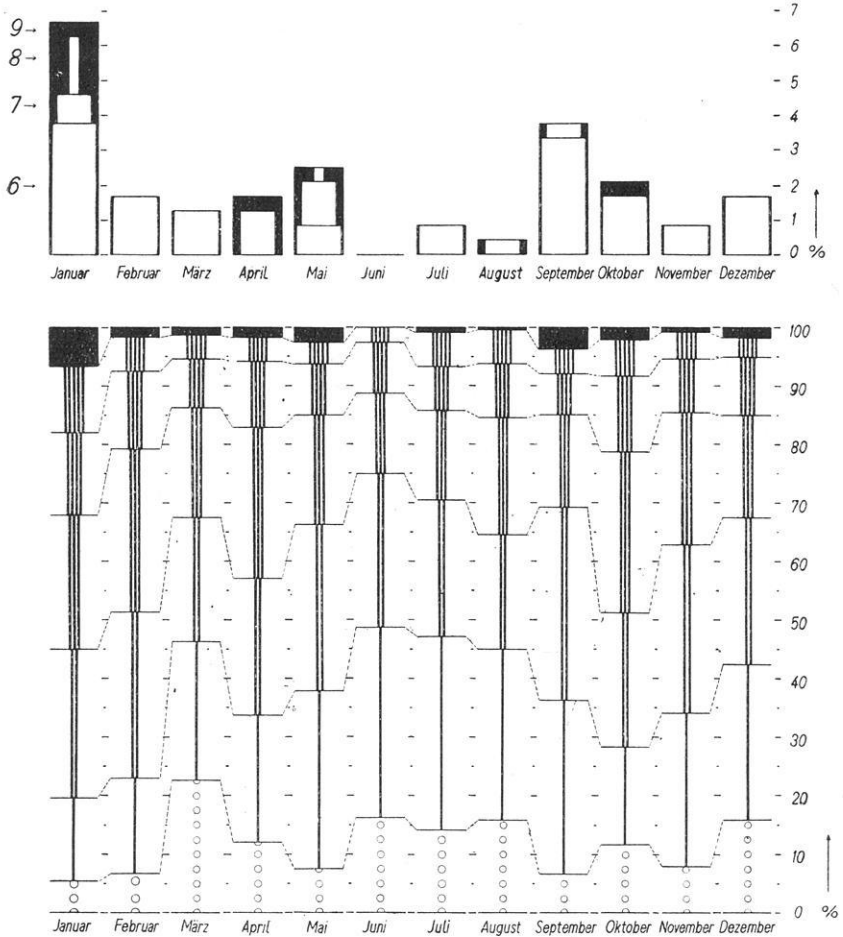


Fig. 1. Prozentische Häufigkeiten der ersten Kennziffern $K_1 = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6$ und mehr, für jeden Monat 1938. Im oberen Teil sind die Häufigkeiten der einzelnen Stufen 6–9, die unten in den schwarzen Flächen zusammengefaßt sind, in sechsfachem Ordinatenmaßstab einzeln gegeben

Ordinatenmaßstab, einzeln dargestellt. Die Darstellung hat den Vorzug, daß man nicht nur die Häufigkeiten der einzelnen Stufen selbst erkennen kann, sondern auch die Gesamthäufigkeiten bis zu einer beliebigen Stufe. Von der oberen Begrenzungslinie dringen gewissermaßen die Störungen nach unten vor, während

von unten her die ruhigen Intervalle nach oben drängen. Am deutlichsten ist der Unterschied zwischen dem gestörtesten Monat, Januar, und dem ruhigsten, Juni; im Januar beträgt die Zahl der Kennziffern über 5 18%, gegen kaum 3% im Juni.

Der *tägliche Gang* wird sich dagegen aus einem Jahr schon in seinen Hauptzügen ableiten lassen. Die Tabellen 6 und 7 geben die Anzahlen der Kennziffern K_1

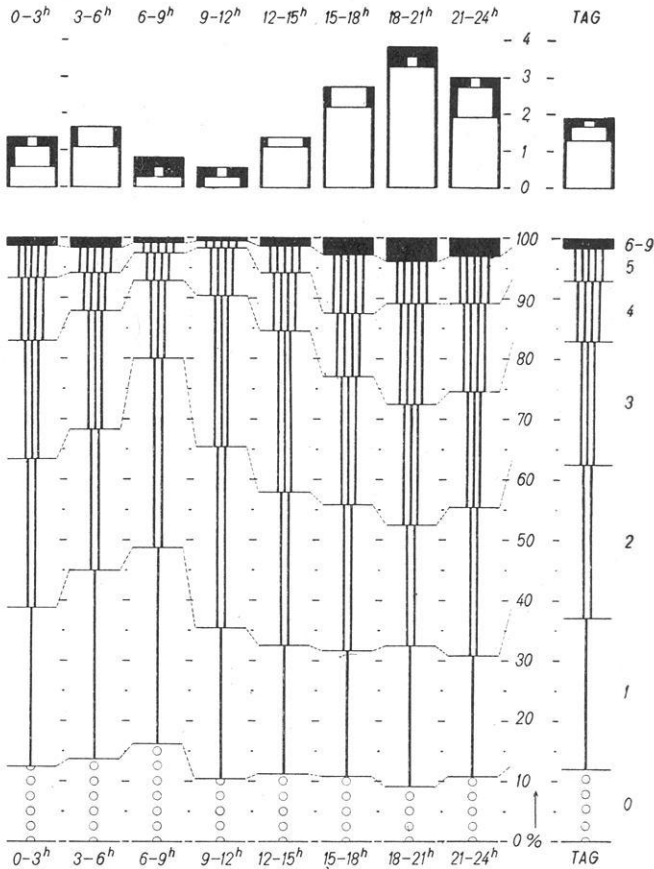


Fig. 2. Prozentische Häufigkeiten der ersten Kennziffern K_1 für die 8 Tagesabschnitte. Durchschnitt für das Jahr 1938

und K_2 für jedes Tages-Achtel; außerdem ist der Inhalt von Tabelle 6 in Fig. 2 in derselben Art wie in Fig. 1 wiedergegeben. Die rechte, mit „Tag“ bezeichnete Säule in Fig. 2 gibt natürlich auch die durchschnittlichen Verhältnisse für das Jahr, also für Fig. 1.

Täglicher Gang von K_1 : 6—9^h ist das ruhigste Intervall des Tages. Die ganz großen Stürme sind in ihrer Intensität jedoch unabhängig von der Tageszeit;

so kommt es, daß dieses Intervall auch eine **8** (Januar 22) und sogar eine **9** enthält (April 16, mit 1900 γ Amplitude im stärkst gestörten Element). Ohne diese beiden Stürme wäre die durchschnittliche Amplitude für 6—9^h nur $A = 17.2 \gamma$, und $K_1(A)$ wäre **2.28**. Am stärksten gestört sind die Abendstunden 18—24 Uhr. Dies war bekannt; die Tabelle 6 gibt aber zum ersten Mal für diesen täglichen Gang zahlenmäßige Unterlagen, die nicht bloß auf Schätzungen beruhen.

Tabelle 6.

Täglicher Gang der Anzahlen der ersten Kennziffern K_1 (Störungsstärke), 1938

Weltzeit	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	Σ	K_{1m}	A	$K_1(A)$
0— 3 ^h . .	46	96	90	70	39	19	2	2	1	—	365	2.11	26.0 γ	2.88
3— 6 . . .	50	115	84	72	23	15	4	2	—	—	365	1.93	22.6	2.68
6— 9 . . .	59	119	114	47	16	7	1	—	1	1	365	1.67	22.4	2.66
9—12 . . .	38	91	110	91	29	4	—	1	1	—	365	2.02	21.4	2.60
12—15 . . .	41	78	93	97	35	16	4	1	—	—	365	2.21	25.6	2.86
15—18 . . .	40	75	89	77	39	35	8	2	—	—	365	2.40	31.8	3.17
18—21 . . .	34	84	73	74	61	25	12	—	1	1	365	2.50	34.9	3.30
21—24 . . .	40	72	90	71	53	28	7	3	1	—	365	2.44	33.0	3.22
Tag	348	730	743	599	295	149	38	11	5	—	2920	2.16	27.4	2.96

Täglicher Gang von K_2 : In den Morgenstunden sind die Pulsationen stärker, dafür fehlen von 6 bis 12 Uhr die Bai-Störungen und Z-Störungen fast ganz!

Tabelle 7. Täglicher Gang der Anzahlen der zweiten Kennziffern K_2 (Störungsart), 1938

Weltzeit	0	1	2	3	4+5	6	7	8	9	s	Σ	3+6+8 Puls.	4+5+6 Bais	7+8 Z
0— 3 ^h . .	13	187	79	14	46	1	10	13	2	—	365	28	47	23
3— 6 . . .	—	169	123	31	18	5	6	8	1	4	365	44	23	14
6— 9 . . .	—	170	129	58	—	1	1	—	4	2	365	59	1	1
9—12 . . .	1	143	148	56	3	6	—	—	2	6	365	62	9	—
12—15 . . .	1	140	131	29	27	3	13	15	2	4	365	47	30	28
15—18 . . .	2	180	76	14	49	3	26	10	3	2	365	27	52	36
18—21 . . .	8	169	66	6	65	9	21	10	4	7	365	25	74	31
21—24 . . .	7	163	69	16	69	11	17	3	3	7	365	30	80	20
Tag	32	1321	821	224	277	39	94	59	21	32	2920	322	316	153

Zur Ergänzung der Tabellen wäre noch nachzuholen: Die Amplituden der stärkstgestörten Elemente bei den Kennziffern **9** waren am 25. Januar, 18—21^h, 640 γ ; 16. April, 6—9^h, 1900 γ .

Schließlich sollen für die 32 zweiten Kennziffern s die Anfangszeiten dieser Störungsausbrüche angegeben werden; dabei ist der allererste Einsatz auf der Schmidtschen Schnellregistrierung (1 Min. = 4 mm) gewählt (Tabelle 8). Die *Stärke* der darauffolgenden Störung ist durch die größte Kennziffer K_1 ausgedrückt, die innerhalb 24 Stunden nach dem Ausbruch auftrat. Aus zwei Gründen

ist Tabelle 8 *nicht* anzusehen als Zusammenstellung der magnetischen Stürme in Niemegek im Jahre 1938: es fehlen einerseits diejenigen Stürme, bei denen kein *s*-Effekt zu erkennen war (z. B. Februar 8, März 23), andererseits sind definitionsgemäß alle *s*-Effekte aufgenommen, die in einem Element 10γ überschritten, auch wenn ihnen keine größere Störung folgte (z. B. Juli 28, November 22). Der Anfang vom 6. Februar ist hinzugefügt.

Tabelle 8. Plötzliche Sturmanfänge (s) 1938

1938			1938		
	Stärke	Weltzeit h m		Stärke	Weltzeit h m
16. Januar	7	22 35.0	4. Juli	5	12 2.5
19. „	5	22 36	9. „	5	19 51.4
22. „	8	5 25	13. „	5	20 3.2
25. „	9	11 51.0	28. „	3	12 42.0
31. „	5	19 22.2	3. August	7	21 35.6
6. Februar	6	3 9.3	22. „	5	13 53.4
13. „	5	20 35.5	24. „	5	19 12.5
25. „	5	10 20.3	13. September . . .	6	18 37.4
25. März	5	23 28.5	23. „	4	4 35.3
9. April	4	10 57.9	26. „	6	7 23.0
11. „	4	10 31.1	27. „	7	22 2.0
16. „	9	5 46.7	30. „	6	10 20.0
5. Mai	4	18 50.2	7. Oktober	7	6 13.2
11. „	8	15 53.5	14. November . . .	5	13 54.7
7. Juni	5	22 2.5	17. „	6	5 39.7
12. „	5	17 55.5	22. „	3	11 14
12. „	5	23 40.0			

Ein Vergleich der Kennziffern *K* mit anderen Störungsmaßen ist nur beschränkt möglich, da alle anderen Maßzahlen sich auf längere Intervalle (mindestens 12 Stunden) beziehen; gerade die Verkürzung des Intervalls auf 3 Stunden ermöglicht es, die Störungsaktivität durch *K* schärfer zu charakterisieren. Jedoch ist es von Interesse, zum Vergleich auch aus den Kennziffern Maßzahlen für längere Zeitabschnitte abzuleiten, wofür sich verschiedene Möglichkeiten bieten. Die Summe der acht ersten Potsdamer Kennziffern für jeden Tag ist von Mc Nish und Johnston*) mit der amerikanischen Charakterzahl verglichen worden; sie erhalten für die 152 Tage 1937 Dezember 18 bis 1938 Mai 18 den hohen Korrelationskoeffizienten $r = +0.94$. Diese Beziehungen werden später an größerem Material untersucht werden, ebenfalls die 27tägigen Wiederholungen, die 1938 noch nicht ausgeprägt waren.

*) Terr. Magn. 43, 425, 1938.

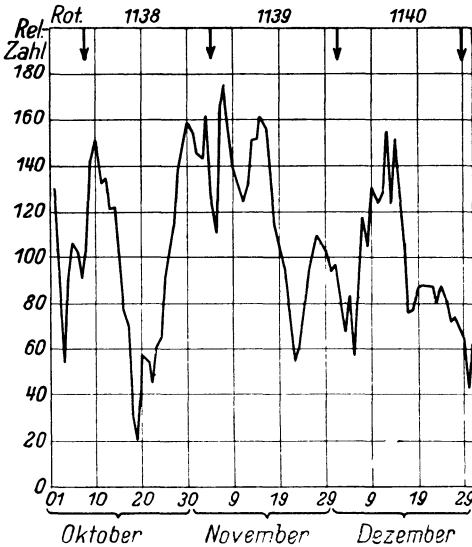
Potsdam, Geophysikalisches Institut.

Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 4. Vierteljahr 1938

Von W. Brunner, Zürich. — (Mit 1 Abbildung)

Ganze Sonnenscheibe

Datum	Oktober	November	Dezember	Datum	Oktober	November	Dezember
1.	130	146 ^a	97 ^d	17.	M 71 ^c	137	76
2.	94	143	82	18.	31 ^d	115 ^{aa}	77
3.	55	162 ^a	E 64 ^c	19.	20	106 ^a	87 ^{aad}
4.	M 90 ^{ac}	128 ^{aad}	82 ^{ad}	20.	E 58 ^{cd}	97	89 ^a
5.	M 106 ^{acd}	112	58	21.	55	78	88
6.	M 102 ^c	M 167 ^{cd}	90 ^d	22.	46	56	88
7.	92	176 ^d	E 117 ^{aac}	23.	E 61 ^c	61 ^d	81
8.	102	159	106	24.	66 ^a	M 79 ^c	88 ^d
9.	143 ^d	138	E 130 ^{cd}	25.	91 ^{aa}	E 94 ^c	82 ^{ab}
10.	152	131 ^b	124 ^{aa}	26.	104 ^{ad}	85 ^a	73
11.	132 ^b	125 ^a	W 129 ^c	27.	114	110	73
12.	134 ^b	EE 134 ^{ccd}	E 154 ^{aac}	28.	M 138 ^c	107 ^{ab}	69
13.	121	M 152 ^{acd}	124 ^{aad}	29.	148 ^{ad}	103	64 ^d
14.	122	152	151 ^a	30.	159	95	44 ^a
15.	103	161 ^a	120 ^a	31.	E 155 ^{ac}		63 ^d
16.	78	E 157 ^{ac}	105				
				Mittel ...	99.1	122.2	92.7



Erklärung zur Tabelle

a = Durchgang einer mittleren Gruppe durch den Zentralmeridian.

b = Durchgang einer starken Gruppe durch den Zentralmeridian.

c = Neubildung einer Gruppe, die sich zu einem mittleren oder großen Tätigkeitsherd entwickelt, *E*: auf der Ostseite, *W*: auf der Westseite, *M*: in der Nähe des Zentralmeridians (innerhalb einer kreisförmigen Zentralzone vom Radius gleich dem halben Radius der Sonnenscheibe).

d = Eintritt eines größeren Tätigkeitsherdes auf der sichtbaren Sonnenscheibe.

Fig. 1

Zürich, Eidgen. Sternwarte, 30. Januar 1939.

Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 1. Vierteljahr 1939

Von W. Brunner, Zürich. — (Mit 1 Abbildung)

Ganze Sonnenscheibe

Datum	Januar	Februar	März	Datum	Januar	Februar	März
1.	41	79 ^b	102 ^{a d}	17.	71	M 62 ^{a c}	W 83 ^{a c}
2.	42	M 90 ^c	92	18.	63	61	E 112 ^c
3.	60	97 ^{a d}	70	19.	E 70 ^c	EE 62 ^{c c}	133
4.	M 76 ^{a c}	67	75	20.	M 74 ^c	EM 82 ^{c c}	112
5.	58	56	60 ^a	21.	E 86 ^{a c d}	92 ^{d d}	E 89 ^c
6.	E 90 ^{a c d}	M 82 ^c	52	22.	83	96 ^d	77
7.	68	76	52 ^a	23.	77	98	74 ^a
8.	78	85 ^a	44 ^d	24.	W 90 ^{a c d}	93 ^a	66 ^a
9.	M 55 ^{c d}	64	M 61 ^c	25.	102 ^{a a d}	112	48
10.	EE 134 ^{c c d}	E 44 ^{a c d}	47 ^d	26.	M 86 ^{a c}	74 ^a	49
11.	118 ^{a a}	49 ^d	49	27.	102	101	41
12.	111	73	55	28.	103	92	35
13.	103	86	E 55 ^c	29.	72 ^a		41
14.	84 ^a	76	46 ^a	30.	76		36
15.	86 ^{a a d}	56	58	31.	76 ^a		35
16.	55	M 62 ^{a c}	W 55 ^{a c}				
				Mittel ...	80.3	77.4	64.6

Erklärung zur Tabelle

a = Durchgang einer mittleren Gruppe durch den Zentralmeridian.

b = Durchgang einer starken Gruppe durch den Zentralmeridian.

c = Neubildung einer Gruppe, die sich zu einem mittleren oder großen Tätigkeitsherd entwickelt, *E*: auf der Ostseite, *W*: auf der Westseite, *M*: in der Nähe des Zentralmeridians (innerhalb einer kreisförmigen Zentralzone vom Radius gleich dem halben Radius der Sonnenscheibe).

d = Eintritt eines größeren Tätigkeitsherdes auf der sichtbaren Sonnenscheibe.

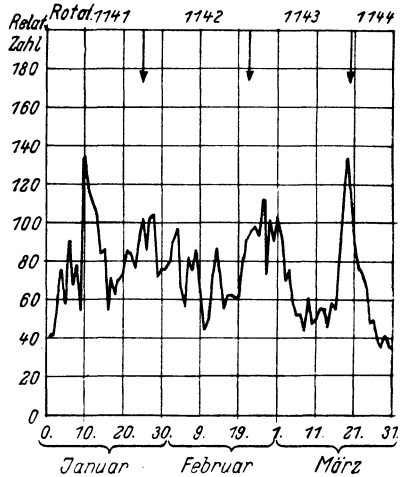


Fig. 1

Zürich, Eidgen. Sternwarte, 10. Mai 1939.

Referate und Mitteilungen

Oswald Venske †

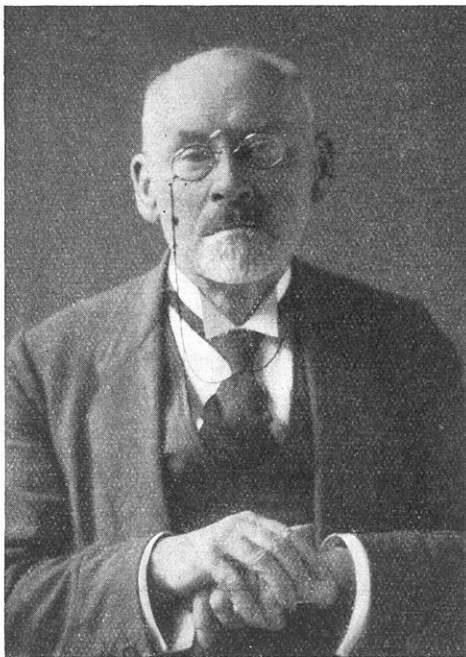
Oswald Martin Venske wurde am 4. August 1867 zu Danzig als Sohn des Regierungssekretärs Albert Christian Venske geboren. Er verließ das Danziger städtische Gymnasium Herbst 1885 mit dem Zeugnis der Reife und studierte bis Ostern 1890 Mathematik, Physik, Chemie und Philosophie an den Universitäten Breslau, Berlin und Göttingen. In Göttingen promovierte er 1890 zum Dr. phil. mit summa cum laude. Seine Dissertation war aus dem Gebiet der Variationsrechnung. Anschließend

war er bis 1901 Assistent am Breslauer physikalischen Institut. Anfang 1902 trat er als Assistent in die Magnetische Abteilung des Meteorologisch-Magnetischen Observatoriums Potsdam ein. Hier wurde er am 24. Mai 1913 Observator, 1918 Professor; zum 1. Oktober 1932 wurde er in den Ruhestand versetzt. Aber wie er schon immer nur seiner Arbeit gelebt hatte, legte er nach wie vor, Tag für Tag, den für ihn so mühevollen Weg zum Telegraphenberg zurück. Mitten aus dieser Tätigkeit heraus starb er am 23. Januar 1939 in Potsdam an einem Herzschlag.

Das Leben des Verstorbenen hat unter dem Einfluß eines körperlichen Gebrechens gestanden. Er war dadurch zwar nicht in seiner wissenschaftlichen Tätigkeit behindert, aber seine Mitarbeiter wissen, daß die Abgeschlossenheit seines Wesens daraus zu erklären ist. In dieser selbstgewählten Einsamkeit galt seine ganze Liebe seinen Versuchen und Instrumenten; die vorbildliche Leitung der Arbeiten am Potsdamer Hilfsobservatorium in Seddin, die ihm von

Adolf Schmidt im Jahre 1913 übertragen wurde, gab ihm in reichem Maße Gelegenheit, seine Beobachtungskunst, seine peinliche Genauigkeit und seine instrumentelle Geschicklichkeit einzusetzen, wovon seine Berichte in den Potsdamer Erdmagnetischen Jahrbüchern 1913 bis 1931 zeugen.

Seine sonstigen Arbeiten sind anschließend verzeichnet. Hervorzuheben sind seine instrumentellen Arbeiten über den Erdinduktor, über die Induktion von Stahlmagneten, über Waage-Magnete, und schließlich die Einführung von Quarzfäden als Normalen der Direktionskraft für erdmagnetische Präzisionsmessungen. Wir verdanken ihm ferner die Bearbeitung der erdmagnetischen Beobachtungen Wilhelm Filchners in Zentralasien; noch 3 Tage vor seinem Tode arbeitete er daran im Geophysikalischen



Institut. Bei seiner bescheidenen, anspruchslosen Art ist anzunehmen, daß er viele wertvolle Gedanken und Erfahrungen unveröffentlicht gelassen hat; aber das, was er selbst als reif zur Drucklegung hinterlassen hat, und insbesondere der Wert der ausgezeichneten Reihe der Seddiner Registrierungen, sichern ihm ein bleibendes ehrenvolles Andenken bei allen Geophysikern.

J. Bartels.

Verzeichnis der wissenschaftlichen Veröffentlichungen von O. Venske

Abkürzung: Tät. Ber. = Bericht über die Tätigkeit des Preußischen Meteorol. Inst. im Jahre . . .

1. Behandlung einiger Aufgaben der Variationsrechnung, die sich auf Raumkurven konstanter erster Krümmung beziehen. 61 S. Diss. Göttingen 1891.
2. Theorie des Hallschen Phänomens. (Nachr. d. Kgl. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, 1888, 8 S.)
3. Abänderung des 1. Hermiteschen Beweises für die Transzendenz der Zahl e . (Ebenda 1890, 3 S.)
4. Integration der Gleichung $\Delta \Delta u = 0$ für ebene Bereiche. (Ebenda 1890, 7 S.)
5. Integration eines spezifischen Systems linearer, homogener Differential-Gleichungen mit doppeltperiodischer Funktion als Koeffizient. (Ebenda 1890, 3 S.)
6. Neuer Apparat zur Bestimmung der inneren Wärmeleitfähigkeit schlecht leitender Körper in absolutem Maße. (Ebenda 1891, 4 S.)
7. Zur Theorie derjenigen Raumkurven, bei welchen die erste Krümmung eine gegebene Funktion der Bogenlänge ist. (Sitzungsber. d. Akad. d. Wiss. Berlin 41, 1903, S. 937—946.)
8. Die Registrierungen an der Hilfsstation bei Seddin. (Erg. d. magn. Beob. in Potsdam 1906, S. 19—25.)
9. Ein Verfahren zur Bestimmung der Inklination vermittelt des Induktionsinklinatoriums. (Nachr. d. Kgl. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, Math.-phys. Kl. 1909, S. 219 bis 229.)
10. Bestimmung der magnetischen Differenz zwischen Potsdam und Seddin. (Erg. d. magn. Beob. in Potsdam u. Seddin 1909, S. 19—21.)
11. Vergleichende erdmagnetische Messungen in Potsdam und Wilhelmshaven. (Tät. Ber. 1910, S. 142—149.)
12. Nachwirkungserscheinungen bei Fadenaufhängungen. (Ebenda 1911, S. 129—137.)
13. Einige Beobachtungen mit einem neuen magnetometrischen Apparat über die Veränderlichkeit des Induktionskoeffizienten von Magneten. [Ebenda 1912, S. (139)—(146).]
14. Weitere Beobachtungen über die Veränderlichkeit der induktiven Kapazität von Stahlmagneten. [Ebenda 1913, S. (54)—(61).]
15. Untersuchung einer erdmagnetischen Biegungswaage. [Ebenda 1914, S. (61)—(69).]
16. Über ein Vertikalvariometer mit Eisenstäben. [Ebenda 1915, S. (60)—(67).]
17. Beobachtungen über das magnetische Verhalten von Stäben aus elektrolytischem Eisen bei kleinen Kräften. [Ebenda 1916, S. (55)—(67).]
18. Die mondentägige Periodizität der horizontalen Komponenten der erdmagnetischen Kraft nach den Aufzeichnungen des Potsdamer Magnetographen in den Jahren 1891—1905. (Abhandl. d. Kgl. Preuß. Meteorol. Inst., Band V, Nr. 4, Berlin 1916, 65 S.)
19. Thermische Nachwirkung bei erdmagnetischen Variometern. (Tät. Ber. 1917, 1918, 1919, S. 80—89.)
20. Eine Ergänzung zum Tesdorpfischen magnetischen Reise-Theodoliten. (Ebenda 1920—1923, S. 96—101.)
21. Über die Genauigkeit von Inklinationsmessungen nebst anschließenden Bemerkungen über Verbesserungen am Erdinduktor. (Ebenda 1924, S. 91—96.)
22. Das Schwerefeld eines magnetischen Moleküls. (Ebenda 1925, S. 93—99.)

23. Über eine Fortführung der Rowlandschen Versuche. (Ebenda 1926, S. 106—113.)
24. Ein Vergleich der erdmagnetischen Normalinstrumente von Potsdam und Rude Skov. (Ebenda 1927, S. 105—114.) Nachtrag hierzu s. ebenda 1928, S. 64.
25. Eine konstruktive Verbesserung einer Lloydschen Waage. (Ebenda 1928, S. 60 bis 64.)
26. Die Mondperiode der erdmagnetischen Vertikal-Komponente nach den Registrierungen des Potsdamer Magnetographen in den Jahren 1891—1905. (Abhandl. d. Preuß. Meteorol. Inst., Band IX, Nr. 1; Arch. d. Erdmagnetismus Heft 7, S. 1—24, Berlin 1928.)
27. Die Bestimmung des Azimuts mit dem Sonnenspiegel. (Tät. Ber. 1929, S. 143 bis 146.)
28. Einige neue Waagemagnet-Konstruktionen. (Ebenda 1930, S. 182—186.)
29. Die innere Genauigkeit von Inklinationsmessungen mit dem Erdinduktor. (Zeitschr. f. Geophys. 6, 248—251 (1930).]
30. Die erdmagnetischen Beobachtungen Dr. W. Filchners auf seiner großen Reise in Zentralasien in den Jahren 1926—1928. Vorläufiger Bericht. [Met. Zeitschr. 47, 452—453 (1930).]
31. Die Bedeutung von Erdstrombeobachtungen. (Tät. Ber. 1931, S. 102—105.)
32. Die erdmagnetischen Beobachtungen von Dr. Filchner auf seiner Reise in China und Tibet in den Jahren 1926—1928. (Abhandl. d. Preuß. Meteorol. Inst., Band IX, Nr. 7, Berlin 1931, 28 S.)
33. Normale der Direktionskraft und ihre Anwendung. (Tät. Ber. 1932, S. 130 u. 131.)
34. Die Verteilung des Magnetismus bei Magneten. (Ebenda 1933, S. 101—103.)

Theodor Stocks: *Grundkarte der ozeanischen Lotungen 1:5 Millionen*, Blatt S I 2 mit durchsichtigem Deckblatt. Wissenschaftliche Ergebnisse der Deutschen Atlantischen Expedition auf dem Forschungs- und Vermessungsschiff „Meteor“ 1925 bis 1927, Bd. III. Erster Teil, Vierte Lieferung (2). Berlin und Leipzig 1938. Verlag von Walter de Gruyter & Co.

Dem in dieser Zeitschrift 1938, S. 44/45 angezeigten ersten Blatt der 13 Blätter umfassenden Grundkarte der aus dem Atlantischen Ozean vorhandenen ozeanischen Lotungen ist nun ein zweites Blatt gefolgt; es umfaßt den mittleren Teil des Ozeans von 0 bis rund 35° S.Br., schließt also an das früher veröffentlichte Blatt unmittelbar nördlich an. Angegeben sind die bis zum 1. Oktober 1938 zugänglich gewordenen Lotungen, es reicht also zeitlich 1½ Jahre weiter als das erste Blatt. Dargestellt ist das Gebiet der Mittelatlantischen Schwelle, des größeren Teiles des Brasilianischen Beckens und der westlichen Hälfte des Angola Beckens. Die überragende Bedeutung der auf der „Meteor“-Expedition gewonnenen zahlreichen Echolotungen tritt anschaulich hervor, zugleich aber auch die Tatsache, daß die bisher gewonnene Zahl der Lotungen in weiten Gebieten durchaus unzureichend ist, die Isobathen mit Sicherheit zeichnen zu können, z. B. in der Gegend der Romanche-Tiefe. Wo sich für künftige Forschungsfahrten lohnende Aufgaben bieten, ergibt sich bereits aus flüchtiger Betrachtung der Karte und des Deckblattes.

B. Schulz.

Volker Fritsch: *Grundzüge der Funkgeologie*. Sammlung Vieweg, Heft 116, 121 Seiten, 90 Figuren im Text. Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1939.

Ein altes Gebiet der Geophysik, die Anwendung der Funkphysik zur Erforschung oberflächennaher Gesteinsmedien, hat unter Zugrundelegung der Fortschritte der Hochfrequenztechnik einen neuen Aufschwung erfahren. Es ist daher zu begrüßen,

daß der Verfasser — Dipl.-Ing. Dr. Volker Fritsch, VDE — sich der Mühe unterzogen hat, den derzeitigen Stand der Funkgeologie in einer zusammenfassenden Darstellung zu beleuchten.

Von der Definition des hochfrequenten elektromagnetischen Feldes ausgehend, behandelt der Verfasser zunächst die Ausbreitung, die Führung, die Ablenkung und die Wege und Verluste hochfrequenter elektromagnetischer Felder. Daran schließt sich eine Beschreibung der verschiedenen Antennenarten und Ersatzschemas.

Es folgt dann eine Beschreibung des Einflusses der festen, flüssigen und gasförmigen Bestandteile von Gesteinsmedien auf deren Leitfähigkeit und eine Darstellung geologischer Leiter durch komplexe Widerstände und Ersatzschemas.

In einem weiteren Abschnitt behandelt der Verfasser die Feldstärkemessung und Felddiagnose, die Reichweiten und Arbeitsdiagramme und die Vorgänge bei der Beugung und Reflexion elektromagnetischer Felder. An einer Reihe von Beispielen werden Ausbreitungsversuche unter und über Tage erläutert.

Dann wendet sich der Verfasser der Funkmutung zu, unter der er den Nachweis nützlicher Mineralvorkommen durch funktechnische Messungen versteht. Es werden die Absorptions-, Frequenz- und Ablenkungsverfahren beschrieben, um dann anschließend zu zeigen, wie die gebräuchlichen Widerstandsverfahren bei Hochfrequenz anzuwenden sind.

In den letzten Abschnitten bespricht der Verfasser die physikalischen und betriebstechnischen Voraussetzungen für die Herstellung von funktelegraphischen Verbindungen unter Tage und mit der Oberfläche, die Einrichtungen für den Nachweis von Gasausbrüchen und Wassereinbrüchen und schließlich die Anwendung der Funkgeologie in der Elektrotechnik (Blitzschutz), im Schiffs- und Postfunk.

Der Anhang enthält Tabellen über die Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante von Gesteinsproben in Abhängigkeit von der Feuchtigkeit und schließlich ein ausführliches Literaturverzeichnis.

Das Werk ist gut mit Abbildungen und Diagrammen versehen und anregend geschrieben. Von besonderem Interesse sind hierbei die zahlreichen Beispiele aus der Praxis, die der Verfasser in anschaulicher Weise darstellt. Das Heft umfaßt 121 Seiten und gibt einen guten zusammenfassenden Überblick über die Ergebnisse der funkgeologischen Forschung.

Max Müller.

K. Jung: *Kleine Erdbebenkunde.* Verlag Springer. 159 S., 95 Abb. Preis geb. RM 4.80.

„Populäre“, „allgemeinverständliche“ Bücher krankten meist daran, daß der Verfasser zu sehr in seinem Arbeitsgebiet befangen ist, als daß er sich noch auf den Standpunkt des Laien, der noch nichts von diesem Fachgebiet versteht, stellen und Dinge ab ovo entwickeln könnte, die ihm selbstverständlich sind. Zu den seltenen Büchern, die nicht diesen pädagogischen Mangel aufweisen, gehört das vorliegende Bändchen von K. Jung. Der Verfasser hat es hierin — einige wenige Stellen ausgenommen — in vorzüglicher Weise verstanden, einen allgemeinverständlichen, durchaus vollständigen Überblick über die Erdbebenkunde zu geben, über ihre alten und neuen Probleme, ihre Anwendungen und ihre Bedeutung. So erfährt der Leser ebenso etwas über die Wirkungen der Erdbeben in den Schüttergebieten, wie über die Unterströmungshypothesen, die Tiefherdbeben, die Nahbebenforschung, das Mintropsche Verfahren und seine Bedeutung für die Erdölmutung usw., ohne sich je mit zu speziellen Einzelheiten abplagen zu müssen. Die Komponentenzerlegung der Horizontalbewegung, die für das Verständnis der Einrichtung einer Erdbebenstation wichtig ist, hätte vielleicht etwas ausführlicher behandelt werden müssen, um für Laien verständlich zu sein; ebenso muß man die Nachteile der optischen gegenüber der Rußregistrierung etwas genauer kennen, um zu verstehen, daß man heute überhaupt noch Rußapparate hat.

Aber abgesehen von diesen Kleinigkeiten wird der gebildete Laie nach der Lektüre des Buches recht viel Verständnis für unsere Wissenschaft haben, zumal die Ausführungen klar und flüssig geschrieben und durch ausgezeichnete, klare Abbildungen unterstützt sind. Die Abbildungen werden sich auch größtenteils recht gut zum Projizieren in Anfängervorlesungen eignen.

R. Bungers.

Gerhard Kirsch: *Geomechanik — Entwurf zu einer Physik der Erdgeschichte.* 152 Seiten mit 43 Abb. Leipzig, Verlag Joh. Ambr. Barth, 1938. Preis geb. RM 16.—, brosch. RM 14.80.

Der Versuch, die Geologie physikalisch zu untermauern, stellt eine Stufe in der Entwicklung der geologischen Wissenschaft dar, die zwangsläufig ist und die andere Teilgebiete der Naturwissenschaften schon längst hinter sich haben. Es wird auch wohl noch eine gute Weile dauern, bis geophysikalische Aufschlußverfahren zum selbstverständlichen Hilfsmittel des Geologen werden, ja bis jeder Geologe sie überhaupt erst einmal kennt; in der physikalischen Begründung geotektonischer Vorgänge jedoch ist man schon recht viel weiter, wie der vorliegende Versuch, eine zusammenfassende „Geomechanik“ zu geben, zeigt.

Der Verfasser geht dabei aus von der Jolyschen Theorie der „Basaltzyklen“ und sucht auf streng physikalischem Wege alle wichtigen erdgeschichtlichen Erscheinungen (Kontinentalverschiebungen, Polwanderungen, Eiszeiten usw.) qualitativ und quantitativ dieser Theorie unterzuordnen. Dies gelingt der Größenordnung nach meist recht gut, wenn sich auch in Einzelheiten manche Bedenken geltend machen müssen, was dem Verf. auch bewußt ist, und weshalb er das Buch als Versuch bezeichnet. Inhalt: I. Teil: Über das Erdinnere (1. Beschaffenheit des Erdinneren; 2. Die Vorgänge im Erdinneren; 3. Über die Natur der Zwischenschicht). II. Teil: Qualitative Geomechanik der oberflächennahen Vorgänge (1. Die Festländer; 2. Die Meeresräume). III. Teil: Quantitative Geomechanik (1. Die orogene Kraft; 2. Der Mechanismus der Polwanderungen; 3. Die Wärmewirtschaft der Erde und die Eiszeiten; 4. Die Magmaströmungen; 5. Die Kontinentalverschiebungen; 6. Fließende Bewegungen im festen Sima). Anhang: Sonne, Mond und Sterne.

R. Bungers.

Berichtigungen

W. Meinardus: Die Temperaturverhältnisse der südlichen Halbkugel, Zeitschr. f. Geophys., Heft 1/2, 1939, S. 96, Unterschrift zu Fig. 2.

Es muß heißen:

15 Laurie-Insel statt 13 Lauria-Insel,

ferner ist noch hinzuzufügen:

13 Endurance, 14 Deutschland, 16 Bouvet-Insel.

In dem Aufsatz: R. Bock, Über die Magnetische Reichsvermessung II. Ordnung und ihre ersten vorläufigen Ergebnisse (diese Zeitschr. 15, 66—73, 1939, Heft 1/2) sind die Abbildungen auf Seite 69 und 70 vertauscht worden. Die Figur auf Seite 69 gibt die Differenzen der Deklination gegen Niemeck nach früherer Darstellung durch K. Hausmann und die Figur auf Seite 70 die Ergebnisse der Messungen in den Jahren 1937 und 1938 wieder.

Schriftwalter: G. Angenheister, Göttingen. — Anzeigenleiter: Wilhelm Zimmermann, Braunschweig. Druck u. Verlag: Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig; i. v. W. g.; z. Z. gilt Anzeigenpreisliste No 2.

Die topographische Reduktion der Lotabweichungen am Nanga Parbat mit Hilfe eines Diagramms

Von Friedrich Breyer, Hannover. — (Mit 7 Abbildungen)

Mit Hilfe eines Diagrammes werden die am Nanga Parbat gemessenen Lotabweichungen topographisch reduziert. Die Restlotabweichungen werden zu deuten versucht, indem sie mit den berechneten Kurven einiger einfacher Körper und den vermuteten großräumigen Verhältnissen verglichen werden. Die anzunehmenden Dichtedifferenzen sind nicht ungewöhnlich groß. Eine in allem einleuchtende Deutung ist jedoch noch nicht möglich. Zum Schluß ein Ausblick auf genauere Messungen in Europa.

Während meiner Beschäftigung mit den Auszählendiagrammen für die Ergebnisse von Pendel und Drehwaage erschien die Arbeit von Heinrich Jung über „Die Lotabweichungen in der Umgebung des Nanga Parbat und einen Versuch zu ihrer geophysikalischen Deutung“ [1], [2]. Es lag nahe, auch für diese Art der Schweremessung, denn darum handelt es sich ja bei den Lotabweichungen, ein Diagramm zu konstruieren, mit dessen Hilfe es möglich sein würde, die topographische Reduktion der Lotabweichungen bis zu jeder wünschbaren Genauigkeit zu bestimmen, vorausgesetzt, daß genügend genaue Karten vorhanden sind und die Dichte der Gesteine im großen Durchschnitt bekannt ist. Die erste dieser Bedingungen ist am Nanga Parbat durch die schönen und genauen Karten der Expedition von 1934 [3] erfüllt, die zweite läßt sich in hinreichendem Maße auf Grund der geologischen Untersuchungen von P. Misch [4] schaffen.

Herr Professor Finsterwalder unterstützte die Arbeit durch seinen ständigen, sehr wertvollen Rat und, nachdem die erste Station reduziert vorlag, dadurch, daß er Herrn stud. Bödicker heranzog, der für alle übrigen 24 Stationen die notwendigen Profile in 16 Azimuten zeichnete. Nach der Bewältigung dieses Löwenanteils der Arbeit war es ein leichtes, mit Hilfe des Diagramms die Reduktionen zu berechnen. Beiden Herren gilt deshalb mein herzlicher Dank für ihre Mitarbeit, ohne die diese Ergebnisse nicht erhalten worden wären.

Über das zur Anwendung gelangte Diagramm habe ich im Zusammenhang mit den übrigen Diagrammen der Schweremessungen berichtet [5]. Folgendes mag hier wiederholt werden.

Die *Z*-Richtung des Koordinatensystems soll nicht die Richtung der Schwerkraft, sondern diejenige Richtung sein, die sich aus astronomischen Messungen

für den Aufpunkt als Senkrechte ergibt. Es treten dann auch seitliche Komponenten der Schwerkraft auf:

$$g_{(x)} = W_x = k^2 \cdot \mu \cdot \frac{x}{r^3},$$

$$g_{(y)} = W_y = k^2 \cdot \mu \cdot \frac{y}{r^3}.$$

Hierin ist:

- k^2 die Gravitationskonstante,
- μ die störende Masse,
- x und y die Nord- und Ostkoordinate,
- r der Abstand vom Schwerpunkt der Masse.

Ferner ist:

- σ das spezifische Gewicht,
- dv das Volumelement.

Dann ist die gesamte Nordabweichung des Lotes:

$$W_x = k^2 \cdot \sigma \cdot \iiint \frac{x}{r^3} \cdot dv, \dots \dots \dots (1)$$

sobald wir das spezifische Gewicht als einheitlich annehmen können.

Der Leitidee des Diagramms entsprechend wird der Raum um den Stationspunkt in Einzelkörper gleicher Wirkung auf das Lot zerlegt. Es muß zu diesem Zweck über den ganzen Raum um den Stationspunkt integriert werden. Die Einzelgrößen der Formel (1) werden zu diesem Zweck am besten in Kugelkoordinaten ausgedrückt. Wir setzen:

$$x = \cos \psi \cdot \cos \varphi \cdot r,$$

$$y = \sin \psi \cdot \cos \varphi \cdot r,$$

$$dv = r^2 \cdot dr \cdot \cos \varphi \cdot d\varphi \cdot d\psi,$$

wenn ψ das Azimut und φ der Erhebungswinkel über dem Horizont ist. Dann ist:

$$\left. \begin{aligned} W_x &= k^2 \cdot \sigma \cdot \iiint \cos^2 \varphi d\varphi \cdot \cos \psi d\psi \cdot dr, \\ W_y &= k^2 \cdot \sigma \cdot \iiint \cos^2 \varphi d\varphi \cdot \sin \psi d\psi \cdot dr. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (2)$$

$$\left. \begin{aligned} W_x &= \frac{k^2 \cdot \sigma}{4} \cdot \left| \begin{array}{c} \varphi_2 \\ \varphi_1 \end{array} \right| \cdot \left| \begin{array}{c} \psi_2 \\ \psi_1 \end{array} \right| \cdot \left| \begin{array}{c} \sin \psi \\ \cos \psi \end{array} \right| \cdot \left| \begin{array}{c} \sqrt{r_2} \\ \sqrt{r_1} \end{array} \right| \cdot \left| r \right|, \\ W_y &= \frac{k^2 \cdot \sigma}{4} \cdot \left| \begin{array}{c} \varphi_2 \\ \varphi_1 \end{array} \right| \cdot \left| \begin{array}{c} \psi_2 \\ \psi_1 \end{array} \right| \cdot \left| \cos \psi \right| \cdot \left| r \right|. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3)$$

Der Kugelraum wird zerteilt in lauter kleine Abschnitte, für die W_x gleichen Wert hat. Dazu müssen die $(r_{n+1} - r_n)$ und die $(\sin \psi_{n+1} - \sin \psi)$, sowie die $(2 \varphi_{n+1} + \sin 2 \varphi_{n+1} - 2 \varphi_n - \sin 2 \varphi_n)$ gleich groß gemacht werden. Die r und φ können in der Vertikalebene gezeichnet werden (Fig. 1), das Azimut der Profile wird entsprechend ihrem Abstand voneinander mit $(\sin \psi_{n+1} - \sin \psi_n)$ für W_x und $(\cos \psi_{n+1} - \cos \psi_n)$ für W_y berücksichtigt.

Wir wählen die Radien so, daß $(r_{n+1} - r_n) = 1$ cm wird. Den Horizontalkreis zerlegen wir in 16 Teile, so daß $\psi_{n+1} - \psi_n = 22\frac{1}{2}^0$ wird. Das Profil auf je einem Azimut muß dann für einen Winkel von $\psi + 11\frac{1}{4}^0$ bis $\psi - 11\frac{1}{4}^0$ gelten. Wir erhalten dann:

$$\begin{aligned} (\sin \psi_{n+1} - \sin \psi_n) &= \sin(\psi + 11\frac{1}{4}^0) - \sin(\psi - 11\frac{1}{4}^0) \\ &= 2 \sin 11\frac{1}{4}^0 \cdot \cos \psi. \end{aligned}$$

Den Vertikalkreis von $\varphi = 0$ bis $\varphi = 90^0$ zerlegen wir in 20 Teile. Die Extremwerte für $f(\varphi)$ sind:

$$\begin{aligned} 2 \varphi_{0^0} + \sin 2 \varphi_{0^0} &= 0^0, \\ 2 \varphi_{90^0} + \sin 2 \varphi_{90^0} &= \pi. \end{aligned}$$

Es soll nun

$$(2 \varphi_{n+1} + \sin 2 \varphi_{n+1}) - (2 \varphi_n + \sin 2 \varphi_n) = 0.05 \pi$$

werden. Da die Auflösung dieser Gleichung auf rechnerischem Wege zu unbequem ist, wurde sie graphisch ausgeführt. Die Einzelwerte für φ befinden sich in der angeführten Arbeit [5].

Der Wert jedes einzelnen Raumteiles ist dann, wenn M den reziproken Wert des Maßstabes bedeutet:

$$W_x = \frac{k^2 \sigma}{4} \cdot \frac{\pi}{20} \cdot 2 \sin 11\frac{1}{4}^0 \cdot \cos \psi \cdot M.$$

Wir setzen nun für k^2 den Wert $\frac{200}{3} \cdot 10^{-9}$, für $\sigma = 2.7$ und für $M = 100000$ ein.

Dann ist:

$$W_x = 0.276 \cos \psi \text{ mgl.}$$

Bezeichnet a_1 bis a_{16} die Anzahl der Raumteile in den 16 Azimuten, wobei dem Index 1 das Azimut Nord entspricht und rechts herum gezählt wird, dann wird die Nordkomponente der gesamten Lotstörung:

$$\left. \begin{aligned} \Sigma W_x &= 0.276 \cdot \{a_1 - a_9 + \cos 22\frac{1}{2}^0 [(a_2 - a_{10}) + (a_{16} - a_8)] \\ &\quad + \cos 45^0 [(a_3 - a_{11}) + (a_{15} - a_7)] \\ &\quad + \cos 67\frac{1}{2}^0 [(a_4 - a_{12}) + (a_{14} - a_6)] \} \text{mgl} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

und die Ostkomponente:

$$\left. \begin{aligned} \Sigma W_y &= 0.276 \cdot \{a_5 - a_{13} + \cos 22\frac{1}{2}^0 [(a_6 - a_{14}) + (a_4 - a_{12})] \\ &\quad + \cos 45^0 [(a_7 - a_{15}) + (a_3 - a_{11})] \\ &\quad + \cos 67\frac{1}{2}^0 [(a_8 - a_{16}) + (a_2 - a_{10})] \} \text{mgl.} \end{aligned} \right\}$$

An zwei Beispielen wurde geprüft, wie groß die Ungenauigkeit ist, wenn man durch das Diagramm Körper zu erfassen sucht, die sich der Zentralsymmetrie der Diagramm-Methode schlecht anpassen. Als solchen kann man ein langgestrecktes, dreiseitiges, gleichschenkliges Prisma ansehen, wie es Helmert in seinem Werke: „Die Mathematischen und Physikalischen Grundlagen der höheren Geodäsie“ auf S. 295 ff. abbildet und berechnet.

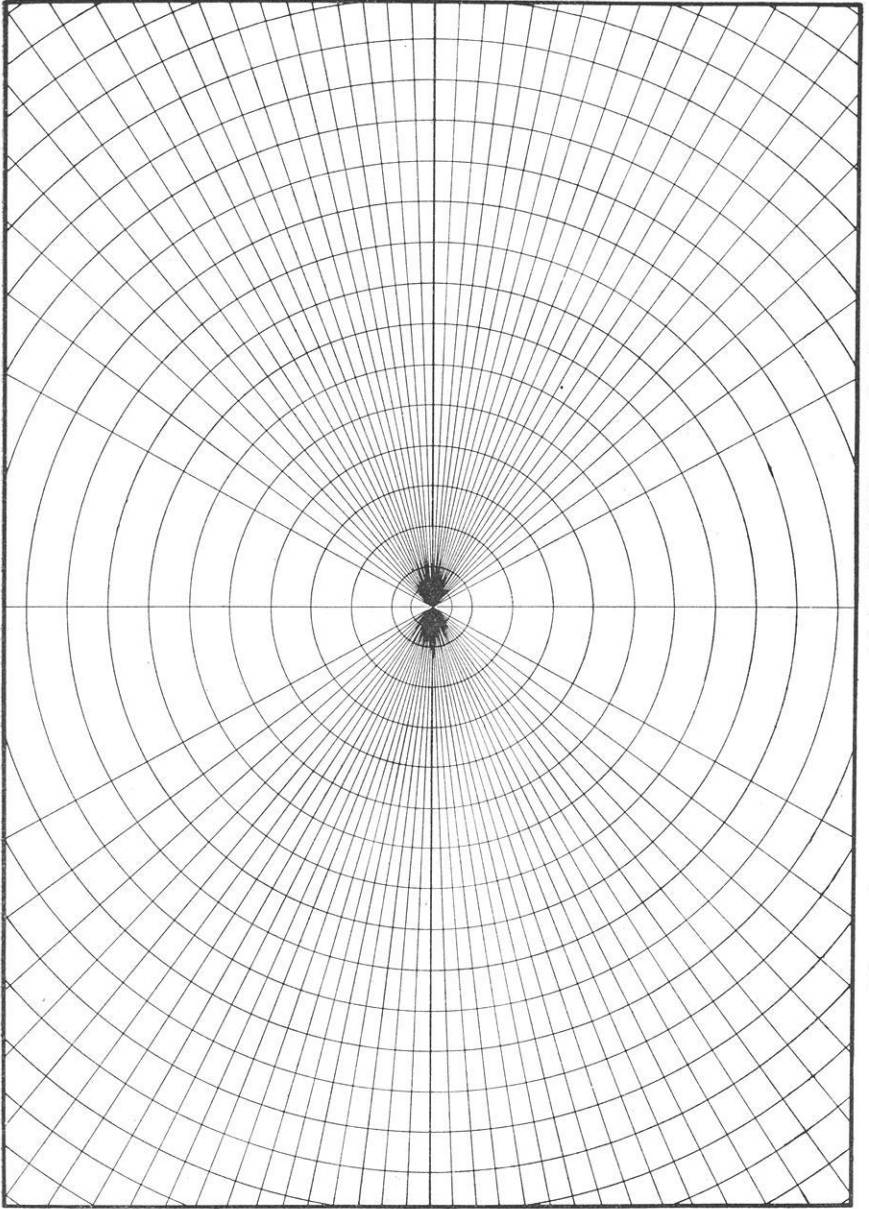


Fig. 1. Diagramm zur topographischen Reduktion von Lotabweichungen

Als Stationspunkt wurde der Punkt auf der Mitte der Böschung angenommen, für den Helmert die Lotabweichung 31.2'' erhält.

Um den Prüfungsvergleich in allen Punkten genau durchführen zu können, muß berücksichtigt werden, welche Werte Helmert für die Erdanziehung W_z und die Dichte σ benutzt. Da die Lotstörung in Sekunden $A'' = \frac{W_x}{W_z} \cdot 206\ 265''$ ist, hebt sich die Gravitationskonstante heraus.

Die Gesteinsdichte, die die Größe von W_x beeinflusst, und die Dichte der Erde, die in W_z enthalten ist, setzt Helmert in das Verhältnis 1 : 2. Die Erdanziehung bestimmt er aus dem Gewicht der Erde. Sie ist:

$$W_z = 4/3 \pi k^2 \cdot \sigma_m \cdot R,$$

worin σ_m die Dichte und R den Radius der Erde bedeuten. Setzen wir hierin $W_z = 980$ cgs und $R = 6370$ km, dann erhalten wir $\sigma_m = 5.52$. Infolge des

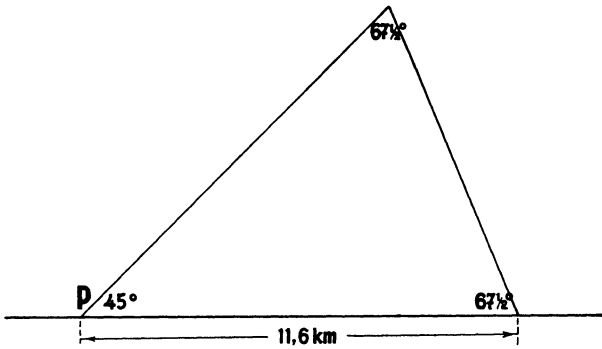


Fig. 2. Prisma als Beispiel für Gebirgszug mit steilen Flanken

Verhältnisses $\sigma : \sigma_m = 1 : 2$ müssen wir bei der Auszählung des Prismas die Dichte $\sigma = 2.76$ anwenden. Bei $W_z = 980$ cgs ist eine Lotabweichung von einer Bogensekunde: $1'' = 4.75$ mgl.

Das Prisma möge sich von Ost nach West erstrecken. Wir erhalten dann nur eine Nordkomponente der Anziehung. Es werden die Schnitte unter 0° , $22\frac{1}{2}^\circ$, 45° usw. durch das Prisma gelegt und ausgezählt. Wir erhalten folgende Zahlen:

0°	$\pm 22\frac{1}{2}^\circ$	$\pm 45^\circ$	$\pm 67\frac{1}{2}^\circ$	$\pm 90^\circ$
103	107	104	106	0

Die Differenzen der gegenüberliegenden Azimute sind hierin schon enthalten. Nach der Formel (4) auf S. 231 erhalten wir jetzt:

$$\begin{aligned}
 A'' &= \frac{0.276 \cdot 2.76}{4.75 \cdot 2.70} \cdot (103 + \cos 22\frac{1}{2}^\circ \cdot 2 \cdot 107 \\
 &\quad + \cos 45^\circ \cdot 2 \cdot 104 \\
 &\quad + \cos 67\frac{1}{2}^\circ \cdot 2 \cdot 106) \\
 &= 31.4''.
 \end{aligned}$$

Der Unterschied gegenüber dem von Helmert erhaltenen Wert ist also sehr geringfügig.

Ferner wurde die Wirkung eines langgestreckten Prismas mit weit steileren Flanken auf eine Station an der Basis sowohl nach den Formeln von Helmert S. 277 ff. als auch mit Hilfe des Diagramms berechnet.

Den Querschnitt des Prismas zeigt Fig. 2. Bei Anwendung der Dichte 2.70 erhält man nach Helmert den Wert $A'' = 58.7''$. Die Auszählung ergibt folgende Zahlen:

0°	22½°	45°	67½°	90°
181	196	203	227	0

Mit Hilfe der Formel (4) erhält man

$$A'' = 58.3''.$$

Der Fehler hält sich auch hier in sehr engen Grenzen. Diese Proben sind deshalb wichtig, weil im Nanga-Parbat-Gebiet sowohl die Gebirgsstöcke wie auch die Täler hauptsächlich langgestreckte Formen haben. Deswegen war es nötig, sich zu vergewissern, ob man mit dem Diagramm auch diesen Formen gerecht werden kann.

In der Tabelle 1 sind die Ergebnisse der Lotabweichungsmessungen Finsterwalders [2] wiederholt worden, es sind außerdem die Ergebnisse der Reduktionsberechnungen mittels Diagramm, sowie die Restlotabweichungen, die sich aus beiden ergeben, eingetragen.

Als abgerundeter Wert der Schwere ist 980 cgs angenommen worden. Es ist zu prüfen, ob man mit diesem Wert hinsichtlich der Genauigkeit auskommt. Das Nanga-Parbat-Gebiet erstreckt sich etwa von 35° 10' bis 35° 40' Breite; aus der abgekürzten Schwereformel $\gamma_0 = 978.052 (1 + 0.0053 \sin^2 \varphi)$ erhält man für 35° 30' Breite: $\gamma_0 = 978.800$ cgs. Da die Lotabweichungsbestimmungen nicht im Meeresniveau erfolgt sind, müssen an dem Normalwert der Schwere die Reduktionen nach Faye und Bouguer angebracht werden und es muß schließlich noch ein nicht unerheblicher Betrag für die bekannte starke Bouguer-Störung des Himalaya eingesetzt werden. Nach K. Jung *) betragen Faye- und Bouguer-Störung gemeinsam: $-\delta g = (0.3086 - 0.0419 \cdot \sigma) \cdot \delta h$ mgl (δh in Metern). Für 1000 m Meereshöhe und ein spezifisches Gewicht $\delta = 2.7$ erhält man $-\delta g = 195.6$ mgl = etwa 0.2 cgs. Die Meereshöhen der Stationen variieren zwischen 1000 m (Industal) und rund 5000 m (Bergspitzen). Wegen der Meereshöhe muß also der Wert der Schwere um 0.2 bis 1.0 cgs vermindert werden. Der hierdurch verursachte Fehler beträgt also höchstens etwa 0.1 %. Die Bouguer-Störung des Himalaya liegt schätzungsweise zwischen 200 und 300 mgl, sie kann daher ebenfalls vernachlässigt werden. Denn die Fehler der Messung, der Dichtedifferenz und der Reduktionen sind um Größenordnungen höher.

*) Handb. d. Exper. Phys. 25, 3, 154.

Die Dichtedifferenz von 2.7 wurde im Gegensatz zu dem von H. Jung verwendeten Wert 2.9 wegen des sauren Charakters der Gesteine des Nanga-Parbat-Massivs eingesetzt. Leider ist es mir nicht gelungen, über diesen wichtigen Punkt mit Herrn Misch einen Gedankenaustausch herbeizuführen. Aus seinen Beschreibungen der Gesteinsserien, sowie aus den immer wiederkehrenden Bezeichnungen „helle, saure Gneise“ ist zu entnehmen, daß man wenigstens für das

Tabelle 1. Reduktion der Lotabweichungen am Nanga Parbat

Nr.	Station	L''	α^0	L''_N	L''_E	A''_N	A''_E	Ω''_N	Ω''_E	ϱ''	α^0
2	Gor Gali	19	350	+18.7	- 3.2	+ 2.0	- 5.3	+16.7	+ 2.1	16.8	7 10
3	Hattu Pir	11	161	-10.4	+ 3.6	- 9.0	+14.9	- 1.4	-11.3	11.4	263 -
4	Khoijut	8	293	+ 3.1	- 7.4	-22.3	+ 7.5	+25.4	-14.9	29.4	329 40
5	Lichar Peak . . .	12	208	-10.6	- 5.6	-18.6	- 6.8	+ 8.0	+ 1.2	8.1	8 32
6	Jabardar Peak .	12	130	- 7.7	+ 9.2	-24.9	+16.5	+17.2	- 7.3	18.7	337 -
8	Astor West . . .	11	297	+ 5.0	- 9.8	- 4.0	-19.3	+ 9.0	+ 9.5	13.1	46 35
9	Astor Ost	52	89	+ 0.9	+52.0	0	+19.8	+ 0.9	+32.2	32.2	88 25
11	Rampur Eck . .	30	337	+27.6	-11.7	+ 7.1	- 8.4	+20.5	- 3.3	20.8	350 50
13	Chhugam Peak .	11	81	+ 1.7	+10.9	- 2.8	-14.8	+ 4.5	+25.7	26.1	80 4
1	Talichi			+ 3		- 7.9	-5.5	+10.9			
2	Lager ober Gor .			+38		+24.9	-18.2	+13.1			
3	Rakhlot Brücke			- 6		-11.1	+ 6.5	+ 5.1			
4	Ober Doian . . .			-31		-23.7	+15.7	- 7.3			
5	Bunar Bungalow			+ 9		- 9.2	+ 6.1	+18.2			
6	Bezar Gali			-22		-25.4	+ 2.6	+ 3.4			
7	Märchenwiese . .			-26		-25.7	+ 3.3	± 0			
8	Hauptlager			-15		-31.5	- 0.8	+16.5			
9	Sango Sar See . .			-13		- 7.7	-13.6	- 5.3			
10	Astor Stein			-30		- 1.8	- 4.6	-28.2			
11	Guricot			- 9		- 1.9	- 3.2	- 7.1			
12	Tarshing			-10		+ 2.3	-19.0	-12.3			
13	Shaigiri			- 3		+ 1.0	- 6.7	- 4.0			
14	Nanga Süd			0		+ 3.9	-12.1	- 3.9			
15	Parjot Brücke . .			- 6		- 2.3	-1.6	- 3.7			
16	Rattu			-18		- 1.8	- 2.6	-16.2			

$L'', \alpha^0, L''_N, L''_E$ = gemessene Größen,
 A''_N, A''_E = berechnete Größen, Dichte = 2,7,
 $\Omega'', \alpha^0, \Omega''_N, \Omega''_E$ = Rest-Lotabweichungen.

Massiv des Nanga Parbat, den sogenannten Zentralgneis mit etwa 2.7 zu rechnen hat. Gelegentliche Einschaltungen von granatführenden Gesteinen können daran nicht viel ändern, für die Einlagerungen von Marmoren braucht man auch nicht viel mehr anzunehmen. Ebenso ist die Annahme von 3.1 für die gesamte Menge der basischen Gesteine vielleicht schon etwas reichlich hoch. Eine Durchsicht der von Herrn Misch aufgesammelten Gesteine, die mir in Göttingen im Mineralogischen Institut freundlichst gewährt wurde, konnte diese Frage auch nicht beantworten, da ohne den Rat des Kenners der geologischen Verhältnisse eine Ver-

wertung des Materials in irgendeiner Richtung leider aussichtslos ist. Es wurden also die Werte 2.7 und 3.0 angenommen, entsprechend den sonst für saure und basische Gesteine verwendeten Zahlen. Man vergleiche in diesem Zusammenhang die Dichtewerte in dem Aufsatz von A. Prey, 1912, sowie die Diskussion dieses Problems durch R. Schwinner, 1931.

Diese Differenzen würden nur geringe Änderungen des ganzen Bildes der Restlotabweichungen am Nanga Parbat ergeben. Wenn man jedoch Lotabweichungen größerer Genauigkeit, etwa in Europa, reduzieren will, ist es natürlich notwendig, die Frage der Gesteinsdichte möglichst eingehend zu beantworten, denn es ist sicher, daß unter sonst günstigen Umständen durch unscharfe Bestimmung der Dichte die bei weitem größte Ungenauigkeit eingeschleppt wird.

Die Reduktionen und die Restlotabweichungen sind in den Fig. 3 und 4 abgebildet.

Die Reduktionen sind bis zu einer Entfernung von 30 km rund um jede einzelne Station berechnet worden. Es ist die Frage, ob damit eine vollständige Reduktion erreicht worden ist, und wenn nicht, welche Reste unberücksichtigt geblieben sind.

Wie ein Blick auf das Diagramm Fig. 1 zeigt, kann eine vollständige Reduktion nur dann erreicht werden, wenn in der Ferne die Höhen ungefähr gleiche Werte erreichen, deren Einwirkungen einander aufheben. Selbst in einem Flachlande wird man diese Bedingungen kaum jemals erfüllt finden. Es leuchtet ferner ein, daß mit zunehmender Entfernung die Einzelheiten der Oberflächengestaltung immer geringeren Einfluß ausüben, daß aber die großen Züge der Hochgebirge und Tiefländer und schließlich der Meere mit ihren mittleren Höhen noch in großer Ferne einen merklichen Beitrag zur Reduktion liefern; denn die Wirkungsfelder des Diagramms nehmen gerade in horizontaler Richtung nur ganz langsam an Fläche zu. Daraus folgt, daß die Wirkung der nahen Einzelformen, die auf den verschiedenen Stationen wesentlich verschieden ist, genügend erfaßt worden ist. Die fernen Einzelformen heben sich gegenseitig auf. Dagegen sind nicht erfaßt worden die Großformen, die besonders im Himalaya von den größten überhaupt bekannten Dimensionen sind. Die Wirkung der Großformen ist also noch in den reduzierten Werten enthalten.

Wie wir in dem Abschnitt, in dem eine Auswertung versucht wird, sehen werden, kommen wir dann zu einer plausiblen Erklärung, wenn wir eine für das ganze Nord-Süd-Profil gleiche Lotabweichung von etwa 6'' nach Norden in Abzug bringen. Wir befinden uns in der Nanga-Parbat-Region zwar schon mitten in den Hochgebirgen Asiens, aber die Höhen der Gebirge und die Tiefen Ebenen Indiens und Turkestans liegen nicht gleichmäßig zu beiden Seiten des Arbeitsgebietes. Bis 200 km im Umkreis ist alles Hochgebirge. Darüber hinaus kompensieren sich etwa die afghanischen Ketten und der Kuen lun. Das Hochland von Tibet muß eine bedeutende Ostabweichung hervorrufen und das Hochland des Pamir gegenüber der Tiefebene des Pandschab eine Nordabweichung.

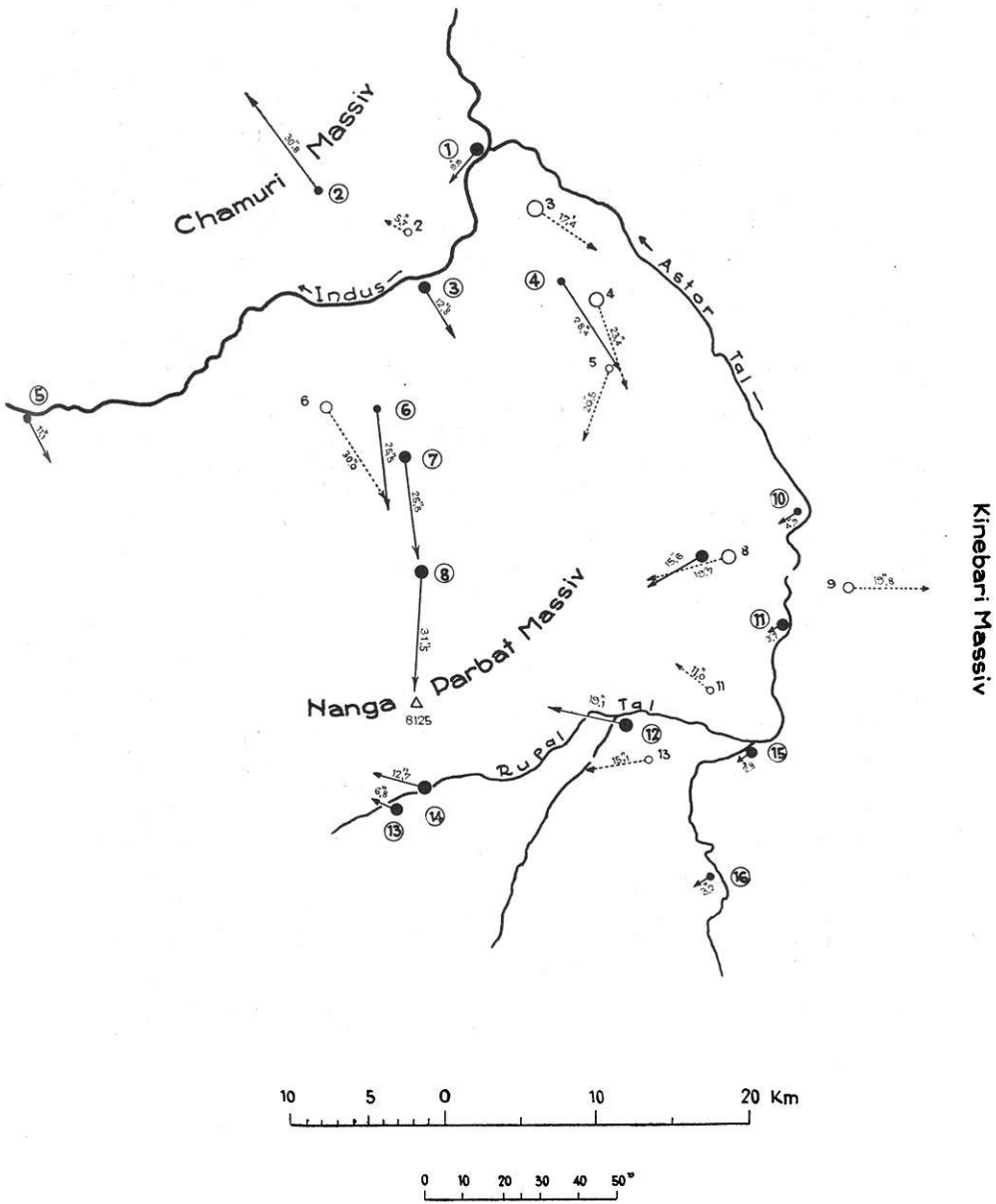


Fig. 3. Topographische Reduktionen der Lotabweichungen für den Umkreis von 30 km Radius

Wir finden diese letzte von der Reduktion nicht erfaßte Wirkung der fernen Großformen in unserem Nord-Süd-Profil (Fig. 7) deutlich wieder.

Die regionale Reduktion kommt nur für die astronomisch festgestellten Lotabweichungen in Betracht, nicht dagegen für die trigonometrisch bestimmten Werte, denn diese beziehen sich auf eine isolierte Referenzfläche, die um einen mittleren Wert der Lotabweichung, der der Nanga-Parbat-Gegend eigentümlich ist, aber nicht bestimmt wurde, gegenüber dem Referenzellipsoid gekippt ist. Dieser Wert setzt sich ebenfalls aus dem Einfluß der sichtbaren und dem der unsichtbaren Massen zusammen. Es würde für eine exakte Interpretation notwendig sein, den Anteil des Sichtbaren nach einer der hier angewandten ähnlichen Methode zu bestimmen.

Auf die Verschiedenheit der Bezugsflächen der astronomischen und der trigonometrischen Lotabweichungen hat R. Finsterwalder bereits hingewiesen. Er fand trotz der Heterogenität der Wertereihen unter Berücksichtigung der mittleren Fehler hinreichenden Zusammenhang zwischen beiden. Die Winkel zwischen den Referenzflächen können daher nur von derselben Größenordnung sein wie die mittleren Fehler der Messungen. Die in der Auswertung gemachte Annahme von 6'' regionaler Nordabweichung entspricht dieser Überlegung.

Aus Fig. 3, in der die Reduktionen für den 30 km-Umkreis eingetragen sind, entnimmt man leicht, worauf H. Jung schon hingewiesen hat, daß Talstationen am wenigsten durch die Gestalt der Erdoberfläche beeinflußt werden. Schlechtere Werte liefern bereits Gipfelstationen. Am stärksten gestört sind die Stationen am halben Hang, wie man sehr gut bei den Stationen Bezar Gali, Märchenwiese und Hauptlager sehen kann.

Man sieht ferner, wie südlich des Indus und westlich des Astortales alle Reduktionen stetig wachsend dem Nanga-Parbat-Massiv zustreben. Östlich des Astortales macht sich das Kinebari-Massiv und nördlich des Indus das Chamuri-Massiv bemerkbar. In dem Winkel zwischen Indus- und Astortal ist außerdem noch das große Massendefizit des tief eingeschnittenen Industales nördlich von Talichi ohne weiteres zu bemerken. Gegenüber den von H. Jung geschätzten Werten erfahren alle Reduktionen mit Ausnahme einiger Talstationen erhebliche Verstärkungen. Die Hauptursache für diesen Unterschied zwischen Schätzung und Rechnung liegt in der Einwirkung der den Stationen am nächsten gelegenen Massen und Lufträume. Das Diagramm zeigt deutlich (Fig. 1), daß die nächste Umgebung des Stationspunktes besonders sorgfältig erfaßt werden muß, da sich hier die Felder gleicher Wirkung sehr stark zusammendrängen.

Daraus folgt nun ein ganz verändertes Bild der Reststörungen. Läßt man die ziemlich undurchsichtigen Verhältnisse bei Astor außer Betracht, so bleibt im großen und ganzen eine Flucht der Lotstörungen vom Nanga-Parbat-Massiv weg übrig, wie es unsere Kenntnisse von den geologischen Verhältnissen bereits vermuten lassen (siehe P. Misch).

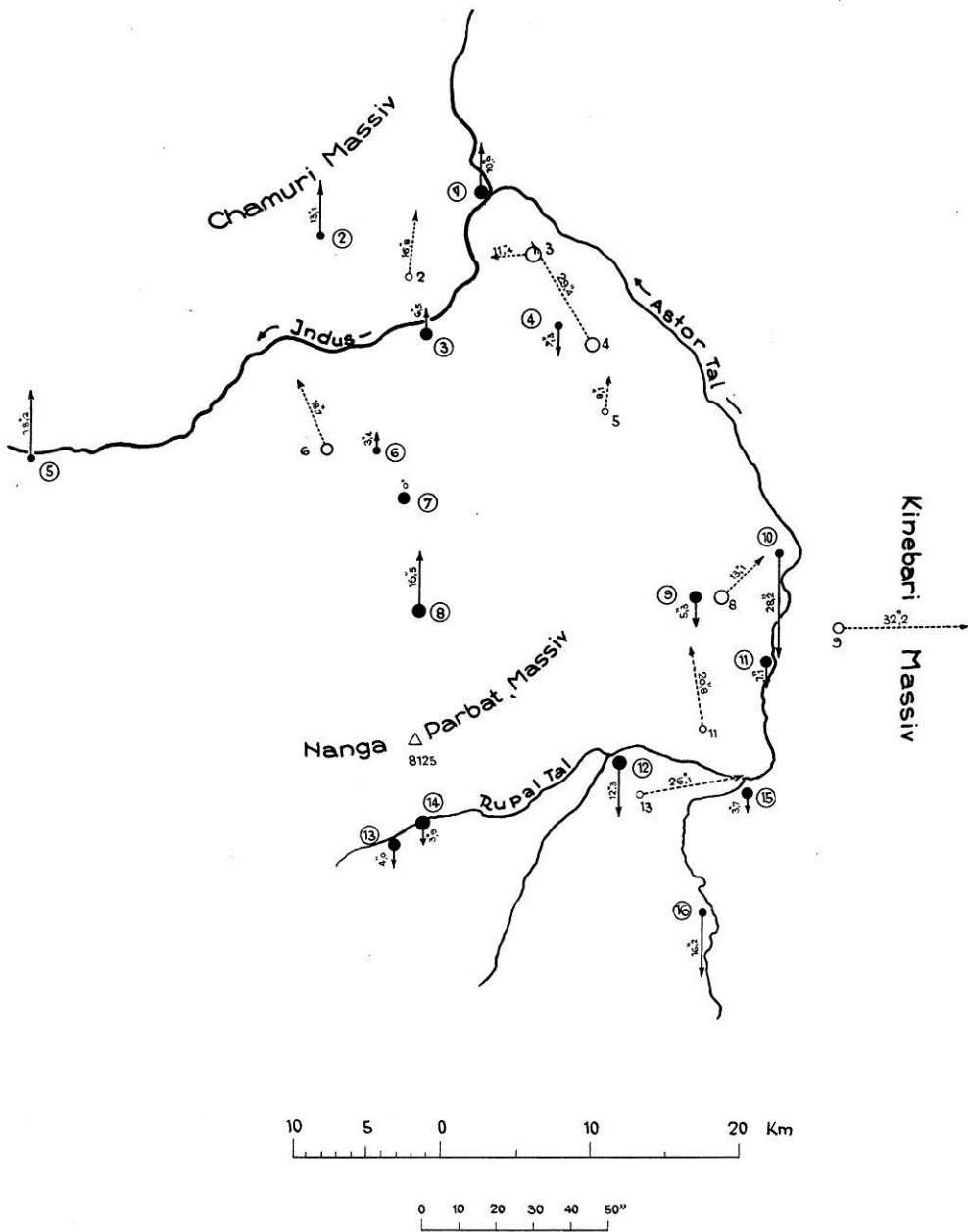


Fig. 4. Topographisch reduzierte Lotabweichungen

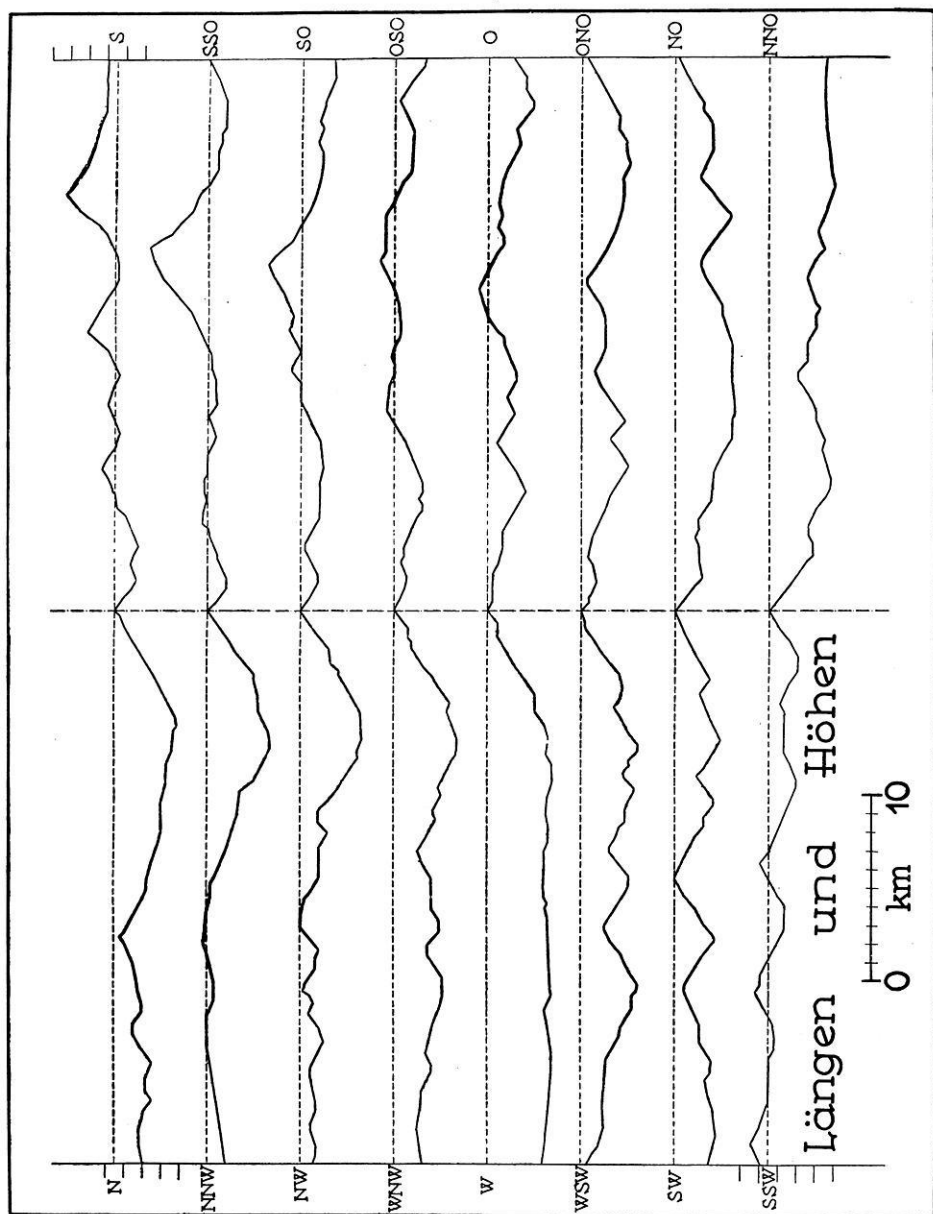


Fig. 5. Die Höhenprofile der Station Jabardar Peak, 4513 m, als Beispiel

H. Jung hat den Versuch gemacht, die Wirkung der Dichtedifferenz zwischen dem Nanga-Parbat-Massiv und den umgebenden basischen Massiven zu berechnen und in Abzug zu bringen. Das neue Bild der topographisch reduzierten Lotstörungen bietet indessen zunächst wenig oder keine Anhaltspunkte für eine derartige Operation. Gerade in den Flußtälern, in denen die Dichtegrenze verlaufen soll, ist von einer zentrifugalen Tendenz besonders wenig zu bemerken. Genau genommen hätte schon bei der topographischen Reduktion, soweit die Profile sich in das Gebiet der basischen Massive erstrecken, eine höhere Dichte angewendet werden müssen. Da die Dichteerhöhung etwa $1/10$ der ganzen Dichte ausmacht und von den in die Reduktion eingehenden Massen höchstens etwa zwei Drittel die höhere Dichte besitzen, so kann der dadurch entstehende Fehler sich nur auf etwa $1/15$ der gesamten Reduktion belaufen, im Höchsthalle etwa auf $2''$, im Durchschnitt auf $1''$, er ist also nicht groß genug, um die Restlotabweichungen nennenswert zu beeinflussen.

Wir werden weiter unten sehen, wie der Vergleich der Restlotabweichungen mit gewissen schematischen Lotabweichungsprofilen wieder zu diesem Gedanken von H. Jung zurückführt, und unter welchen veränderten Voraussetzungen uns eine Diskussion dieser Frage möglich erscheint.

Um ungefähr erkennen zu können, von welcher Form die Massen sein könnten, die die Restlotabweichungen hervorrufen, wurden die Wirkungen einiger einfach gestalteter Massen berechnet, die der Vorstellung von geologischen Körpern entsprechend dimensioniert wurden. Auch für diese Berechnungen kann man das oben angegebene Diagramm anwenden. Noch einfacher ist es, das Diagramm für die sogenannte zweidimensionale Massenordnung zu benutzen, das ich ebenfalls in meiner Arbeit in den Beiträgen zur angewandten Geophysik angegeben habe.

Die Formel für in einer Richtung unendlich ausgedehnte Massen lautet [(5) S. 324]:

$$W_x = 2k^2\sigma \cdot \int \int \frac{x}{x^2 + z^2} \cdot dxdz.$$

Integriert man zunächst über x und dann über z , so erhält man:

$$W_x = k^2\sigma \cdot \left[z_2 \cdot \ln \frac{x_2^2 + z_2^2}{x_1^2 + z_2^2} - z_1 \cdot \ln \frac{x_2^2 + z_1^2}{x_1^2 + z_1^2} \right. \\ \left. + 2 \cdot \left\{ x_2 \left(\arctg \frac{z_2}{x_2} - \arctg \frac{z_1}{x_2} \right) - x_1 \left(\arctg \frac{z_2}{x_1} - \arctg \frac{z_1}{x_1} \right) \right\} \right].$$

Zur Vereinfachung darf x_2 nicht gleich unendlich gesetzt werden, so vorteilhaft dies an und für sich wäre, da man dann die Lotabweichungskurven zeichnen könnte, die den von R. Schwinner, 1929 [6], veröffentlichten Schwerkraftkurven entsprechen.

In Fig. 6 sind die Lotabweichungen abgebildet, die von einer Reihe geologisch möglicher Körper verschiedener Dimensionen hervorgerufen werden. Alle Körper

haben in einer Richtung, senkrecht zur Zeichenebene, unendliche Ausdehnung. Wenn man statt dessen Körper betrachten will, deren Ausdehnung in dieser Richtung begrenzt ist, so muß man berücksichtigen, daß die Kurven sich besonders in den dem Körper fernen Teilen verändern werden, sie fallen steiler ab. Für die hier besonders interessierenden Fälle extremer Lotabweichungen wird also durch eine Begrenztheit des Körpers in der Längsachse wenig geändert, da die extremen Lotabweichungen nur ganz in der Nähe der Kanten oder Ränder der störenden Einlagerungen auftreten. Diese Tatsache ist eine der wichtigsten Ergebnisse der Kurvenberechnung: Große Lotabweichungen, die sich auf kurze Entfernung rasch ändern (d. h. große Lotabweichungsunterschiede), können nur von Körpern herrühren, deren obere Ränder ganz in der Nähe der Station liegen.

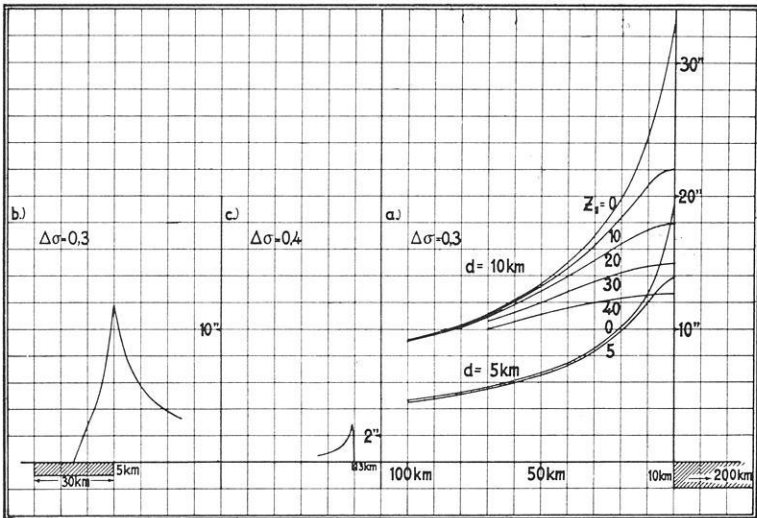


Fig. 6.

Lotabweichungen über rechtwinkligen Querschnitten verschiedener Dimensionen

Aus Fig. 6 a entnehmen wir ferner, daß die störende Einlagerung dann am stärksten einwirkt, wenn sie nicht durch homogene Schichten verdeckt wird. In größerer Entfernung vom Rand wirken gleichmächtige Schichten oder Einlagerungen gleich stark ein, ohne daß sich ihre Tiefenlage noch bemerkbar macht. Dagegen unterschieden sich die Lotabweichungen sehr stark und zwar besonders durch schnelle Änderung in horizontaler Richtung, wenn man sich über dem Rand befindet, je nachdem die Einlagerung seicht oder tief versenkt ist. Die der Fig. 6 a zugrunde gelegten Störungskörper entsprechen etwa den störenden Massen, die man unter einem Gebirge von der Art der Alpen annehmen muß. Je nachdem, wie groß man den Tiefgang des Dichtedefizits annimmt, muß man die Kurven für $d = 10\text{ km}$ und $z_1 = 0, 10, 20\text{ km}$ addieren. Man sieht auch, daß durch die

Hinzufügung einer Schicht zwischen 30 und 40 km Tiefe die extremen horizontalen Lotabweichungsunterschiede nur noch unwesentlich vergrößert werden.

Der Störungskörper von Fig. 6 b entspricht etwa einer schmalen Geosynklinalen oder einem Graben, in dem mächtige jüngere Sedimente zwischen stehengebliebenen Rändern abgelagert worden sind, in der Weise, wie es im nördlichen Rheintalgraben oder im Wiener Becken der Fall ist. Ähnliche horizontale Dimensionen haben auch der Harz und der Flechtinger Höhenzug, allerdings darf man dort nicht mit so tiefreichenden und großen Dichtestörungen rechnen. Ob man sich einen Störungskörper am Nanga Parbat in etwa diesen Dimensionen vorstellen darf, sei erst weiter unten behandelt.

In Fig. 6 c wurde endlich ein Körper berechnet, der einem langgestreckten Salzstock vergleichbar ist. In diese oder in eine noch geringere Volumengrößenordnung gehören auch Störungskörper von der Art der Schwedischen Eisenerzlager oder derjenigen von Kursk in Rußland. Man kann in diesen Fällen mit beinahe der fünffachen Dichtedifferenz rechnen, bekäme also in sehr günstigen, allerdings auch sehr seltenen Fällen ebenfalls merkliche Lotabweichungen über den Rändern der Einlagerung.

H. Jungs Methode, als störende Körper Kugeln einzusetzen, stellt etwa das andere Extrem gegenüber der Annahme rechteckiger Querschnitte dar. Mir scheinen einerseits die geologischen Verhältnisse, andererseits die extremen Lotabweichungswerte mehr für die letzteren zu sprechen. Mit einer Kugel oder einem kreisförmigen Querschnitt erhält man nur bei Annahme erheblich größerer Massen dieselbe Wirkung auf das Lot als bei rechteckig begrenzten Massen, nie aber bei möglichen Dichtedifferenzen genügend große Lotabweichungsunterschiede. Sehr steile Grenzflächen zwischen basischen und sauren Gesteinen sind aus allen Profilen P. Mischs zu entnehmen.

Andererseits muß man sich bei Verwendung senkrechter Grenzflächen immer darüber im klaren sein, daß man die kleinstmögliche verursachende Masse erhält. Bei den verhältnismäßig wenigen Messungen ist es unmöglich, entschiedenere Aussagen über die Form der Körper zu machen.

Nach diesen Vorbereitungen können wir einem Auswertungsversuch näher treten. Die Restlotabweichungen in Fig. 4 lassen ein Kerngebiet erkennen, von dem die Pfeile nach allen Seiten ausstrahlen. Dabei berücksichtigen wir gleich, daß die trigonometrischen Stationen 4, 11 und 13, die das Bild verwirren, besonders ungenau sind, und deswegen fortgelassen werden können. Wir wollen versuchen, zu entscheiden, welcher Klasse von Normalkurven die gemessenen Werte am besten entsprechen. Es zeigt sich gleich, daß Körper von der Art der Fig. 6 c offenbar wegen der Ungenauigkeit der Messungen und der Reduktionen und wegen des Betrages der Lotabweichungen nicht ausgeschlossen werden können. Dabei ist es aus geologischen Gründen nicht unwahrscheinlich, daß sie vorkommen.

Schwieriger ist es, zu beurteilen, ob und wo wir uns im Bereiche von Körpern befinden, wie sie Fig. 6 a darstellt. Eine Grenzfläche eines solchen Körpers ist

offenbar nicht in der Nähe, sonst könnten wir keinen Durchgang durch Null und nördliche und südliche Abweichungen von annähernd gleichem Betrage haben. Aus geologischen Gründen ist eher anzunehmen, daß wir uns mitten auf einem solchen Körper befinden, nämlich auf einem Massendefizit, einem Körper mit negativer Dichtedifferenz, entweder in der Nähe des Nulldurchgangs oder wenig seitlich davon. Über seine Breite ist nichts Näheres bekannt, sie wird auf etwa 400 km zu schätzen sein. Auch über seinen Tiefgang sind nur höchst ungenaue Vermutungen möglich. Das eine ist aber sicher, daß die weitgespannte Lotabweichungskurve eines solchen Körpers, auf der die Lotabweichungskurven kleinerer Körper als Spezialundulationen aufgeprägt sind, eine geneigte Linie sein muß, die in Abzug zu bringen ist, wenn man die Spezialundulationen deuten

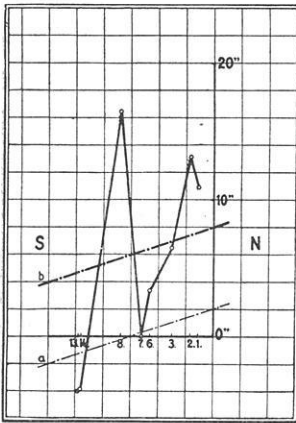


Fig. 7. Nord-Süd-Profil der Lotabweichungen. Längenmaßstab wie in Fig. 6; Seitenlänge der Quadrate 10 km

will. Wir nehmen analog zu den Verhältnissen in den Alpen an, daß das Massendefizit in der Tiefe im Süden Südablenkungen und im Norden Nordablenkungen hervorruft. Die Lotabweichungen von Fig. 4 sind dann je nach Lage des Nulldurchgangs der geneigten Linie zu reduzieren. Um eine bestimmte Annahme zu machen, habe ich in Fig. 7 den Einfluß des Massendefizits durch die Linie *a* gekennzeichnet.

Es ist dies aber nicht die einzige Reduktion, die noch zu erfolgen hat. Wie schon auf S. 236 bemerkt wurde, muß wegen der Einwirkung ferner sichtbarer Massen eine dem ganzen Gebiet eigentümliche Lotabweichung abgezogen werden. Den hierfür in Betracht kommenden Betrag schätzt R. Finsterwalder auf ähnliche Größenordnung wie den mittleren Fehler. Der einzige Anhaltspunkt für seine Größe, den man aus den Messungen selbst entnehmen kann, ist der, daß die

Extremwerte annähernd gleich weit von der Nulllinie entfernt liegen sollten. Danach kommt man auf einen Wert von etwa 6'' Nordabweichung. Um diesen Betrag wird die Linie *a* verschoben und wir erhalten als neue Basis unserer Spezialundulationen in Fig. 7 die Linie *b*. Es zeigt sich übrigens, daß die Frage nach dem Nulldurchgang der Linie *a* in Anbetracht unserer mangelhaften Kenntnis der regionalen Lotabweichungen von untergeordneter Bedeutung ist. Denn wir können vorerst nicht genau unterscheiden, wieviel von den Werten der Linie *b* auf das Konto des tiefen Massendefizits oder auf das der fernen Massen geht.

Dieselben Operationen müßten auch für die Ostkomponente durchgeführt werden. Jedoch reichen hierzu die Unterlagen nicht aus. Die im Hinblick auf die Stationen Astor West und Ost vermutete regionale Ostabweichung findet in den übrigen trigonometrischen Werten keine deutliche Stütze.

Es ergibt sich also aus dem Vorigen eine Überlagerung von verschieden weitspannigen und verschieden intensiven Lotabweichungskurven, deren Analyse bei der geringen Anzahl der vorliegenden Messungen nur unter Vorbehalten und unter Anwendung einer Reihe von Annahmen möglich ist. Die Aufsuchung von Lotabweichungskurven vom Schema der Fig. 6 b unterliegt all diesen Vorbehalten und Annahmen. Der Versuch ihrer Deutung kann also nur als ein tastender Anfang in völligem Neuland beurteilt werden.

In dem Nord-Süd-Profil, das allein einer eingehenderen Analyse unterworfen werden soll, behalten wir als Rest nach Reduktion der gleichförmigen regionalen Einflüsse je zwei Extrema nördlicher und südlicher Abweichung, deren gegenseitige Lage der Kurve Fig. 6 b größenordnungsmäßig gut entspricht. Was verwundert, ist, daß es eben zwei vollständige Kurven mit positivem und negativem Extrem sind und nicht nur eine, wie es auf Grund der geologischen Untersuchungen zunächst zu erwarten war. Ich habe nach anfänglichen Bedenken doch vorgezogen, die Station 8, Hauptlager, mit ihrem alleinstehenden maximalen Nordwert beizubehalten, da sie keineswegs als weniger sicher gelten kann als die übrigen astronomischen Bestimmungen. Wir erhalten dann zwei leichte Einlagerungen, die eine mit dem Südrand im Rupaltal, mit dem Nordrand im Hauptlager, also das Nanga-Parbat-Massiv selber, die andere mit dem Südrand in Märchenwiese, Nordrand am Chamuri-Massiv mit unbekannter problematischer Ursache. Man kann es sich auch so vorstellen, daß eine gleichmäßige leichte Masse sich vom Rupaltal im Süden bis zum Chamuri erstreckt, in welcher eine kleinere schwere Masse zwischen Hauptlager und Märchenwiese eingeschaltet ist. Diese letztere müßte eigentlich zu sehen sein. Mit den geologischen Vorstellungen stimmt dieses Ergebnis nicht besonders gut überein. Danach sollte der Nordrand der leichten Gesteine bereits am Indus erreicht sein, während der Südrand erheblich weiter im Süden vermutet wird. Die schwere Masse zwischen Hauptlager und Märchenwiese ist kaum plausibel. Aber auch bei wesentlich anderen Annahmen über die regionalen Reduktionen kann man die großen Differenzen zwischen den einzelnen Stationen nicht besser erklären.

Es bleibt uns als Endergebnis die Feststellung einer ungefähren Übereinstimmung mit unseren regionalen geologischen und geophysikalischen Vorstellungen. Von Bedeutung ist ohne Zweifel, daß es gelungen ist, die Störungen der Größenordnung nach einzuordnen. Dieser Umstand bereitete ja bisher der geophysikalischen Auswertung der Lotabweichungen die größten Schwierigkeiten. Wir brauchen also nicht mehr unerklärlich hohe Dichtedifferenzen in die Rechnung einzusetzen, sondern können mit geologisch gut vorstellbaren und alltäglichen Annahmen rechnen.

Es braucht nicht zu verwundern, wenn die trigonometrisch bestimmten Lotabweichungen noch nicht in vollem Maße zur Auswertung herangezogen werden konnten. Sie liegen noch zu weit voneinander entfernt und es wurde ja vor und

während der Expedition gar nicht daran gedacht, die trigonometrischen Messungen nach dieser Richtung hin zu verwerten. Es ist zu hoffen, daß die inzwischen von Herrn Professor Finsterwalder unternommenen trigonometrischen Arbeiten in den Alpen, die der Bestimmung von Lotabweichungen dienen sollen, wesentlich bessere Werte liefern werden, deren Auswertung sicherlich bedeutend weniger Schwierigkeiten machen wird.

Der Gedanke liegt nahe, die hier entwickelten Auswertungsmethoden auf die zahlreichen astronomisch bestimmten Lotabweichungen der Landesvermessungen anzuwenden. Die hervorragende Bedeutung dieser sehr umfangreichen Arbeit für die Geophysik ist unmittelbar einleuchtend, wenn man sich die engen Beziehungen zwischen Lotabweichungen und Schwere vergegenwärtigt. Vor allem dürfen Hinweise auf die Tiefenlage der störenden Massen erhofft werden, die für die Frage des Aufbaues der Erdkruste und die damit zusammenhängenden Probleme von größter Bedeutung sind.

Schließlich ist eine Kontrolle der Lotabweichungsbestimmung möglich, wie eine Schlußbemerkung über das von R. Schumann veröffentlichte Nivellement zwischen Klagenfurt und Laibach zeigen soll [9].

Eine Durchsicht der Lotabweichungen in diesem Profil ergab, daß von den sieben Lotabweichungsdifferenzen über 6'' fünf entweder über 1000 m hoch liegen oder große Höhenunterschiede aufweisen, daß sie also an Abhängen und im Hochgebirge liegen müssen. Bei diesen ist der größere Teil der gemessenen Abweichung wohl auf den Einfluß der Oberfläche zurückzuführen.

Nur bei zwei Differenzen ist weder das eine noch das andere der Fall. Sie liegen überdies dicht beieinander. Es handelt sich um die Stationen 59, Ober-Fernig, 58, Unter-Fernig und 57, Lachowitsch mit den Werten $-10.4''$, $-19.5''$, $-8.6''$ und den Höhen 389.1, 384.7, 372.2. Die Entfernungen zwischen 59 und 58 einerseits, 58 und 57 andererseits betragen etwa 900 und 2000 m. Die topographischen Reduktionen können sich kaum um 1'' unterscheiden. Es bleibt demnach zwischen Ober-Fernig und Unter-Fernig eine Lotabweichungsdifferenz von 9'' bestehen, von Unter-Fernig bis Lachowitsch (über die längere Strecke) sogar eine von beinahe 11'', jedoch in entgegengesetztem Sinne. Nur ganz ungewöhnliche Dichtedifferenzen von mehr als 1.0 könnten diese großen Unterschiede erklären. Verdächtig ist ferner, daß eine ähnlich große Abweichung von mittleren Werten nach der anderen Seite nicht auftritt. Aus diesen Gründen ist zu vermuten, daß die Station Unter-Fernig um rund 10'' unrichtig ist.

Leider ist über die Einzelheiten bei der Ausführung der Messungen bisher noch nichts veröffentlicht worden, so daß man nicht nachprüfen kann, wo der Fehler liegt. Es ist wenig Wahrscheinlichkeit dafür vorhanden, daß die Ursache im Untergrunde zu suchen ist.

Es wäre im übrigen sicher lohnend, wenigstens ausgewählte Teile dieser ungewöhnlich dichten Meßreihe mit Hilfe der hier angegebenen Methode topographisch zu reduzieren. Denn es gibt nirgends in den Alpen ein gravimetrisch so dicht vermessenes Gebiet. Die Ergebnisse dürften ähnlich schöne Aufschlüsse

geben, wie sie R. Schwinner bei der Bearbeitung des Tauernprofils der Pendelmessungen erhalten hat. Über die Schwierigkeiten, die der Einfluß der fernen Massen hervorruft, wäre sicherlich hinwegzukommen, da so viele Werte ein gutes mittleres Niveau ergeben würden, wie schon die unreduzierten Werte erkennen lassen.

Literatur

[1] H. Jung: Die Lotabweichungen in der Umgebung des Nanga Parbat und ein Versuch zu ihrer geophysikalischen Deutung. *Zeitschr. f. Geophys.* **13**, 205—222 (1937).

[2] R. Finsterwalder: Die Bestimmung von Lotabweichungen aus der trigonometrischen Höhenmessung. *Zeitschr. f. Vermessungswesen*, 1937, Heft 13/14/16.

[3] R. Finsterwalder: Die geodätischen, gletscherkundlichen und geographischen Ergebnisse der Deutschen Himalaya-Expedition 1934 zum Nanga Parbat. *Deutsche Forschung, Neue Folge, Band 2*, 1938, Berlin, Siegismund.

[4] P. Misch: Arbeit und vorläufige Ergebnisse des Geologen, in: „Forschung am Nanga Parbat“, 1935, Hannover, Helwing.

[5] F. Breyer: Zusammenstellung der Auszählendiagramme in der Gravimetrie. *Beiträge z. angew. Geophys.* **7**, 317—336 (1938).

[6] R. Schwinner: Das Schwereprofil der Tauernbahn. *Gerlands Beitr. z. Geophys.* **29**, 352—416 (1931).

[7] R. Schwinner: Geophysikalische Zusammenhänge zwischen Ostalpen und Böhmischer Masse. *Gerlands Beitr. z. Geophys.* **23**, 35—92 (1929).

[8] A. Prey: Untersuchungen über die Isostasie in den Alpen auf Grund der Schweremessungen in Tirol. *Sitz. Ber. Wien Akad. d. Wissensch.* **121**, 2_a, 2, 2467—2518 (1912).

[9] R. Schumann: Vorläufige Untersuchung über ein astronomisches Nivellement bei Laibach in Krain. *Veröff. d. k. k. österr. Gradmessungsbüros*, Bd. XVI, S. 1''—26''.

Bemerkungen zu dem vertikalen Gradienten der Schwere

Von Kurt Wegener, Graz. — (Mit 1 Abbildung)

Bericht über ein Experiment.

Bezeichnen wir mit g die Schwere, mit z die Richtung derselben und mit x die hierzu senkrechte Richtung zum Äquator, so ist der vertikale Gradient der Schwere dg/dz . Als Mittelwert erhalten wir aus den Newtonschen Überlegungen über die Änderung der Schwere mit der Höhe rund 0.3 mgal/m. Die horizontale Änderung der Schwere infolge der Abplattung der Erde beträgt im rohen Durchschnitt 0.1 mgal/km = 1 E (Eötvös). dg/dz ist also im großen Durchschnitt rund 3000mal größer, kann also nur mit viel geringerer Genauigkeit in E bestimmt werden. Die Bedeutung von dg/dz liegt darin, daß der Wert uns bei Profilmessungen der horizontalen Schwereverteilung einen Anhalt über die Tiefenlage der störenden Massen geben kann. Die bisher vorliegenden Messungen von dg/dz erfolgten in Türmen durch Wägung einer Masse, die unter einer feststehenden Waage in verschiedenen Höhen gewogen wurde. Das so erhaltene $\Delta g/\Delta z$ ist

stets geringer als der theoretisch errechnete Wert infolge der Störungen durch den Turm. Die Ausschachtung des Kellers im Turm bewirkt, daß hier die Äquipotentialfläche praktisch zur Ebene wird, so daß am Boden des Turmes $dg/dz = 0$ wird. Im oberen Teil des Turmes ist die Äquipotentialfläche künstlich nach oben gehoben, so daß auch hier eine Verminderung des Gradienten gegenüber der freien Umgebung eintritt.

Es sei hier über einen vielleicht interessanten, freilich mißglückten Versuch zur Messung von dg/dz berichtet, der allerdings in erster Reihe als Demonstrationsversuch gedacht war. In einem großen, mit Wasser gefüllten, auf solidem Stativ aufgehängten Glasgefäß war ein Schwimmer S eingebracht. Der Schwimmer war mit Luft gefüllt und geschlossen. Durch den Schwimmer führte ein zylindrischer Kanal A , in den Quecksilber eingefüllt wurde, nachdem der Kanal am unteren Ende durch den eingeführten Glasstöpsel a geschlossen war. An diesem Schwimmer

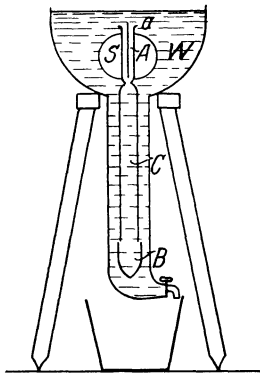


Fig. 1

hing, mit Drähten befestigt, ein Glasrohr C , das in dem Glasgefäß B endigte. Auch dieses war mit Drähten am Glasrohr C befestigt. Der Schwimmer wurde nun auf den Kokonfäden W , mit denen er rechts und links am Gefäß mit großem Durchhang gehalten wurde, durch Belasten mit sehr kleinen Gewichten ausbalanciert. Nun wurde der Stöpsel a herausgezogen und auf dem Rand von S aufgelegt. Das Quecksilber (etwa 3 kg) floß nun hinunter nach B . Die kinetische Energie, die es im Falle erhielt, bewirkte zunächst, daß der ganze Schwimmer auf den Grund ging und dort fest liegen blieb, bis das letzte Quecksilber aus A ausgeflossen war. (Umwandlung kinetischer aus potentieller Energie.) Dann aber, nachdem der ganze Schwimmer immer wieder auftauchen konnte, zeigte sich

nicht ein tieferer Stand des Schwimmers, sondern im Gegenteil ging dieser weit über seine frühere Gleichgewichtslage hinaus: offenbar eine Folge davon, daß die kinetische Energie, die das Quecksilber im Falle bekommen hat, nun umgewandelt war in Wärme. Das Quecksilber war durch die Ausdehnung leichter geworden gegenüber dem Wasser. Das Experiment ist also besser geeignet, das mechanische Wärmeäquivalent zu demonstrieren bzw. zu messen, als dg/dz . Man müßte offenbar so lange warten, bis wieder die Temperatur des ganzen Instruments ausgeglichen ist und das ist unmöglich, weil im Laufe der Zeit sich die Temperatur des Wassers und damit der Auftrieb des Schwimmers, unabhängig von unserem Prozeß, ändert. Störend waren bei den Versuchen die Luftblasen, die aus dem Wasser ausgeschieden wurden und die erst mühevoll vom Schwimmersystem entfernt werden mußten, außerdem die große Schwingungsperiode des Schwimmersystems.

Das Experiment endete nach einigen Versuchen damit, daß der Aufprall des Quecksilbers das Gefäß B abriß und das große Glasgefäß zerstörte. Aber der

Versuch kann ja ohnehin nur ausgeführt werden in einem Raum ziemlich konstanter Temperatur und wurde deshalb aufgegeben, weil wir in solchen Räumen stets künstlich gestörte Werte von dg/dz vorfinden müssen. Der Wert von dg/dz wird wahrscheinlich schwanken zwischen 0 und etwa 0.6 mgal/m. Man wird jedenfalls rohe Werte wohl erhalten können, wenn man das Eötvössche Prinzip verwendet und den Stab mit den beiden kleinen Gewichten an einen horizontalen Faden aufhängt, dessen Torsion zur Messung benutzt wird.

Zur genauen Bestimmung des Schwerpunktes der störenden Massen würden wir freilich nicht dg/dz , sondern d^2g/dz^2 brauchen; aber auch die Messung von dg/dz wird bereits einen Vorteil für die Lagerstättenforschung bedeuten.

Zur Frage der regionalen Verkoppelung von Erdbeben II

Von E. Tams, Hamburg. — (Mit 2 Abbildungen)

Dem in der Überschrift genannten Problem wird nach einer früheren Untersuchung des Verfassers darüber auf Grund der Daten über die gefühlten Beben in Bosnien und der Herzegowina (1896 bis 1912) wie über die zerstörenden Erdbeben in Italien (1700 bis 1929) weiter nachgegangen. Nach Darlegung und Erörterung des Häufigkeitsganges bei verschiedener Auslese des Materials wird insbesondere auch die wahrscheinlichkeitstheoretische Formel von Poisson angewandt und das mittlere Schwankungsquadrat ermittelt und diskutiert. In den Ergebnissen dürfte eine Bestätigung der Auffassung von einer vielfach vorhandenen regionalen Verkoppelung von Erdbeben zu sehen sein. Bezüglich der italienischen Erdbeben wurden schließlich auch wieder einige bezeichnende Einzelfälle besprochen, welche eine solche Ansicht unmittelbar nahelegen.

1. In einer im vorigen Jahrgang dieser Zeitschrift veröffentlichten Arbeit [5] hatten wir u. a. auf Grund von Beispielen aus *Island*, *Österreich* und den *Philippinen* dargetan, daß in Regionen, welche in seismotektonischer Beziehung einen wesentlich gleichartigen Charakter tragen, auch an sich als selbständig erscheinende Beben bei räumlichen Abständen bis zu mehreren 100 km und zeitlichen Abständen bis zu gut 1 Jahr sehr wohl ursächlich miteinander verknüpft gewesen sein können, indem sie die Auswirkungen eines einheitlichen, ein größeres Gebiet umspannenden endogenen Vorgangs waren. Wir hatten diesen Nachweis sowohl für schwächere Beben (Österreich, nicht stärker als VII⁰ Mercalli-Cancani) als auch für stärkere Beben (Philippinen, VIII bis XII⁰ Mercalli-Cancani) zu erbringen gesucht. Jetzt stellen wir uns die Aufgabe, für beide Stärkeklassen von Erdbeben dieser Frage einer regionalen Verkoppelung noch eingehender statistisch und vor allem auch, wie es E. Wanner [6] nach den Daten des International Seismological Summary für die Erdbeben der ganzen Erde in den Jahren 1925 bis 1930 getan hat, nach wahrscheinlichkeitstheoretischen Prinzipien nachzugehen. Als Unterlagen wählen wir nunmehr die sehr sorgfältigen durch 17 Jahre für 1896 bis 1912 veröffentlichten Übersichten über die in den ehemaligen Gebieten von

Bosnien und der Herzegowina gefühlten Erdbeben [1] bzw. die Reihe der zerstörenden Erdbeben in Italien, während der 230 Jahre von 1700 bis 1929, wie sie einem von A. Cavasino [2] zusammengestellten Katalog über die zerstörenden Beben im Mittelmeerbecken von 1501 bis 1929 zu entnehmen ist.

2. In Bosnien und der Herzegowina fanden bei einer Flächenausdehnung von rund 51 000 qkm (Bayern ohne Rheinpfalz rund 70 000 qkm) von 1896 bis 1912 insgesamt 569 Einzelbeben statt, welche keinen kleineren zeitlichen Abstand als einen halben Tag (d. h. 12 Stunden) voneinander hatten. Nur gelegentlich wurde zunächst auch bei einer größeren Zeitdifferenz bis zu 24 Stunden von vornherein das zweite Beben nicht mitgezählt, wenn dasselbe offenkundig ein eigentliches Nachbeben war. Es handelt sich hier ausschließlich um makroseismische Daten,

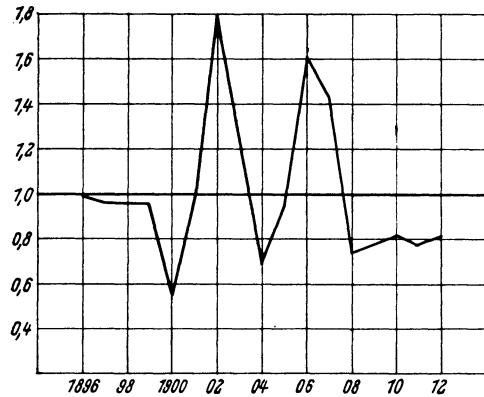


Fig. 1. Häufigkeit der Erdbeben in Bosnien und der Herzegowina nach Jahren. (Tabelle 1, Kolumne a; das Jahresmittel des ganzen Zeitraums 33.5 ist gleich 1 gesetzt)

verteilt. Nur in drei Fällen lagen Ausstrahlungen von bedeutenderen Beben außerhalb der Grenzen des betrachteten Gebietes vor, so von einem Erdbeben bei Skutari am 1. Juni 1905 und von Beben im Kulpatal (Kroatien) am 8. und 10. Oktober 1909. Im Jahresdurchschnitt traten 33.5 Beben auf oder rund 1 Beben alle 11 Tage.

Stellt man nun den Gang der jährlichen Häufigkeit graphisch dar (Fig. 1 und Tabelle 1, Kolumne a), so fällt unmittelbar auf, daß in den ersten 4 Jahren von 1896 bis 1899 eine praktisch gleichmäßige Frequenz, die im ganzen mit jährlich 32.3 Beben nur um ein geringes unter dem Gesamtmittel liegt, statthat, dann bis 1908 beträchtliche Schwankungen bei einem deutlich über dem Gesamtdurchschnitt gelegenen Jahresmittel im Betrage von 38.6 Beben für die 8 Jahre von 1900 bis 1907 folgen und schließlich die Bebenätigkeit wieder einen gleichmäßigen Verlauf annimmt, wobei sich nun aber (von 1908 bis 1912) das Jahresmittel mit 26.2 Beben merklich unter dem totalen Durchschnitt befindet. Mit anderen Worten:

die indessen bei gutem Beobachtungsnetz, welches hier vorlag, eher vollständig sein können, als seismometrisch gewonnene Daten, da zur Erreichung von Lückenlosigkeit auch für letztere ein dichtes Stationsnetz mit hochempfindlichen Apparaten erforderlich ist, wie es bisher kaum oder doch nur wenig vorhanden sein dürfte. In 24 Fällen wurde die Intensität VI⁰ und VI bis VII⁰, sowie in je zwei Fällen die Intensität VII⁰ bzw. VII bis VIII⁰ Mercalli-Cancani erreicht. Die Störungsherde sind, wenn auch nicht gleichmäßig und im einzelnen von verschiedener Bedeutung, wesentlich über das ganze Gebiet

nach einer zunächst konstant bleibenden normalen seismischen Regsamkeit in zwei klaren Häufigkeitswellen, die durch eine Entspannung eingeleitet und abgeschlossen werden, im ganzen eine ausgesprochen stärkere Entfaltung der endogenen

Tabelle 1. Häufigkeit der Erdbeben in Bosnien und der Herzegowina in dem 17jährigen Zeitraum von 1896 bis 1912 nach Jahren

Jahr	a	b	Jahr	a	b	Jahr	a	b
1896	33	26	1902	60	35	1908	25	19
1897	32	20	1903	41	26	1909	26	18
1898	32	18	1904	23	21	1910	27	23
1899	32	19	1905	32	19	1911	26	20
1900	18	15	1906	54	37	1912	27	23
1901	33	25	1907	48	27	Summe	569	391

a) Anzahl der Beben mit zeitlichen Abständen nicht kleiner als 12 Stunden und unter Ausschluß eigentlicher Nachstöße innerhalb von 24 Stunden.

b) Anzahl der Beben unter Ausschluß aller derjenigen, die innerhalb von dreimal 24 Stunden auf ein anderes Beben gefolgt sind.

Aktivität und sodann wiederum eine wesentlich gleichmäßige, doch entschieden unternormale Äußerung derselben. *Diese Verhältnissa, bei denen bereits unzweifelbare Nachstöße innerhalb von 24 Stunden eliminiert sind, lassen zweifellos auf Gruppenbildung, d. h. auf zeitweise vorhandene Abhängigkeit aufeinander folgender Beben schließen.* Das Bild bleibt aber bis auf den Anfang in der Hauptsache selbst dann dasselbe, wenn man einmal die 178 Beben ausschließt, welche innerhalb von 3 Tagen (d. h. dreimal 24 Stunden) nach einem anderen Beben stattfanden. Insbesondere bestehen die beiden starken Maxima in den Jahren 1902 und 1906 weiter fort (Fig. 2 und Tabelle 1, Kolumne b). Auch jetzt dürfte noch Gruppenbildung vorliegen. Bei einem Gesamtmittel von jährlich 23.0 Beben liegt das Mittel in den ersten 4 Jahren bei 20.8, in den darauf folgenden 8 Jahren mit wieder zwei deutlichen Wellen bei 25.6 und in den abschließenden 5 Jahren bei 20.6.

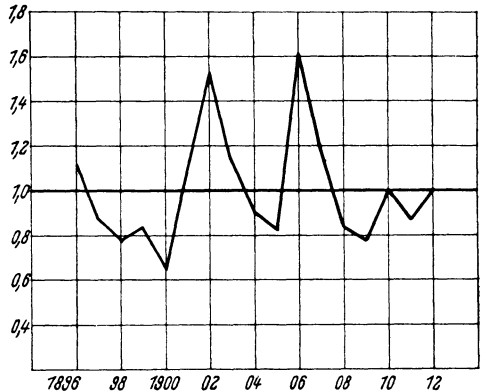


Fig. 2. Häufigkeit der Erdbeben in Bosnien und der Herzegowina nach Jahren. (Tabelle 1, Kolumne b; das Jahresmittel des ganzen Zeitraums 23.0 ist gleich 1 gesetzt)

Recht überzeugend tritt die Tatsache einer zeitweiligen Steigerung der Beben-tätigkeit noch bei der folgenden einfachen, aber detaillierteren Betrachtungsweise auf. Teilt man den ganzen siebzehnjährigen Zeitraum unter Fortlassung der letzten 9 Tage, welche übrigens bebenfrei waren, in 100-Tage-Abschnitte ein, so erhält man genau 62 solcher Abschnitte. Dann fallen zwar auf die erste und zweite Hälfte

von je 3100 Tagen praktisch gleich viele Beben, nämlich 292 und 277, doch gehören davon den ersten und letzten 16 Abschnitten von je 1600 Tagen nur 131 bzw. 121 Beben an, während auf die beiden mittleren Zeiträume von nur je 15 Abschnitten oder je 1500 Tagen 161 bzw. 156 Beben kommen. Bei im großen gleichmäßiger Verteilung wären in den einleitenden und abschließenden je 16 Abschnitten insgesamt 294 Beben und in den mittleren 30 Abschnitten 275 Beben zu erwarten gewesen. Statt daß also in den mittleren 3000 Tagen 19 Beben weniger auftraten als in den übrigen 3200 Tagen ereigneten sich 65 Beben mehr; das ist ein Überschuß von 14.8 % der Gesamtzahl gegenüber der mittleren Frequenz. Schließt man *alle* Beben aus, die innerhalb von 24 Stunden auf ein anderes Beben gefolgt sind, so bleiben 510 Beben übrig, die sich wieder mit 260 und 250 recht gleichmäßig auf die erste und zweite Hälfte des ganzen Zeitraums verteilen. Doch behauptet sich für die mittleren 30 100-Tage-Abschnitte ein Mehr von 11.4 % gegenüber der durchschnittlichen Bebedichte in der Zeit. Und dieser Prozentsatz steigt wieder auf 13.2 %, wenn man alle diejenigen Beben unberücksichtigt läßt, welche innerhalb von *zweimal* 24 Stunden nach einem anderen Stoß eintraten. Die Gesamtsumme beträgt dann 441, wovon 219 der ersten Hälfte und 222 der zweiten Hälfte des Zeitraums zugehören. Elininiert man endlich alle Beben, die innerhalb von *dreimal* 24 Stunden nach einer anderen Erschütterung stattfanden, so sinkt zwar der Überschuß für den mittleren Zeitabschnitt von 3000 Tagen wieder, bleibt aber immer noch gut 10 % (10.7 %) gegenüber einer gleichmäßigen Verteilung. Von der Gesamtzahl der jetzt noch in Frage kommenden 391 Beben fallen 194 auf die ersten und 197 auf die zweiten 3100 Tage, indessen nur 86 und 95 Beben auf die einleitenden bzw. abschließenden je 16 Abschnitte, aber 108 und 102 Beben auf die beiden mittleren Gruppen von je 15 Abschnitten.

In entsprechender Weise kommen diese Verhältnisse natürlich im Gang der betreffenden Mittelwerte zum Ausdruck. So stellt sich z. B. im ersten Fall (569 Beben) das Mittel für 100 Tage im ganzen auf 9.2 Beben und für die aufeinanderfolgenden Gruppen von 16, 15, 15 und 16 100-Tage-Abschnitten auf 8.2 bzw. 10, 7, 10.4 und 7.6, und im letzten Fall (391 Beben) beläuft sich das Gesamtmittel auf 6.3, während die übrigen Mittelwerte 5.4 bzw. 7.2, 6.8 und 5.9 betragen. An der zeitweilig stärkeren seismischen Tätigkeit haben sowohl Bosnien wie die Herzegowina Anteil. *Die erörterte Sachlage ist demnach ein Hinweis darauf, daß das betrachtete Gebiet mehr oder weniger in seiner ganzen Ausdehnung gelegentlich in erhöhtem Maße endogenen Spannungen ausgesetzt ist, die es dann auch bei wechselnden räumlichen und zeitlichen Abständen sprunghaft häufiger zu Erdbeben kommen lassen. Diese Beben sind daher letztlich genetisch miteinander verknüpft.* Im einzelnen ist der Gang der Bebenhäufigkeit nach 100-Tage-Abschnitten naturgemäß verwickelter als derjenige nach Jahren und erscheint dem letzteren gegenüber auch zum Teil etwas verschoben, da die 100-Tage-Abschnitte mehrfach erheblich von einem Jahr ins andere übergreifen. Bei den im allgemeinen wesentlich kleineren Zahlen kommt ihm aber auch kein so großes Gewicht zu, weshalb wir von einer Wiedergabe absehen.

3. Einen guten Aufschluß über die Zufälligkeit im Auftreten von Erdbeben kann nun in unserem Falle nach einer gewissen Richtung auch die Anwendung strengerer wahrscheinlichkeitstheoretischer Kriterien gewähren. Hinsichtlich der zu benutzenden Formeln und ihrer Ableitung sei auf die Behandlung der Wahrscheinlichkeitsrechnung durch R. von Mises [3] hingewiesen.

Wir gingen nun auf 30-Tage-Abschnitte zurück und fragten, wie viele von diesen 207 Intervallen des ganzen 6209 Tage zählenden Zeitraums, von denen nur der letzte mit 29 Tagen 1 Tag weniger umfaßt, 0 oder 1 oder 2 usw. Beben aufweisen, und verglichen diese tatsächliche Verteilung mit der bei zufälligem Auftreten der Beben wahrscheinlichkeitstheoretisch zu erwartenden Verteilung. Wir führten diese Untersuchung für die bereits oben unterschiedenen vier Fälle durch, d. h. bei Berücksichtigung von 569 bzw. 510, 441 und 391 Erdbeben. Bedeutet e die Basis der natürlichen Logarithmen und d allgemein die jetzt auf 30 Tage berechnete Bebedichte, welche sich also in unseren Fällen auf $d_1 = 2.75$ bzw. $d_2 = 2.46$, $d_3 = 2.13$ und $d_4 = 1.89$ beziffert, so soll bei Zufälligkeit die Anzahl der Intervalle mit 0 Beben $q_0 = 207 \cdot e^{-d}$ und mit m Beben (m eine positive ganze, von 0 verschiedene Zahl) $q_m = 207 \cdot \frac{d^m \cdot e^{-d}}{m!}$ betragen. Die von dem

Faktor 207 befreiten Terme stellen die Wahrscheinlichkeit dafür dar, daß in einem Intervall 0 oder ... m Beben auftreten, die q_0, \dots, q_m geben demnach die „Erwartung“ für die betreffenden Intervalle an [Poissonsche Formel, deren Anwendung an die Voraussetzung gebunden ist, daß bei hinlänglich großer Gesamtzahl der Ereignisse (hier der Beben) d klein bleibt (seltene Ereignisse); siehe a. a. O., S. 146 ff]. Auszählung und Rechnung lieferten das in Tabelle 2 zusammengestellte Resultat.

Ein geeignetes Maß zur Gewinnung eines Urteils über den Grad der Übereinstimmung bzw. Abweichung zwischen Beobachtung und Rechnung ist das

Tabelle 2. Beobachtete und berechnete Anzahl der 30-Tage-Intervalle mit 0 bzw. 1, ... 10 Beben. (Bosnien und Herzegowina, 1896 bis 1912)

Anzahl der Beben	1. Fall: 569 Beben, $d_1 = 2.75$ Anzahl der Intervalle		2. Fall: 510 Beben, $d_2 = 2.46$ Anzahl der Intervalle		3. Fall: 441 Beben, $d_3 = 2.13$ Anzahl der Intervalle		4. Fall: 391 Beben, $d_4 = 1.89$ Anzahl der Intervalle	
	beobachtet	berechnet	beobachtet	berechnet	beobachtet	berechnet	beobachtet	berechnet
0	24	13.23	24	17.69	24	24.60	25	31.27
1	38	36.39	42	43.51	48	52.40	60	59.10
2	41	50.04	46	53.51	57	55.80	55	55.85
3	40	45.87	43	43.88	44	39.62	50	35.19
4	26	31.53	23	26.99	23	21.10	14	16.63
5	20	17.34	22	13.28	11	8.99	3	6.28
6	8	7.95	5	5.44	0	3.19	0	1.98
7	5	3.12	1	1.91	0	0.97	0	0.53
8	3	1.07	1	0.59	0	0.26	0	0.13
9	2	0.33	0	0.16	0	0.06	0	0.03
10	0	0.09	0	0.04	0	0.01	0	0.01
Summe	207.0 Intervalle 569 Beb. 568.9 Beb.		207.0 Intervalle 510 Beb. 509.1 Beb.		207.0 Intervalle 441 Beb. 440.9 Beb.		207.0 Intervalle 391 Beb. 391.3 Beb.	

mittlere Abweichungs- oder Schwankungsquadrat σ^2 (siehe a. a. O., S. 452ff). Bezeichnet wieder d die mittlere Bebedichte oder den Durchschnittswert der Häufigkeit je Intervall und ferner y_x die Anzahl der Intervalle mit x Beben, n die Gesamtzahl der Beben und N die Gesamtzahl der Intervalle, so ist

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum x y_x (x - d)^2.$$

Bei Voraussetzung der Unabhängigkeit oder Zufälligkeit im Auftreten der Beben, wie sie unseren Berechnungen zugrunde lag, ist, wie sich zeigen läßt, dies mittlere Schwankungsquadrat einfacher nach der Formel

$$\sigma^2 = \frac{n}{N^2} (N - 1)$$

zu berechnen, welche zugleich zeigt, daß der bei zufälliger Verteilung zu erwartende Wert von σ^2 , sagen wir $\mathfrak{E}(\sigma^2)$, bei hinlänglich großem N nur wenig von dem Durchschnittswert $d = \frac{n}{N}$ abweicht, denn $\mathfrak{E}(\sigma^2) = d \cdot \left(1 - \frac{1}{N}\right)$. Für die „Streuung“ von $\mathfrak{E}(\sigma^2)$ ergibt sich weiter die Formel

$$\text{Str}[\mathfrak{E}(\sigma^2)] = \frac{2n^3}{N^4} (N - 1) \left(1 - \frac{1}{n}\right),$$

so daß die „wahrscheinlichen Grenzen“, innerhalb welcher σ^2 zu erwarten ist,

$$\frac{n}{N^2} \left[N - 1 \pm 0.674 \sqrt{2(N - 1) \left(1 - \frac{1}{n}\right)} \right]$$

sind. In Tabelle 3 ist für die vier verschiedenen Fälle der wirkliche und der zu erwartende Wert des mittleren Schwankungsquadrats eingetragen und zu letzterem Betrag auch die wahrscheinliche Dispersion hinzugefügt.

Tabelle 3. Mittleres Schwankungsquadrat σ^2
(Bosnien und Herzegowina, 1896 bis 1912)

1. Fall:		2. Fall:		3. Fall:		4. Fall:	
Beobachtet	Berechnet [$\mathfrak{E}(\sigma^2)$]	Beobachtet	Berechnet [$\mathfrak{E}(\sigma^2)$]	Beobachtet	Berechnet [$\mathfrak{E}(\sigma^2)$]	Beobachtet	Berechnet [$\mathfrak{E}(\sigma^2)$]
3.87	2.74 ± 0.18	2.74	2.45 ± 0.16	1.81	2.12 ± 0.14	1.40	1.88 ± 0.12

Im ersten Fall, wo nur diejenigen Beben nicht mitgezählt wurden, welche in einem zeitlichen Abstand kleiner als 12 Stunden auf ein anderes Beben folgten und außerdem noch eigentliche Nachstöße innerhalb von 24 Stunden unberücksichtigt blieben, liegt zweifellos auch bei den übrigen Beben keine volle Unabhängigkeit vor. Der wirkliche Wert von σ^2 weicht erheblich von $\mathfrak{E}(\sigma^2)$ bei unabhängigem Auftreten der Einzelbeben ab. Am nächsten kommen beide Werte einander im zweiten und dritten Fall, wo also *alle* Beben, die sich innerhalb von 24 bzw. 48 Stunden nach einem ersten Beben einstellten, ausgeschaltet wurden. Setzen wir die Dispersion des Erwartungswertes von σ^2 mit in Rechnung, so bleibt

nur noch eine geringe Differenz, nämlich 0.13 bzw. 0.17, übrig. Etwas größer aber wird der Unterschied zwischen dem wirklichen Wert von σ^2 und $\mathfrak{E}(\sigma^2)$ wieder im letzten Fall, wo nur die Beben gezählt wurden, deren zeitlicher Abstand voneinander größer als dreimal 24 Stunden war. Wenn im dritten und mehr noch im vierten Fall der beobachtete Wert von σ^2 *kleiner* als $\mathfrak{E}(\sigma^2)$ ist, so spricht das grundsätzlich ebenso sehr gegen eine zufällige Verteilung als wenn er größer ist. Je kleiner das wirkliche σ^2 ist, um so mehr müssen sich nach der obigen Formel die Differenzen $x - d$ der Null nähern, d. h. um so mehr muß eine gleichmäßige, also eben keine zufällige Verteilung vorliegen. Zieht man ferner in Betracht, daß das hier angewandte wahrscheinlichkeitstheoretische Verfahren allein darüber Auskunft gibt, wie viele Intervalle z. B. auch mit höherer Bebenzahl bei zufälliger Verteilung vorkommen können, ohne Berücksichtigung des Umstandes, wie dieselben aufeinander folgen, so *möchten wir* in Ansehung der Feststellungen und Überlegungen im zweiten Abschnitt dieser Arbeit wie der mehrfach in der ersten Untersuchung aus anderen Gegenden aufgezeigten Einzelfälle einer wahrscheinlichen regionalen Verkoppelung für das nunmehr herangezogene Gebiet von Bosnien und der Herzegowina eine Unabhängigkeit der Einzelbeben auch bei Eliminierung von Nachstößen im weiteren Sinne als nicht durchweg vorhanden annehmen.

4. Wenden wir uns nun den zerstörenden Beben in Italien (IX und X^o Mercalli, gleich IX bis XII^o Mercalli-Cancani) zu, so dürfte die von Cavasino [2] zusammengestellte Liste derselben seit etwa 1700 wohl im wesentlichen vollständig sein. Während von 1501 bis 1600 und von 1601 bis 1699 nur 30 bzw. 37 Beben angeführt werden konnten, beziffert sich ihre Anzahl für die 100 Jahre von 1700 bis 1799 und für die 130 Jahre von 1800 bis 1929 auf 57 bzw. 64 Beben. In den 23 Dezennien von 1700 bis 1929 fanden demnach 121 Beben statt (wobei aber auch Erdbeben vulkanischen Ursprungs mitgezählt worden sind), je Dezennium also 5.26 Beben. Ihre Verteilung auf die einzelnen Dezennien ist aus der mit a bezeichneten Reihe in Tabelle 4 ersichtlich. In der b-Reihe dieser Tabelle sind

Tabelle 4

Häufigkeit der zerstörenden Erdbeben in Italien von 1700 bis 1929 nach Dezennien

	1700 bis 1709	1710 bis 1719	1720 bis 1729	1730 bis 1739	1740 bis 1749	1750 bis 1759	1760 bis 1769	1770 bis 1779	1780 bis 1789	1790 bis 1799	1800 bis 1809	1810 bis 1819
Reihe a	6	5	3	5	6	3	6	0	16	7	4	2
Reihe b	4	5	2	5	6	3	6	0	7	6	4	2
	1820 bis 1829	1830 bis 1839	1840 bis 1849	1850 bis 1859	1860 bis 1869	1870 bis 1879	1880 bis 1889	1890 bis 1899	1900 bis 1909	1910 bis 1919	1920 bis 1929	Gesamt- summe
Reihe a	5	11	2	7	1	7	4	5	6	8	2	121
Reihe b	5	10	2	7	1	7	4	4	6	7	2	105

dagegen alle diejenigen Beben unberücksichtigt geblieben, welche innerhalb von rund 6 Monaten auf ein anderes Beben folgten, wenn die Epizentralgebiete um nicht mehr als rund 100 km auseinanderlagen. Durch eine so weitgehende Auslese wollten wir in dem nun vorliegenden Falle nur zerstörender Stöße die Vor-

kommissionen denkbarer endogener Nachwirkung eines vorausgegangenen seismischen Ereignisses nach Möglichkeit ausschließen. Es fallen dadurch 16 Beben fort, so daß sich die mittlere Bebenhäufigkeit je Dezennium nun auf 4.57 stellt.

Halbieren wir den ganzen Zeitraum von 230 Jahren, so zeigt sich bei Berücksichtigung aller Beben (a-Reihe) praktisch Gleichheit in der Verteilung: auf die ersten $11\frac{1}{2}$ Dezennien von 1700 bis 1814 entfallen 61 Beben und auf die zweiten $11\frac{1}{2}$ Dezennien von 1815 bis 1929 60 Beben. (Die beiden Beben des 12. Dezenniums von 1810 bis 1819 fanden im zweiten Jahrfünft statt.) Eine solche Gleichmäßigkeit ist indessen in der b-Reihe deutlich nicht mehr vorhanden, indem der ersten und zweiten Hälfte des Zeitraums 48 bzw. 57 Beben zugehören. Diese Ungleichheit hat ihren Grund vor allem darin, daß unter den 16 Beben in dem Jahrzehnt von 1780 bis 1789 allein 6 schwere kalabrische Beben im Februar und März 1783 waren.

Halten wir uns zunächst an den Häufigkeitgang in der a-Reihe, in welcher wir zufolge ihrer Vollständigkeit einen besonders guten Maßstab für den Grad der endogenen Aktivität sehen dürfen, so fällt auf, daß das einzige Jahrzehnt, das keine zerstörenden Beben aufweist (1770 bis 1779), gerade dem Jahrzehnt größter Entfaltung seismischer Energie (1780 bis 1789) vorausgeht, so daß es den Anschein hat, daß die nach mehreren Jahrzehnten einer im wesentlichen mittleren Tätigkeit eingetretene Zeit der Ruhe zugleich doch wieder eine Zeit des allmählichen An sammelns von Spannungen war, welches dann nach langer Pause zu um so zahlreicheren und heftigeren Paroxysmen führte. In den folgenden 3 Jahrzehnten (bis 1819) ebbt sodann die Energie bis auf 2 Beben in 10 Jahren langsam wieder ab. Bemerkenswert ist wohl ferner, daß die beiden Dezennien 1840 bis 1849 und 1860 bis 1869 mit auch nur 2 bzw. 1 Beben eingerahmt sind von Dezennien mit der beachtlichen Aktivität von 11 bzw. 7 Beben, so daß diese Fälle ebenfalls als deutliche Beispiele einer abwechselnd statthabenden Anspannung und Entspannung der endogenen Kräfte gewertet werden können. Dem letzten hier berücksichtigten Dezennium 1920 bis 1929 mit wiederum nur 2 Beben geht desgleichen ein 10-Jahres-Abschnitt mit der relativ hohen Häufigkeit von 8 Beben voraus. In entsprechender, zum Teil aber natürlich gemildeter Weise spiegeln sich diese Verhältnisse in der b-Reihe wieder.

Eindringlich tritt im großen auch eine zeitweilig gruppenweise Anordnung der zerstörenden Erdbeben in Italien hervor, wenn wir die 220 Jahre von 1700 bis 1919 in 11 20-Jahres-Abschnitte unterteilen, wie es in Tabelle 5 geschehen ist. In den beiden Spalten neben den Häufigkeitszahlen, die wieder den Daten der a- und der b-Reihe in Tabelle 4 entsprechen, ist angegeben, ob die Häufigkeit dem am Fuß dieser Spalten angeführten Durchschnittswert entspricht (normal) oder darüber (+) bzw. darunter (—) liegt. So ist nun deutlich erkennbar, daß nach *beiden* Reihen die Abschnitte 4, 5, 6 und 7 abwechselnd eine besonders niedrige bzw. hohe Bebenzahl aufweisen; und dem letzten Abschnitt 11 mit hoher Bebenzahl folgen in beiden Fällen jedenfalls zunächst auch wieder 10 Jahre mit nur 2 Beben (in Tabelle 5 nicht mehr aufgenommen). Bei alleinigem Walten des Zu-

falls wäre wohl eine andere Verteilung dieser Vorkommnisse abnorm geringer und abnorm großer Häufigkeit auf die 11 Abschnitte zu erwarten gewesen. Es sei jedoch noch betont, daß wir natürlich nicht der Meinung sind, es beständen etwa zehnjährige oder zwanzigjährige Perioden im Auftreten der zerstörenden Erdbeben in Italien. Die in den Tabellen 4 und 5 zugrunde gelegte Zeiteinteilung wurde primär aus rein statistischen, nicht aus genetischen Gründen vorgenommen. *Die so erhaltenen Ergebnisse zeigen aber, daß es hinsichtlich der schweren seismischen Äußerungen der endogenen Energie einheitlich für ein ausgedehntes Gebiet von der Größe Italiens ein zeitweilig klar ausgeprägtes gesetzmäßiges Aufundab gibt.*

Tabelle 5. Häufigkeit der zerstörenden Erdbeben in Italien von 1700 bis 1919 nach 20-Jahres-Abschnitten

Laufende Nummer	Zeitabschnitt	Reihe a:		Reihe b:	
		Anzahl der Beben		Anzahl der Beben	
1	1700 bis 1719	11	normal	9	normal
2	1720 „ 1739	8	—	7	—
3	1740 „ 1759	9	—	9	normal
4	1760 „ 1779	6	—!	6	—!
5	1780 „ 1799	23	+!	13	+!
6	1800 „ 1819	6	—!	6	—!
7	1820 „ 1839	16	+!	15	+!
8	1840 „ 1859	9	—	9	normal
9	1860 „ 1879	8	—	8	—
10	1880 „ 1899	9	—	8	—
11	1900 „ 1919	14	+!	13	+!
1 bis 11	1700 „ 1919	119	In 20 Jahren 10.82 Beben	103	In 20 Jahren 9.36 Beben

5. Unterziehen wir wieder die im vorstehenden Abschnitt diskutierte Bebenverteilung einer Durchrechnung nach den wahrscheinlichkeitstheoretischen Prinzipien, welche wir bereits im 3. Abschnitt näher erörtert und angewandt haben, so erweist sich, um eine größere Anzahl von Intervallen zu erreichen, eine Aufteilung des ganzen 230jährigen Zeitraums in 5-Jahres-Abschnitte als zweckmäßig. Unter Zugrundelegung des Materials der a-Reihe ist dann unter Beibehaltung der weiter oben angeführten Bezeichnungsweise: $N = 46$, $n = 121$ und $d = 2.63$, während für die b-Reihe die Werte $N = 46$, $n = 105$ und $d = 2.28$ gelten. Die Anzahl der in beiden Fällen wirklich vorhandenen Intervalle mit 0 bzw. 1 oder 2 usw. Beben und die Anzahl dieser Intervalle, welche auf Grund der Poissonschen Formel bei Unabhängigkeit der einzelnen Beben voneinander zu erwarten gewesen wäre, ist Tabelle 6 zu entnehmen. Die unterste Zeile derselben enthält ferner abschließend das beobachtete und das bei zufälliger Verteilung zu erwartende mittlere Schwankungsquadrat σ^2 ; dem letzteren Wert, also $\mathcal{E}(\sigma^2)$, ist wieder der Betrag seiner wahrscheinlichen Dispersion hinzugefügt.

Man ersieht sogleich, daß bei Berücksichtigung aller der in dem Katalog von Cavasino für die Zeit von 1700 bis 1929 notierten zerstörenden Beben von Italien auch die Anwendung der Poissonschen Formel lehrt, daß eine volle Unabhängigkeit der Beben voneinander nicht besteht: der aus der Beobachtung

abzuleitende Wert 4.06 von σ^2 weicht von $\mathfrak{E}(\sigma^2)$ selbst bei Inbetrachtung der Dispersion noch um 1.13 ab. Ein solches Resultat entspricht jedenfalls dem Umstande, daß eigentliche Nachbeben nicht ausgeschaltet sind. Anders aber stellt sich das Ergebnis dar, wenn, wie ja in der b-Reihe geschehen, alle Beben eliminiert werden, die innerhalb von rund 6 Monaten auf ein anderes Beben folgten, falls ihre Epizentralgebiete nicht mehr als rund 100 km voneinander entfernt waren.

Tabelle 6. Beobachtete und berechnete Anzahl der 5-Jahres-Intervalle mit 0 bzw. 1, . . . 10 Beben und mittleres Schwankungsquadrat σ^2 (Italien, 1700 bis 1929)

Anzahl der Beben	Reihe a: 121 Beben, $d = 2.63$ Anzahl der Intervalle		Reihe b: 105 Beben, $d = 2.28$ Anzahl der Intervalle	
	beobachtet	berechnet	beobachtet	berechnet
	0	5	3.32	5
1	10	8.72	11	10.73
2	13	11.47	13	12.23
3	4	10.05	7	9.29
4	5	6.61	5	5.30
5	5	3.48	3	2.42
6	2	1.52	2	0.92
7	1	0.57	0	0.30
8	0	0.19	0	0.09
9	1	0.06	0	0.02
10	0	0.01	0	0.00
Summe	46.0 Intervalle		46.0 Intervalle	
σ^2	121 Beben	120.9 Beben	105 Beben	104.9 Beben
	4.06	2.57 ± 0.36	2.46	2.23 ± 0.32

Nun liegt der Wert 2.46 des der Beobachtung entsprechenden mittleren Schwankungsquadrats σ^2 noch ganz innerhalb der wahrscheinlichen Grenzen von $\mathfrak{E}(\sigma^2)$. Dennoch aber möchten wir auch jetzt auf Grund der eingeschränkten Bedeutung der Poissonschen Formel (siehe am Ende des 3. Abschnitts) und nach der im 4. Abschnitt durchgeführten Diskussion der Daten der b-Reihe eine durchgehende Unabhängigkeit der Einzelereignisse voneinander nicht annehmen. Vergleiche ferner die Betrachtungen im folgenden letzten Abschnitt.

6. Zum Schluß seien noch, ähnlich dem Verfahren, das wir in unserer ersten Veröffentlichung über diese Frage [5] einschlugen, einige markante Einzelfälle unter den zerstörenden italienischen Beben herausgegriffen, welche die Annahme einer Verkoppelung über größere Entfernungen und größere Zeiträume hinweg nahelegen. Hingewiesen sei bei dieser Gelegenheit auch auf eine frühere Arbeit von A. Riccò [4] über die Epizentren der zerstörenden Erdbeben in den Apenninen, welche zwar hinsichtlich der Untersuchung ihrer Lage und Regsamkeit eine etwas andere Zielsetzung hatte als unsere Studie, aber zu dieser eine gute Ergänzung abgibt.

Ein deutliches *Wandern des Epizentrums* liegt bei den Beben im Anfang des Jahres 1708 vor, wo in den zentralen Apenninen auf zwei Beben von X⁰ Mercalli am 14. und 16. Januar mit einem Epizentralgebiet zwischen Norcia und Leonessa in 17 Tagen Abstand am 2. Februar ein anderes Beben von X⁰ Mercalli folgte, dessen

Epizentrum nur etwa 50 km weiter südöstlich bei Aquila gelegen war. Und Entsprechendes gilt von drei Beben des Jahres 1781. Zwischen zwei Beben von IX⁰ Mercalli am 4. April und 17. Juli in Faentino und Forlivese schob sich am 8. Juni ein Beben von X⁰ Mercalli mit einem Epizentrum am Monte Nerone in den Marken; die Entfernung Forli-Monte Nerone beträgt gut 80 km.

Ganz eng, in der Art der Verbindung zwischen Hauptstoß und Nachstößen, war zum Teil die Verknüpfung bei den sechs schweren kalabrischen Beben (X⁰ Mercalli) vom 5., 6., 7. Februar und 1. und 28. März 1783, die im wesentlichen den südlichen Teil von Kalabrien betrafen. Aber auch hier verlagerte sich das Epizentrum beträchtlich. Während die Epizentralregion des ersten Stoßes am 5. Februar zwischen Bagnara und Gioia lag, hatte sich u. a. der Herd des vierten Stoßes am 7. Februar um rund 30 km südwestlich nach Messina verschoben; und das pleistoseiste Gebiet des sechsten Stoßes am 28. März lag in der Gegend von Borgia und Girifalco, gut 100 km nordöstlich von Messina.

Auffallend ist der Umstand, daß nach den Angaben im Katalog im Jahre 1854 ein Beben in der Provinz Perugia (Gegend von Bastia und Spello, IX⁰ Mercalli) und ein Beben in der Provinz Cosenza mit einer Epizentralzone in der Ebene von Crati und Rende (X⁰ Mercalli) am gleichen Tage (12. Februar) stattfanden. Die Entfernung zwischen beiden Schüttergebieten beläuft sich auf rund 500 km. Ob eine ursächliche Verbindung zwischen beiden Ereignissen bestand, bleibe dahingestellt.

Aus der neueren Zeit erscheinen uns zwei Fälle von besonderem Interesse. Die drei Beben in Kalabrien und auf Sizilien von X⁰ Mercalli am 8. September 1905 mit der Hauptschütterzone an der tyrrhenischen Küste bei Monteleone, am 23. Oktober 1907 auf der ionischen Seite bei Ferruzzano, gut 70 km südlich von Monteleone, und am 28. Dezember 1908 mit dem Epizentrum in der Straße von Messina, etwa 70 km südwestlich von Monteleone und gut 40 km westnordwestlich von Ferruzzano, sind auf italienischem Boden durch keine anderen Beben von IX oder X⁰ Mercalli voneinander getrennt. Das letzte zerstörende Beben vorher fand hier mit IX⁰ Mercalli am 24. Februar 1904 in der Provinz Aquila (Abruzzen) und das erste schwere Beben nachher ebenfalls mit IX⁰ Mercalli am 25. August 1909 in der Provinz Siena (Toskana) statt. Außerhalb der Apenninen-Halbinsel ereigneten sich während dieser Zeit in größerer Nähe Beben der Stärkegrade IX und X⁰ Mercalli nur in Albanien und zwar im Juni und Juli 1905, im März und September 1906, sowie im August 1907. *Man gewinnt daher die Vorstellung, daß sich während der Jahre 1905 bis 1908 im Bereich der italienischen Halbinsel die endogene Energie wesentlich auf deren südlichsten Teil, nämlich Kalabrien, konzentrierte, um hier dann paroxysmenartig in zeitlichen Abständen von großenordnungsmäßig 1 bis 2 Jahren räumlich sprunghaft zur Auswirkung zu kommen. Bei dieser Auffassung stehen dann naturgemäß die drei genannten Beben in einer gewissen Abhängigkeit voneinander.*

Analoges dürfte endlich auch für drei Beben der Jahre 1919 bis 1920 in den nordwestlichen Apenninen Gültigkeit haben, welche mit IX⁰ Mercalli am 29. Juni

1919 in der Provinz Florenz (Epizentrum bei Vicchio), am 10. September 1919 in der Provinz Siena (Epizentrum bei Piancastagnaio) und am 7. September 1920 in der Provinz Massa-Carrara (Epizentrum bei Fivizzano) stattfanden. Auch zwischen diesen Beben ereigneten sich innerhalb Italiens keine anderen Stöße von IX oder X⁰ Mercalli. Bei zeitlichen Zwischenräumen von rund 2¹/₂ bis 12 Monaten betragen hier die Entfernungen Vicchio-Siena rund 70 km und Siena-Fivizzano gut 140 km.

Literatur

[1] Zusammenstellung der im Jahre 1896, 1897, . . . 1912 in Bosnien und der Herzegowina stattgefundenen Erdbebenbeobachtungen. Aus den „Ergebnissen der meteorologischen Beobachtungen an den Landesstationen in Bosnien und der Herzegowina im Jahre 1896, 1897, . . . 1912. Wien und Sarajevo.

[2] A. Cavasino: Catalogo dei terremoti disastrosi avvertiti nel Bacino del Mediterraneo dal 1501 al 1929. R. Acc. Naz. dei Lincei, Pubbl. della Com. Ital. per lo studio delle Grandi Calamità Vol. II, Roma 1931, S. 37—60; und *Derselbe*, Note sul Catalogo dei terremoti distruttivi dal 1501 al 1929 etc. Ebenda S. 29—36.

[3] R. v. Mises: Vorlesungen aus dem Gebiete der angewandten Mathematik. Bd. I, Wahrscheinlichkeitsrechnung und ihre Anwendung in der Statistik und theoretischen Physik. Leipzig und Wien 1931.

[4] A. Riccò: Epicentri dei terremoti disastrosi dell' Appennino e suoi prolungamenti. Boll. Soc. Sism. Ital. XIX, 35—47 (1915).

[5] E. Tams: Zur Frage der regionalen Verkoppelung von Erdbeben. Zeitschr. f. Geophys. 14, 241—259 (1938).

[6] E. Wanner: Zur Statistik der Erdbeben. I. Gerlands Beitr. z. Geophys. 50, 85—99 (1937).

Hamburg, Hauptstation für Erdbebenforschung.

Zur Frage

Schwingweg-, Geschwindigkeits- oder Beschleunigungsmesser*)

Von **H. Martin**, Jena. — (Mit 6 Abbildungen)

An einigen Beispielen wird gezeigt, mit welchen Fehlern man bei nichtsinusförmigen Bodenbewegungen zu rechnen hat, wenn man aus einer Schwingwegmessenkurve die Geschwindigkeits- und Beschleunigungswerte berechnet oder wenn man aus einer Beschleunigungsmesseraufzeichnung die Schwingweg- und Geschwindigkeitswerte ermitteln will.

In einer früheren Arbeit [1] habe ich darauf hingewiesen, daß zu einer einwandfreien Beurteilung einer stoßähnlichen Erschütterung und damit einer nicht sinusförmigen Bewegung die gleichzeitigen Aufzeichnungen von einem Schwingweg- und einem Beschleunigungsmesser vorhanden sein müssen. In einer späteren

*) Teilweise vorgetragen auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Jena am 20. Oktober 1938.

Arbeit [2] konnte ich die gleichzeitigen Registrierungen eines Stoßes durch die oben genannten Instrumente und damit ihre charakteristischen Unterschiede zeigen. Die folgenden rein theoretischen Betrachtungen sollen erläutern, daß man bei der alleinigen Verwendung von Beschleunigungsmessern unter Umständen sogar zu erheblichen Fehlschlüssen über die Größe der Maximalschwingweiten einer Bewegung kommen kann.

In Fig. 1 sind die gleichzeitigen Aufzeichnungen einer Erschütterung durch einen Horizontalschwingwegmesser (*H*), einen Vertikalschwingwegmesser (*V*) und einen Vertikalpiezozurbschleunigungsmesser *) (*QB*) wiedergegeben. Die Erschütterung rührte her vom Hinterrad (Hinterradachsengewicht 7.5 t) eines über einen 2.5 cm hohen Keil fahrenden Vollgummilastkraftwagens auf der Versuchsstraße in Braunschweig. Der Abstand der Schwingwegmesser von der Erschütterungsquelle betrug 4.65 m und der des Beschleunigungsmessers 4.10 m.

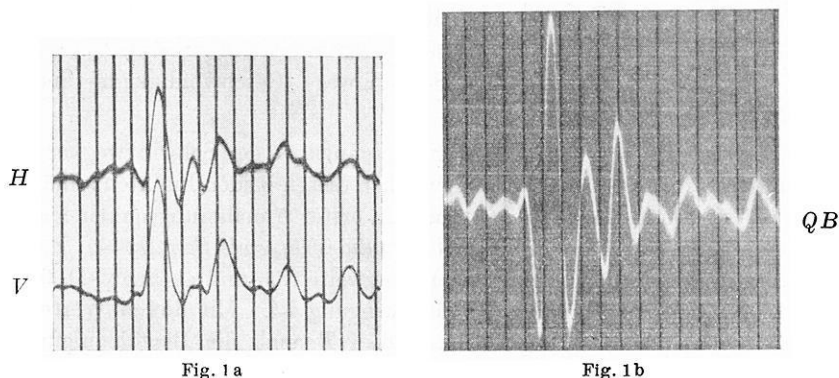


Fig. 1. Aufzeichnung eines Stoßes durch Schwingweg- und Beschleunigungsmesser.
Zeitmarken $\frac{1}{50}$ Sekunde

Die Auswertung der in Fig. 1 wiedergegebenen Vertikalschwingungen ergab folgende Werte:

Vertikalschwingwegmesser:

Gemessen: Schwingweg 13.7 μ , Schwingzahl 25 Hz.

Berechnet: Geschwindigkeit 0.22 cm/sec, Beschleunigung 34 gal.

Beschleunigungsmesser:

Gemessen: Schwingzahl 31.5 Hz, Beschleunigung 49 gal.

Berechnet: Schwingweg 12.5 μ , Geschwindigkeit 0.25 cm/sec.

Dabei wurde die Schwingwegkurve als eine Kurve der Form $x = \left(1 - \cos \frac{2\pi}{T} t\right)$ angenommen, worauf ich noch zu sprechen kommen werde.

*) A. Herrmann: Piezoelektrische Beschleunigungsmesser hoher Empfindlichkeit ohne Verstärker. Veröff. Reichsanstalt für Erdbebenforschung, H. 34, 1938, S. 65.

Das an sich nicht vollbefriedigende Ergebnis der Auswertung von Fig. 1 veranlaßte mich, einmal ganz allgemein auf theoretischem Wege zu prüfen, in welchem Maße Übereinstimmungen der verschiedenen Erschütterungsmessertypen zu erwarten sind.

In Fig. 2 ist die Schwingung

$$\sin \frac{2\pi}{T} t - \frac{1}{5} \sin \frac{4\pi}{T} t$$

als Schwingweg-, Geschwindigkeits- und Beschleunigungskurve gezeichnet worden.

Dabei sind die Kurven $\sin \frac{2\pi}{T} t$ und $\frac{1}{5} \sin \frac{4\pi}{T} t$ samt ihren Ableitungen unterbrochen gezeichnet worden. Es ist dabei wie bei den anderen folgenden Figuren die Schwingweite der Grundschwingung mit eins angenommen. Aus den Zeichnungen wurden die entsprechenden Werte der Weiten und Schwingungsdauern (Schw.-D.) — ich rechne hier mit Schwingungsdauern, weil sich diese unmittelbar aus den Figuren ablesen lassen — entnommen.

Wir betrachten nun einzeln die Schwingweg-, Geschwindigkeits- und Beschleunigungskurve in Fig. 2.

a) *Schwingwegkurve.* Wir fassen den Abschnitt *ac* der Schwingwegkurve ins Auge und nehmen an, daß der Verlauf zwischen diesen beiden Punkten annähernd sinusförmig ist. Diese Annahme kann man in erster Annäherung immer machen, und *auf der Möglichkeit dieser Annahme beruht die vorliegende Betrachtung.* Für den Abschnitt *ac* lesen wir aus Fig. 2 als Schwingweite 1.06 und als Schw.-D. $0.80 T$ ab, wenn T die Schw.-D. der Grundschwingung ist. Mit diesen Werten berechnet man die Geschwindigkeit zu $2.65 \pi/T$ und die Beschleunigung zu $6.63 \pi^2/T^2$.

b) *Geschwindigkeitskurve.* Die Geschwindigkeitskurve ist unsymmetrisch. Nehmen wir an, daß die *Nullinie* bekannt ist, so lesen wir aus dem Kurvenstück *def* für die Geschwindigkeit $2.80 \pi/T$ bei einer Schw.-D. von $0.80 T$ ab. Daraus berechnen wir den Schwingweg zu 1.12 und die Beschleunigung zu $7.00 \pi^2/T^2$. Bei *unbekannter Nullinie* sind aus dem Kurvenstück *ge* unter der Annahme, daß *ge* dem doppelten Geschwindigkeitswerte entspricht, die Werte für die Geschwindigkeit $2.10 \pi/T$ und für die Schw.-D. $0.716 T$. Mit diesen Werten ermittelt man den Schwingweg zu 0.75 und die Beschleunigung zu $5.86 \pi^2/T^2$.

c) *Beschleunigungskurve.* Die Beschleunigungskurve ist symmetrisch. Dies ist gleichbedeutend mit bekannter *Nullinie*. Aus dem Kurventeil *ik* lesen wir als Beschleunigungswert $6.16 \pi^2/T^2$ und als Schwingungsdauer $0.634 T$ ab. Damit erhalten wir für den Schwingweg 0.62 und für die Geschwindigkeit $1.95 \pi/T$.

Der Übersicht halber stellen wir die Werte noch einmal zusammen (Tabelle 1). Dabei sind die dick gedruckten Werte diejenigen Werte, die der Fig. 2 direkt entnommen sind.

Fassen wir die Werte des Schwingwegs und der Beschleunigung ins Auge, so erhalten wir:

Schwingungsdauer gem. $0.80 T$; Schwingweg gem. 1.06 ; Beschleunigung ber. $6.63 \pi^2/T^2$
 Schwingungsdauer gem. $0.634 T$; Schwingweg ber. 0.62 ; Beschleunigung gem. $6.16 \pi^2/T^2$

d. h. die wirkliche Beschleunigung weicht um 7 % von der unter den genannten Annahmen aus der Schwingwegkurve berechneten ab. Andererseits gibt aber die

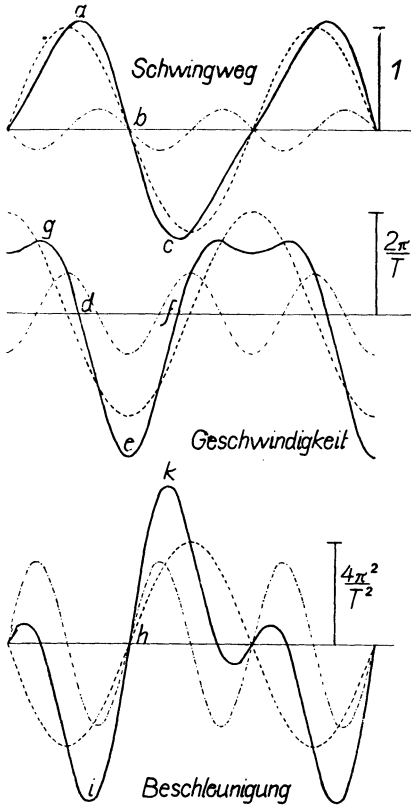


Fig. 2. Schwingweg-, Geschwindigkeits- und Beschleunigungskurve der Schwin-

$$\text{gung } \sin \frac{2\pi}{T} t - \frac{1}{5} \sin \frac{4\pi}{T} t$$

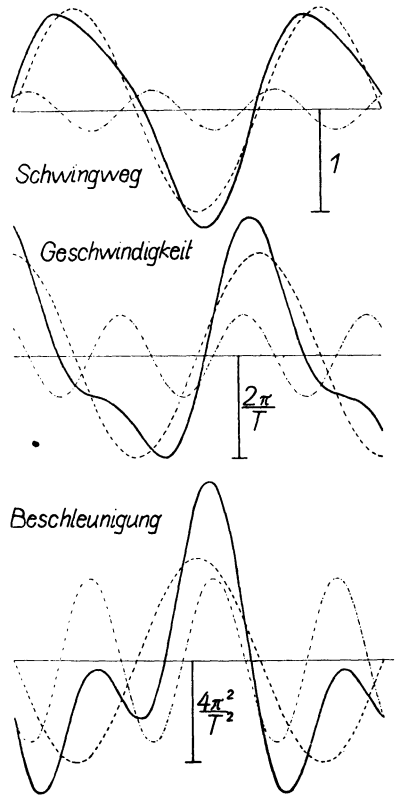


Fig. 3. Schwingweg-, Geschwindigkeits- und Beschleunigungskurve der Schwin-

$$\text{gung } \sin \frac{2\pi}{T} t + \frac{1}{5} \sin \left(\frac{4\pi}{T} t + 45^\circ \right)$$

Beschleunigungskurve Werte für die Schw.-D. und den Schwingweg, die sich um 21 bzw. 41 % vom wahren Werte unterscheiden.

Wir ändern den Kurvenverlauf nur in ganz geringem Maße ab, indem wir der Oberschwingung statt einer Phasenverschiebung von 180° eine solche von 45°

geben. So stellt Fig. 3 die Kurve $\sin \frac{2\pi}{T} t + \frac{1}{5} \sin \left(\frac{4\pi}{T} t + 45^\circ \right)$ dar, wobei wiederum die beiden Schwingungen $\sin \frac{2\pi}{T} t$ und $\frac{1}{5} \sin \frac{4\pi}{T} t$ samt ihren Ableitungen unterbrochen gezeichnet worden sind.

Tabelle 1. Kurve: $\sin \frac{2\pi}{T} t - \frac{1}{5} \sin \frac{4\pi}{T} t$. Fig. 2

Schwing.-Dauer	Schwingweg	Geschwindigkeit	Beschleunigung	Bemerkungen
0.80 <i>T</i>	1.06	2.65 π/T	6.63 π^2/T^2	symmetrisch
0.80 <i>T</i>	1.12	2.80 π/T	7.00 π^2/T^2	bekannte Nulllinie
0.716 <i>T</i>	0.75	2.10 π/T	5.86 π^2/T^2	unbekannte Nulllinie
0.634 <i>T</i>	0.62	1.95 π/T	6.16 π^2/T^2	symmetrisch

Entsprechend Tabelle 1 stellen wir mit Hilfe der Fig. 3 die Tabelle 2 auf.

Tabelle 2. Kurve: $\sin \frac{2\pi}{T} t + \frac{1}{5} \sin \left(\frac{4\pi}{T} t + 45^\circ \right)$. Fig. 3

Schwing.-Dauer	Schwingweg	Geschwindigkeit	Beschleunigung	Bemerkungen
0.816 <i>T</i>	1.15	2.82 π/T	6.92 π^2/T^2	Nulllinie bekannt
0.816 <i>T</i>	1.04	2.56 π/T	6.26 π^2/T^2	„ unbekannt
0.716 <i>T</i>	0.96	2.68 π/T	7.48 π^2/T^2	„ bekannt
0.692 <i>T</i>	0.81	2.34 π/T	6.76 π^2/T^2	„ unbekannt
0.666 <i>T</i>	0.77	2.32 π/T	6.96 π^2/T^2	„ bekannt
0.616 <i>T</i>	0.58	1.87 π/T	6.08 π^2/T^2	„ unbekannt

Wiederum stellen wir aus der Tabelle 2 nur die Werte der Schwingweg- und Beschleunigungskurve gegenüber, wobei wir noch unterscheiden, ob die Nulllinie bekannt ist oder nicht.

a) Bekannte Nulllinie:

Schwingungsdauer gem. 0.816 *T*, Schwingweg gem. 1.15, Beschleunigung ber. 6,92 π^2/T^2
 Schwingungsdauer gem. 0.666 *T*, Schwingweg ber. 0.77, Beschleunigung gem. 6.96 π^2/T^2

b) Unbekannte Nulllinie:

Schwingungsdauer gem. 0.816 *T*, Schwingweg gem. 1.04, Beschleunigung ber. 6.26 π^2/T^2
 Schwingungsdauer gem. 0,616 *T*, Schwingweg ber. 0.58, Beschleunigung gem. 6.08 π^2/T^2

Danach weichen die berechneten Beschleunigungen bei Verwendung einer Schwingwegkurve von der tatsächlichen um 0.6 bzw. 2.9 % ab, während sich aus den Aufzeichnungen einer Beschleunigungskurve die Schwingwege um 33 bzw. 44 % und die Schw.-D. um 18 bzw. 24 % falsch ergeben. Man muß sich somit im klaren sein, daß aus einer nichtsinusförmigen Beschleunigungskurve, die aus einer Grund- und ersten Oberschwingung gebildet wird, fehlerhafte Angaben über den Schwing-

weg größenordnungsmäßig von 50 % ergeben können. Diese Fehler sind um so größer, je größer das Verhältnis der Schwingweiten von Grund- und Oberschwingung ist.

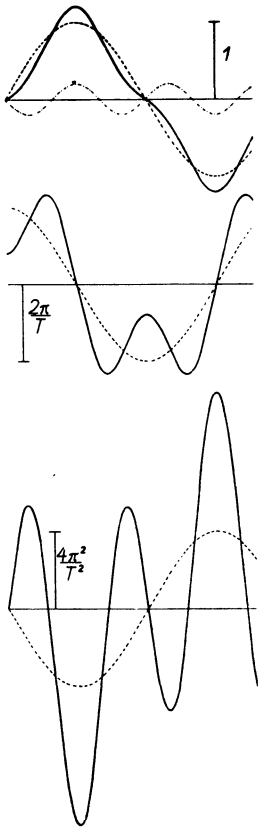


Fig. 4. Schwingweg-, Geschwindigkeits- und Beschleunigungskurve der Schwingung $\sin \frac{2\pi}{T}t - \frac{1}{5} \sin \frac{6\pi}{T}t$. Gestrichelt gezeichnet sind die Kurve $\sin \frac{2\pi}{T}t$ mit ihren Ableitungen und die Kurve $\frac{1}{5} \sin \frac{6\pi}{T}t$

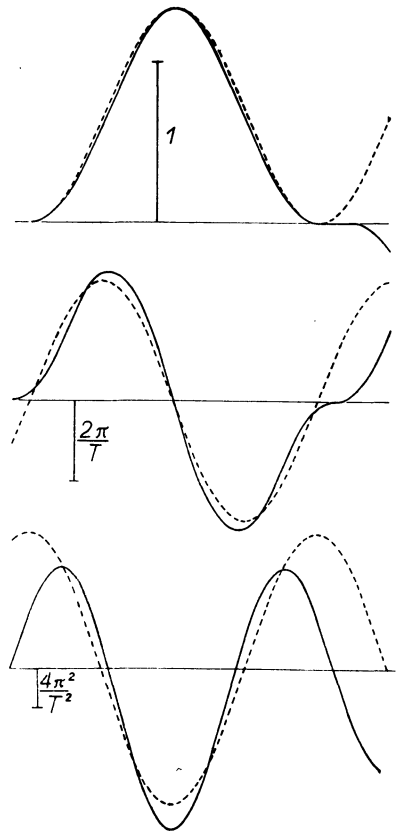


Fig. 5. Schwingweg-, Geschwindigkeits- und Beschleunigungskurve der Schwingung $\sin \frac{2\pi}{T}t - \frac{1}{3} \sin \frac{6\pi}{T}t$. Gestrichelt gezeichnet ist die Kurve $0.667 \left(1 - \cos \frac{4\pi}{0.89T}t\right)$ mit ihren Ableitungen. Koordinatenanfang: $t = -T/4$

Wir wollen in der gleichen Weise noch die Bewegungsvorgänge betrachten, die sich aus der Grund- und zweiten Oberschwingung zusammensetzen. Dabei soll die Phasenverschiebung der Oberschwingung immer dieselbe sein (180°), und es soll nur die Schwingweite der Oberschwingung nacheinander die Werte $1/5,$

$\frac{1}{3}$ und $\frac{3}{5}$ annehmen. Auf diese Weise sind die Fig. 4, 5 und 6 mit den zugehörigen Tabellen 3, 4 und 5 entstanden. Diese liefern die folgenden Auswertungsergebnisse.

Tabelle 3. Kurve: $\sin \frac{2\pi}{T} t - \frac{1}{5} \sin \frac{6\pi}{T} t$. Fig. 4.

Schwing.-Dauer	Schwingweg	Geschwindigkeit	Beschleunigung	Bemerkungen
0.500 T	0.60	2.40 π/T	9.60 π^2/T^2	symmetrisch
0.445 T	0.516	2.32 π/T	10.4 π^2/T^2	„
0.445 T	0.554	2.50 π/T	11,2 π^2/T^2	bekannte Nulllinie
0.356 T	0.263	1.48 π/T	8.3 π^2/T^2	unbekannte Nulllinie

Wie die Fig. 5 zeigt, stimmen die beiden Kurven $\sin \frac{2\pi}{T} t - \frac{1}{3} \sin \frac{6\pi}{T} t$ und $0.667 \left(1 - \cos \frac{4\pi}{0.89 T} t\right)$ im Bereiche 0 bis $T/2$ sehr gut überein, wenn als Koordinatenanfangspunkt der zweiten Kurve $t = T/4$ gewählt wird. Hierauf hatte ich schon in [1] hingewiesen. In der Schwingwegkurve ist es bei praktischen Messungen gar nicht möglich, einen Unterschied der beiden Kurven festzustellen. Die Feststellung ermöglicht erst die Verwendung eines Geschwindigkeits- oder Beschleunigungsmessers.

Die Auswertung der Fig. 5 gibt Tabelle 4 wieder.

Tabelle 4. Kurve: $\sin \frac{2\pi}{T} t - \frac{1}{3} \sin \frac{6\pi}{T} t$. Fig. 5

Schwing.-Dauer	Schwingweg	Geschwindigkeit	Beschleunigung	Bemerkungen
0.445 T	0.667	3.00 π/T	13.5 π^2/T^2	symmetrisch
0.395 T	0.631	3.20 π/T	16.2 π^2/T^2	„
0.395 T	0.624	3.15 π/T	16.0 π^2/T^2	bekannte Nulllinie
0.347 T	0.395	2.28 π/T	13.1 π^2/T^2	unbekannte Nulllinie

Als letzte Tabelle folgt die Tabelle 5, welche mit Hilfe der Fig. 6 gewonnen wurde.

Tabelle 5. Kurve: $\sin \frac{2\pi}{T} t - \frac{3}{5} \sin \frac{6\pi}{T} t$. Fig. 6.

Schwing.-Dauer	Schwingweg	Geschwindigkeit	Beschleunigung	Bemerkungen
0.383 T	0.890	4.65 π/T	24.3 π^2/T^2	unbekannte Nulllinie
0.367 T	0.860	4.70 π/T	25.6 π^2/T^2	unbekannte Nulllinie
0.367 T	0.860	4.70 π/T	25.6 π^2/T^2	bekannte Nulllinie
0.344 T	0.666	3.87 π/T	22.5 π^2/T^2	unbekannte Nulllinie

Wenn wir in den Tabellen 3 bis 5 die aus den Schwingwegkurven berechneten mit den abgelesenen Beschleunigungswerten vergleichen, so sehen wir, daß die

berechneten Werte zwischen den Werten unter der Annahme einer bekannten und unbekanntem Nulllinie liegen und die Abweichungen nicht mehr als 15 % betragen. Dagegen weisen die aus den Beschleunigungskurven berechneten gegenüber den wirklichen Schwingweitenwerten und ebenso die aus den Beschleunigungskurven berechneten Schwingungsdauern weit höhere Abweichungen auf. Es läßt sich in den Tabellen 3 bis 5 feststellen, daß die Abweichungen der berechneten von den gemessenen Schwingungselementen um so geringer sind, je kleiner das Verhältnis von Grund- und Oberschwingung ist, d. h. je mehr schon in der Schwingwegkurve die Oberschwingung deutlich hervortritt.

Ich habe mich auf einen Vergleich der Schwingweg- und Beschleunigungswerte beschränkt. Mit Hilfe der Tabellen ist es ohne weiteres möglich, sich ein Bild von den möglichen Abweichungen bei Verwendung eines Geschwindigkeitsmessers zu verschaffen.

Die praktische Folgerung der vorliegenden theoretischen Betrachtung ist die, daß man bei der Wahl zwischen einem Schwingweg- und einem Beschleunigungsmesser für Erschütterungsmessungen mit nichtsinusförmigem Charakter dem ersteren den Vorzug geben und den Beschleunigungsmesser zur Ergänzung der Messungen heranziehen soll.

Schrifttum

[1] H. Martin: Einschwingvorgänge und ihre Bedeutung bei der Aufzeichnung stoßähnlicher Erschütterungen. Veröffentl. der Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Heft 26. Leipzig 1935.

[2] H. Martin: Ein neuer mechanischer Beschleunigungsmesser. Zeitschr. f. Geophys. 13, 241—250 (1937)

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, April 1939.

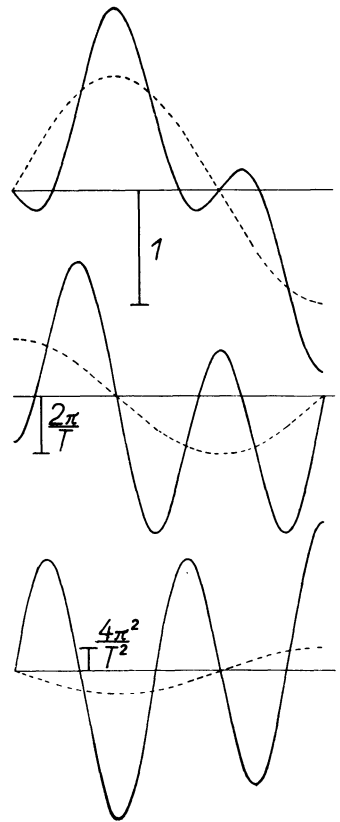


Fig. 6. Schwingweg-, Geschwindigkeits- und Beschleunigungskurve der Schwingung $\sin \frac{2\pi}{T} t$ — $\frac{3}{5} \sin \frac{6\pi}{T} t$. Gestrichelt gezeichnet ist die Kurve $\sin \frac{2\pi}{T} t$ mit ihren Ableitungen

Berechnung der Dicke der Erdkruste und einiger physikalischer Eigenschaften aus mitteleuropäischen Nahbebenaufzeichnungen

Von Gerhard Schmerwitz, Jena. — (Mit 8 Abbildungen.)

Die Zweifel, die bisher an der Existenz einer doppeltgeschichteten Erdkruste und somit an der Deutung der P^+ -Wellen aufgetreten sind, erforderten eine eingehende Untersuchung der experimentellen Grundlagen dieser Hypothese. Eine derartige Bearbeitung ist gerade heute um so dringender notwendig, da in der physikalischen Geodäsie die hypothetische P^+ -Schicht der Seismik für einschneidende Veränderungen in der Berechnung der isostatischen Ausgleichstiefe und somit der Erdgestalt herangezogen wird. — Die Laufzeiten bei ein- und zweifacher Schichtung werden abgeleitet und auf drei der besten Beispiele von Nahbeben angewendet. Eine eingehende Zahlenrechnung zeigt hierbei, daß die P^+ -Schicht in der bisher vermuteten Form nicht bestehen kann. Sechs weitere Laufzeitausgleichungen der direkten Wellen lassen sich ebenso wie die vorhergehenden drei Beispiele nur mit einer 50 km dicken Erdkruste nach der ursprünglichen Annahme von Mohorovičić deuten. Für die nur gelegentlich auftretenden P^+ -Einsätze wird eine neue Erklärung gegeben. Diese werden durch flach gestreckte Einlagerungen von begrenzter Ausdehnung verursacht, welche als Material höherer Geschwindigkeit innerhalb der \bar{P} -Schicht (der seismisch definierten Erdkruste) unregelmäßig verteilt sind. — Der Vorteil und Wert der Ausgleichung wird durch Vergleich mit anderen gesicherten Ergebnissen am gleichen Objekt und die Vielseitigkeit der Ausgleichungsergebnisse an einigen Anwendungen nachgewiesen.

I. Einleitung und Anlaß zu den Untersuchungen. Wie dick ist die Erdkruste? Das ist wohl immer eine der ersten Fragen, die an den Geophysiker gestellt werden. In letzter Zeit war es jedoch nicht allein der reine Wissensdrang gewesen, der besonders häufig zu dieser Fragestellung Veranlassung gab. Benachbarte Fachgebiete und andere Fachzweige innerhalb der Geophysik haben aus sachlicher Notwendigkeit dieses Problem wieder in den Vordergrund gestellt.

In einigen erst kürzlich erschienenen Arbeiten aus der physikalischen Geodäsie [1] [2] wurde sehr nachdrücklich darauf hingewiesen, wie wichtig für die Bestimmung der Erdgestalt die genaue Kenntnis der Schwerkraftverteilung und die hiermit verknüpfte Reduktion der bei verschiedener Höhe und Massenerlagerung an der Erdoberfläche gemessenen Schwerkraftswerte ist. Diese Reduktion erfordert jedoch die Zugrundelegung einer mittleren Ausgleichstiefe, welche als Beginn einer neuen Zone und als untere Grenze der Erdkruste angesehen wird.

Die Annahmen über den Betrag der Ausgleichstiefe schwanken zur Zeit je nach der zugrunde gelegten Theorie zwischen etwa 100 und 20 km, von der Meereshöhe an nach unten gerechnet. Gestützt auf eine Verkleinerung der nach einer Ausgleichung übrigbleibenden Fehlerreste haben die neuesten Berechnungen diese Ausgleichstiefe unter gleichzeitiger Berufung auf Ergebnisse gewisser Berechnungen von Erdbebenaufzeichnungen bis auf den geringen Wert von etwa 20 km an die Erdoberfläche verschoben. Zur gleichen Zeit sind jedoch gerade

die seismischen Verfahren, welche die Grundlagen für eine Berechnung von Schichtdicken, Herdtiefen und dergleichen liefern, einer starken Kritik [3] unterzogen worden.

Die geodätische Anwendung, welche sich gerade auf diese und weitere Ergebnisse der Nahbebenberechnungen stützt, erfordert eine eingehende Sichtung des Beobachtungsmaterials wegen der grundlegenden Bedeutung für die Reduktion der Schwerkraftswerte. Daß außerdem insbesondere die Geologie ein großes Interesse an einer Klärung dieser Fragen besitzt, bedarf keiner näheren Erläuterung.

Mit der Frage nach der Dicke der Erdkruste ist die Frage nach den trennenden Eigenschaften des Materials der Kruste und der darunterliegenden Schicht unmittelbar verbunden. Für die physikalisch-geodätischen Rechnungen muß es ein Dichteunterschied sein, für die seismischen Rechnungen ein Unterschied der Fortpflanzungsgeschwindigkeit elastischer Wellen — und schließlich für eine primitive, unverfeinerte Anschauung: der Übergang vom festen in den flüssigen Zustand.

Es ist bekannt, daß diese drei Kennzeichen der Schichtgrenze sich nicht ohne weiteres miteinander in Übereinstimmung bringen lassen. Ein Übergang vom festen in den flüssigen Zustand, so wie wir es von der Erdoberfläche her kennen, müßte zunächst das Verschwinden der Transversalwellen zur Folge haben und bei den Longitudinalwellen eine sprunghafte Verminderung der Geschwindigkeit. Beides ist nicht der Fall. An der von Mohorovičić gefundenen Schichtgrenze in etwa 50 km Tiefe, in der auch ungefähr die Schmelztemperatur von 1000° C herrscht, erhöht sich die Longitudinalwellengeschwindigkeit sprunghaft um fast 50 %, außerdem verschwinden die Transversalwellen dort nicht. Das sind Ergebnisse der Erdbebenforschung, welche vollkommen feststehen.

Würden wir allein einen sprunghaften Dichteanstieg in dieser Tiefe annehmen, so müßte ohne eine gleichzeitige Änderung des Elastizitätsmoduls die Fortpflanzungsgeschwindigkeit auch aus diesem Grunde abnehmen. Auch das ist nicht der Fall.

Alle diese von den Verhältnissen an der Erdoberfläche abgeleiteten Anschauungen lassen sich in der Tiefe ohne Widerspruch nur dann vereinigen, wenn die Begrenzung der Erdkruste nach unten durch eine Änderung im Materialzustand verursacht ist. Von dem subkrustalen Material müssen wir annehmen, daß es einen ganz beträchtlich höheren Elastizitätsmodul hat als das Krustenmaterial. Der Modul muß ungefähr doppelt so groß sein, damit eine aus gravimetrischen Gründen zu fordernde Dichteerhöhung mit einer 50 %igen Erhöhung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Erdbebenwellen an der gleichen Stelle vereinbar ist.

Unsere irdischen von der Erdoberfläche abgeleiteten Vorstellungen von einem flüssigen Zustand bei hohen Temperaturen können, wie man nicht allein nur hieraus zu schließen hat, auf das Erdinnere nicht unverändert übertragen werden.

Daß eine derartige Schichtgrenze, die sich durch eine sprunghafte Zunahme der Fortpflanzungsgeschwindigkeit seismisch sicher feststellen läßt, auch zugleich

mit der für isostatische Ausgleichungen erforderlichen Dichteschwelle identisch ist, läßt sich zur Zeit aus seismischen Messungen allein nicht beweisen, kann aber wohl, wie es in der physikalischen Geodäsie geschieht, als Rechengrundlage angenommen werden.

Das einzige Verfahren, welches uns über den Zustand der Erdkruste unterhalb der von Geologie und Bergbau erschließbaren etwa 2 km dicken Oberflächenschicht noch wesentliche Aufschlüsse zu geben vermag, stützt sich auf die Auswertung von Nahbebenseismogrammen. Allein die mittelstarken Erdbeben, welche diese Aufzeichnungen liefern, sind in der Lage, ein genügendes Maß von Energie in Form elastischer Wellen in das Erdinnere bzw. in die Erdkruste zu schicken, welche in größerer Entfernung noch beobachtet werden können, ohne bei den Nahstationen durch Zerstörung die Beobachtungen wertlos zu machen.

Die mitteleuropäischen Bebengebiete sind außerdem von einem ziemlich dichten Netz von ausgesprochenen Nahbebenstationen umgeben. Mit deren Hilfe ist schon viel relativ gut brauchbares Material von Seismogrammen geliefert worden. Selbst in keinem sogenannten Erdbebenland der Welt liegen zur Zeit gerade für diese Untersuchungen der obersten Erdkruste auch nur annähernd gleichartige Möglichkeiten vor.

II. Entscheidung der Frage, ob die Erdkruste einfach oder zweifach geschichtet ist. 1. Die P^+ -Einsätze, welche den Anlaß zur Einführung der Doppelschichtung gaben. Auf fast allen Seismogrammen von Nahbeben treten unter den manigfachen Bewegungen immer drei Welleneinsätze besonders auffällig in Erscheinung. H. Gräfe hat in einer Veröffentlichung [4] diese für mitteleuropäische Beben besonders kennzeichnende Form sehr übersichtlich zusammengestellt. Hierauf soll in Fig. 1 als grundlegendes Anschauungsmaterial Bezug genommen werden. Die Realität der drei sich hervorhebenden Einsätze: P_n , \bar{P} , \bar{S} wird heute ausnahmslos anerkannt und ist wohl undiskutabel.

Alle übrigen mitunter festgestellten Einsätze sind entweder noch vollkommen unsicher oder besitzen nur rein örtliche Bedeutung. Aus der Lage und der Differenz der Zeiteinsätze von P_n - und \bar{P} -Wellen läßt sich nach der Entdeckung von Mohorovičić (im Jahre 1909) die Dicke der \bar{P} -Schicht, die zugleich als Erdkruste zu bezeichnen ist, berechnen.

Seit etwa einem Jahrzehnt ist von einigen Seiten versucht worden, diese einfache Krustenschicht durch eine zweifache Schichtung zu ersetzen, wobei für diese Zweiteilung neue Einsätze, die zwischen den P_n - und \bar{P} -Wellen liegen, aus den Seismogrammen herausgelesen wurden.

Diese neuen Einsätze, die mit P^+ bezeichnet werden, sind auf der Mehrzahl der Seismogramme gar nicht oder nur sehr schwach angedeutet, so daß ein allgemeiner Charakter, wie er den \bar{P} - und den P_n -Wellen zukommt, schon oft in Zweifel gezogen worden ist. Fast jeder Beobachter betont bei der Auswertung dieser Einsätze die Unsicherheit der Angaben. So schreibt z. B. auch H. Gräfe, daß

es noch nicht sicher feststeht, ob die P^+ -Phase durch eine Diskontinuitätsfläche entstanden ist [4] (S. 152). Die gleichen Zweifel an dieser Erklärung hatten sich gelegentlich einer eingehenden Untersuchung mitteleuropäischer Nahbeben allein auf Grund der Geschwindigkeitsverteilung der \bar{P} -Wellen mit der Herdtiefe ergeben [3].

Daß es nun gerade diese höchst unsichere P^+ -Schicht ist, auf welche sich neuerdings die isostatischen Schwerkraftsreduktionen beziehen, liegt zum großen Teil daran, daß die reine Hypothese der P^+ -Schichtung von vielen Seismikern kritiklos zu einer gesicherten Tatsache befördert worden ist, obgleich das vorliegende Beobachtungsmaterial zu derartig umfangreichen Folgerungen keineswegs aus reichend gewesen ist. Bei einer in den folgenden Abschnitten ausführlich wieder-

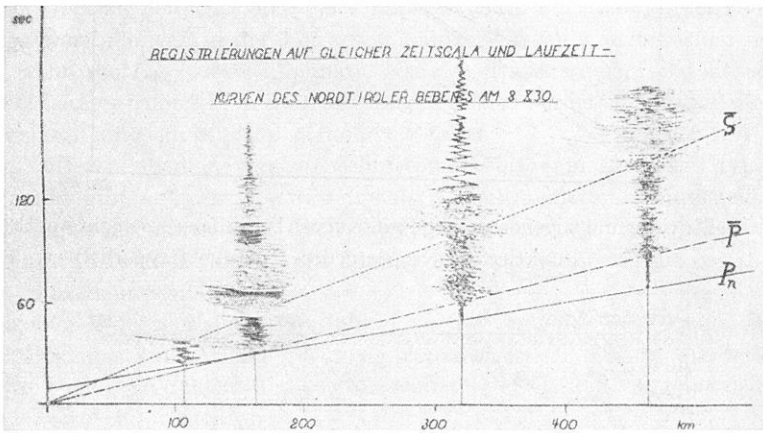


Fig. 1. Weg-Zeit-Diagramm der gut erkennbaren und gesicherten Welleneinsätze bei Nahbeben. (Nach H. Gräfe)

gegebenen Durchrechnung, welche unter der Voraussetzung vorgenommen war, als ob die zweifache Schichtung besteht, stellte sich heraus, daß schon die unmittelbaren Folgerungen in sich nicht einmal widerspruchsfrei sind.

2. *Ableitung der Laufzeiten bei ein- und zweifacher Schichtung innerhalb der Kruste.* Mit jener hypothetischen Voraussetzung müßten die Verhältnisse im Schnitt senkrecht zur Erdoberfläche das Aussehen der Fig. 3 aufweisen. Man hätte hierbei unter Einbeziehung des subkrustalen Materials drei Schichten bzw. zwei Sprungstellen, welche durch die Geschwindigkeitsunterschiede der \bar{P} - P^+ - und P_n -Wellen zum Ausdruck kommen. In Fig. 2 sind die entsprechend einfacheren und normalen Verhältnisse nach Mohorovičić dargestellt. Die Ableitungen hierfür ergeben sich durch eine einfache Spezialisierung der im folgenden durchgeführten Rechnungen.

In der Fig. 2 bzw. 3 sei H der Herd des Bebens in der \bar{P} -Schicht (Herdlagen unter dieser Schicht sind bisher in Mitteleuropa noch nicht nachgewiesen worden).

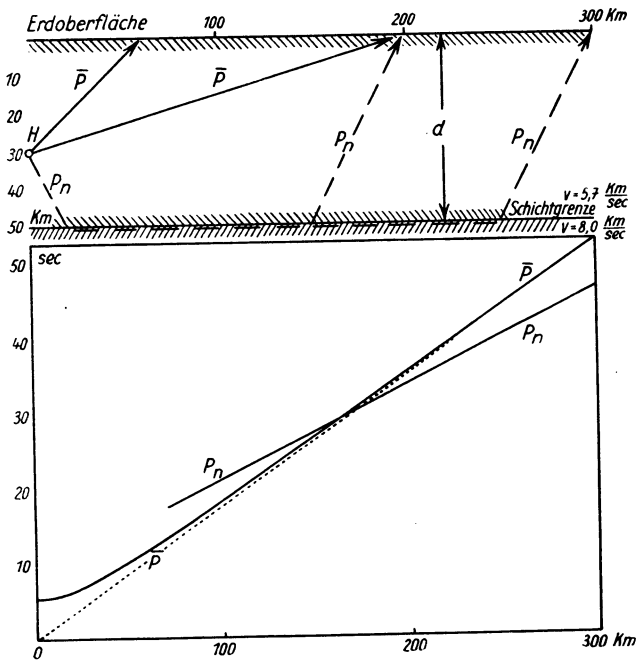


Fig. 2. Wellenwege und zugehörige Weg-Zeit-Kurven bei einfach geschichteter Erdkruste.
 Punktirt: Asymptote der \bar{P} -Kurve (Hyperbel)

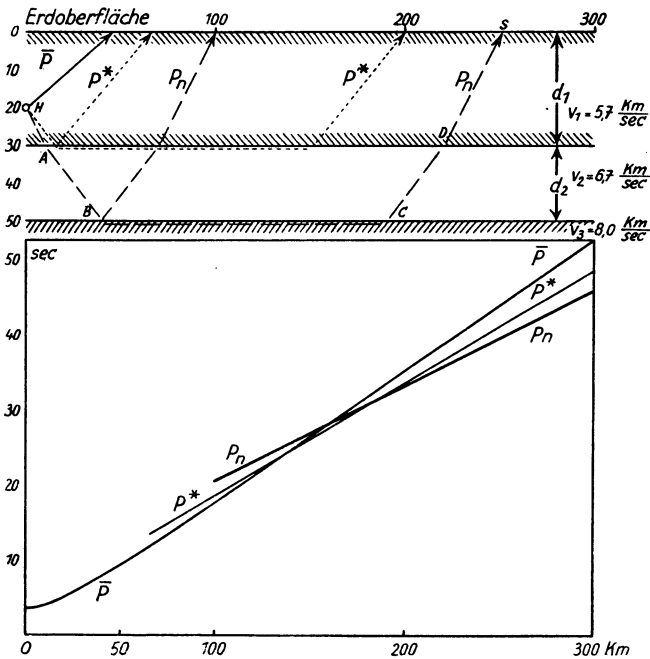


Fig. 3.

Wellenwege und zugehörige Weg-Zeit-Kurven bei zweifach geschichteter Erdkruste

d_1 sei die Dicke dieser Schicht, die Geschwindigkeit der elastischen Wellen in dieser Schicht sei v_1 . d_2 sei die Dicke der folgenden Schicht mit der Geschwindigkeit v_2 . Die Geschwindigkeit der elastischen Wellen in der dritten Schicht werde mit v_3 bezeichnet, wobei die Abmessungen dieser Schicht im Vergleich zu den sonstigen Dimensionen als unbegrenzt angenommen werden. $\Delta_n =$ Entfernung: Epizentrum—Station.

Die Laufzeitkurve (Weg-Zeit-Kurve) der direkten \bar{P} -Wellen mit der Geschwindigkeit v_1 ist bekanntlich eine Hyperbel. Ihre Gleichung lautet:

$$t = \frac{\sqrt{h^2 + \Delta^2}}{v_1}. \text{ Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit } v_1 \text{ wird (in der Figur punk-}$$

tiert) durch die Asymptote dieser Hyperbel gegeben. Der Schnittpunkt der Asymptote mit der Zeitachse, hier der Punkt $t = 0$, ist identisch mit der Herdzeit. Derartige Darstellungen in der Form von Laufzeitkurven sind natürlich nur gesichert, wenn die Lage des Nullpunkts, also des Epizentrums, feststeht. Dieses kann, wie bereits früher [9] ausführlich dargelegt worden ist, nur mit Hilfe einer Ausgleichsrechnung einwandfrei gefunden werden.

Die Differenz vom Asymptotenschnittpunkt bis zum Kurven- (Hyperbel-) Schnittpunkt gibt mit der Geschwindigkeit v_1 multipliziert die Herdtiefe.

Im Gegensatz hierzu sind die Laufzeitkurven der v_2 - und v_3 -Wellen von ihrem Einsatz an gerade Linien. Aus der Fig. 2 bzw. 3 lassen sich die Gleichungen in allen Einzelheiten ableiten.

Folgende Zwischenrechnungen führen zu der endgültigen Formel. Hierbei sei der Brechungswinkel beim Übergang von der ersten Schicht in die zweite in Schicht 1 mit i_1 in Schicht 2 mit i_2 bezeichnet. Der Gesamtweg setzt sich dann aus fünf Teilen zusammen.

$$1. \quad \frac{d_1 - h}{\cos i_1} = \frac{d_1 - h}{\sqrt{1 - \frac{v_1^2}{v_3^2}}} = HA,$$

$$2. \quad \frac{d_2}{\cos i_2} = \frac{d_2}{\sqrt{1 - \frac{v_2^2}{v_3^2}}} = AB \text{ und } CD,$$

$$3. \quad \frac{d_1}{\cos i_1} = \frac{d_1}{\sqrt{1 - \frac{v_1^2}{v_3^2}}} = DS,$$

$$4. \quad \Delta - d_1 (2d_1 - h) \operatorname{tg} i_1 - 2d_2 \cdot \operatorname{tg} i_2 \\ = \Delta - (2d_1 - h) \cdot \frac{v_1}{v_3 \sqrt{1 - \frac{v_1^2}{v_3^2}}} - 2d_2 \cdot \frac{v_2}{v_3 \sqrt{1 - \frac{v_2^2}{v_3^2}}} = BC.$$

Mit den entsprechenden Geschwindigkeitswerten multipliziert, findet man dann für die Gesamtlaufzeit:

$$t = \frac{2d_1 - h}{v_1 \sqrt{1 - \frac{v_1^2}{v_3^2}}} + \frac{2d_2}{v_2 \sqrt{1 - \frac{v_2^2}{v_3^2}}} + \frac{\Delta}{v_3} - \frac{v_1(2d_1 - h)}{v_3^2 \sqrt{1 - \frac{v_1^2}{v_3^2}}} - \frac{2d_2 \cdot v_2}{v_3^2 \sqrt{1 - \frac{v_2^2}{v_3^2}}}$$

Oder etwas besser zusammengefaßt:

$$t = \frac{\Delta}{v_3} + \frac{(2d_1 - h) \cdot \left(\frac{v_3}{v_1} - \frac{v_1}{v_3}\right)}{1 - \frac{v_1^2}{v_3^2}} + \frac{2d_2 \cdot \left(\frac{v_3}{v_2} - \frac{v_2}{v_3}\right)}{1 - \frac{v_2^2}{v_3^2}}$$

Durch Vereinfachung und Verallgemeinerung ergeben sich dann schließlich die endgültigen Formeln für drei, zwei und eine Schicht.

Drei Schichten:

$$t_3 = \frac{\Delta}{v_3} + (2d_1 - h) \cdot \sqrt{\frac{1}{v_1^2} - \frac{1}{v_3^2}} + 2d_2 \cdot \sqrt{\frac{1}{v_2^2} - \frac{1}{v_3^2}} \dots \dots \dots (1)$$

Zwei Schichten:

$$t_2 = \frac{\Delta}{v_2} + (2d_1 - h) \cdot \sqrt{\frac{1}{v_1^2} - \frac{1}{v_2^2}} \dots \dots \dots (2)$$

Eine Schicht:

$$t_1 = \frac{\sqrt{h^2 + \Delta^2}}{v_1} \dots \dots \dots (3)$$

Die Laufzeitgeraden der ersten und zweiten Formel werden allgemein in der kürzeren Form:

$$t_3 = t_{03} + \frac{\Delta}{v_3} \quad \text{bzw.} \quad t_2 = t_{02} + \frac{\Delta}{v_2}$$

dargestellt. Bei jeder Laufzeitauswertung wird immer eine Zusammenfassung der abgelesenen Einsatzzeiten in dieser Form wiedergegeben.

In der gleichen Form eines linearen Zusammenhangs werden in den meisten Fällen auch die \bar{P} -Werte dargestellt, wobei der nichtlineare Charakter dieser Kurve vernachlässigt oder übersehen wird. Eine derartige Vernachlässigung bleibt keineswegs immer ohne Einfluß auf die Ergebnisse, besonders in den Fällen, wo große Herdtiefen vorliegen — was außerdem vor Anwendung der Vernachlässigung noch gar nicht festgestellt werden kann. Auch hier kann immer nur eine sorgfältige Ausgleichung vor Fehlschlüssen bewahren.

Um zu zeigen, wie weit in jedem Falle die Hyperbel durch die Gerade ersetzt werden darf, muß diejenige Minimalentfernung abgeleitet werden, bis zu der die Geschwindigkeitsdifferenz, also die Tangente der Hyperbel von der Asymptote, um weniger als ein vorgegebener Betrag abweicht.

Diese allgemeine Bedingung lautet für die Stations-Epizentralentfernung auf Grund einer elementaren Ableitung: $\Delta \cong \frac{1}{\sqrt{2 \cdot B}} \cdot h$, wo h die Herdtiefe und B die Genauigkeit in Bruchteilen oder Prozenten angibt.

Beispiel: Gesucht ist die Entfernung, bis zu der die Hyperbeltangente von der Asymptote um weniger als $1/100$ abweicht bei einer Herdtiefe von 30 km. Diese Entfernung ist $\Delta = \sqrt{50} \cdot 30 = 212$ km. In der Praxis müßten also, falls aus der Näherungsannahme einer Geraden für die \bar{P} -Werte auf 1 % richtige Geschwindigkeitswerte abgeleitet werden sollen, alle Stationen unterhalb 200 km Epizentralentfernung gestrichen werden. Unter Beschränkung auf den Hinweis, daß diese Probe bisher kaum angestellt sein dürfte, soll hier nicht in jedem Einzelfall näher untersucht werden, wieweit die bisherigen Geschwindigkeitsbestimmungen Vertrauen verdienen.

3. *Zur Auswahl der Berechnungsverfahren.* Mit der Hypothese der P^+ -Schicht ist man zugleich verpflichtet, entsprechend den drei Welleneinsätzen P , P^+ und P_n mit einer Dreischichten-Seismik zu rechnen. Die unter dieser Voraussetzung im folgenden durchgerechneten Beispiele wurden nach dem Gesichtspunkt ausgewählt, daß von vornherein von ihnen die größte Sicherheit der Ergebnisse zu erwarten war. Sie hatten zu erfüllen, 1. die Voraussetzung, daß die Grundwerte Herdtiefe, Herdlage, Herdzeit und Geschwindigkeit durch Ausgleichung gefunden waren und die Epizentralentfernungen somit das höchst erreichbare Maß an Zuverlässigkeit besaßen; 2. mußte eine genügende Anzahl von P^+ -Ablesungen vorhanden sein, um eine weitere Ausgleichung dieser Einsätze zu ermöglichen.

Für das Verfahren selbst standen zunächst rein formal zwei verschiedene Wege offen. 1. Weg: Es werden die Einsätze unmittelbar unter Verwendung der Formel (1) ausgeglichen ohne Rücksichtnahme auf eine vorherige Ausgleichung der \bar{P} -Einsätze und deren Ergebnisse für das gleiche Beben. Hierbei würden jedoch nach (1) neun Unbekannte zu berechnen sein, und zwar: $x_0, y_0, h, v_1, v_2, v_3, d_1, d_2$ und t_0 . Da, wie schon auf S. 360 [3] bemerkt worden ist, bei den gebrochenen Wellen auch noch die Nahstationen bis zu 150 bis 200 km Entfernung ausfallen, fehlt hier in den meisten Fällen schon die erforderliche Anzahl von Gleichungen. Aber selbst wenn diese Zahl ausreichen würde, so müßte wegen der Unsicherheit dieser Einsätze (deren Erklärung überdies nicht einmal feststeht) das Gewicht der so berechneten Werte ganz erheblich geringer sein als das, welches aus den direkten \bar{P} -Ausgleichungen erhalten wird. Man bedenke hier außerdem die vollkommen unsichere, sogar praktisch unmögliche Bestimmung der Herdtiefe, falls alle Stationen unter 150 bis 200 km Epizentralentfernung fortfallen. Denn die Herdtiefe ist für die Ermittlung der anderen Werte wesentlich.

Im übrigen würde der Zeitaufwand der Rechnungen, welcher bei fünf Unbekannten schon mehrere Tage beträgt, hier auf einige Wochen zu veranschlagen

sein, was in Anbetracht der großen Unsicherheit dieser Ergebnisse nicht zu rechtfertigen ist.

2. Weg: Dieser auch praktisch durchführbare Weg besteht darin, daß die aus der \bar{P} -Ausgleichung ermittelten Werte für die Verwendung in den Formeln (1) und (2) zugrunde gelegt werden, und zwar als feststehende Koeffizienten. Im Sinne einer strengen Theorie können diese Werte zwar nicht als absolut feststehend angesehen werden. Ihre Genauigkeit ist aber im Verhältnis zu der der noch zu berechnenden Werte groß genug, um diese vereinfachte Voraussetzung zu rechtfertigen.

Bei den folgenden Rechnungen werden daher die bereits bekannten Werte der Epizentralentfernungen der einzelnen Stationen Δ_n , die Herdzeit t_0 und die Geschwindigkeit der \bar{P} -Wellen $v_{\bar{P}}$ sowie die Herdtiefe z_0 eingesetzt. Nach Zeichnung der Laufzeitgerade für P^+ und P_n sind deren Geschwindigkeiten und Zeitabschnitte für $\Delta = 0$ abzulesen. Da die graphische Mittelbildung selbst bei guter Zeichnung infolge der Streuung der Werte unsicher ist, wird auch hier der Weg einer exakten rechnerischen Mittelbildung, d. h. einer Ausgleichung beschritten.

Nach diesem Verfahren erhält man aus der Formel (2) zunächst den Wert v_2 der P^+ -Wellen und die Konstante t_{02} , aus der sich nach der ausführlichen Ableitung $2d_1 - h$ ergibt. Mit dem gleichen Ausgleichungsverfahren wird dann aus der Formel (1) v_3 und t_{03} berechnet, mit deren Hilfe schließlich d_3 , die Dicke der hypothetischen P^+ -Schicht, bestimmt ist.

4. Der Mittelwert von drei Beispielen mit dem umfangreichsten Beobachtungsmaterial entscheidet gegen die Zweiteilung (P^+ -Schichtung) in der oberen Erdkruste. 1. Nordtiroler Beben vom 8. Oktober 1930 (nach Seismogrammauswertung von H. Gräfe [4], Herdwerte siehe S. 375 [3]).

Epizentralentfernungen der Stationen in km	Δ_n	Abgelesene P^+ -Einsätze 23 ^h 27 ^m 30 ^{sec} + sec	Epizentralentfernungen der Stationen in km	Δ_n	Abgelesene P^+ -Einsätze 23 ^h 27 ^m 30 ^{sec} + sec
1. Nördlingen	162.4	7.6	9. Frankfurt	354.0	34.4
2. Zürich	159.3	8.0	10. Graz	362.3	35.6
3. Hohenheim	183.6	11.4	11. Jena	399.8	40.9
4. Stuttgart	189.2	12.2	12. Florenz	404.4	42.7
5. Karlsruhe	246.8	20.1	13. Zagreb	441.9	49.3
6. Straßburg	255.1	20.8	14. Leipzig	455.4	49.0
7. Eger	324.0	31.2	15. Göttingen	464.8	50.4
8. Ljubljana	328.6	31.6			

Unter Berücksichtigung der jeweiligen Zeitverbesserungen infolge der Überbestimmtheit lauten die Gleichungen (2) bei passender Schreibweise:

$$\frac{\Delta_1}{v_2} + t_{02} - t_1 = V_1$$

.

$$\frac{\Delta_n}{v_2} + t_{02} - t_n = V_n.$$

Hier bedeuten t_1, \dots, t_n die abgelesenen Zeiteinsätze der P^+ -Wellen und V_1, \dots, V_n die übrigbleibenden Verbesserungen. Es liegen somit n lineare Gleichungen mit zwei Unbekannten vor, deren Ausgleichung nach dem bekannten Schema im Vergleich mit den allgemeinen Formeln dieser Theorie durchzuführen ist. In der Form der allgemeinen Gleichungen ersten Grades:

$$a_n \cdot x + b_n \cdot y + l_n = V_1$$

entsprechen die laufenden Koeffizienten ($n = 1 \dots n$) a_n den Δ_n , $b_n = 1$, l_n den $-t_n$ die Unbekannten $x = \frac{1}{v_2}$ und $y = t_{02}$. Die gesuchten Unbekannten sind zugleich auch die bestpassenden Werte. Diese werden aus den Normalgleichungen:

$$\begin{aligned} [aa] \cdot x + [ab] \cdot y + [aL] &= 0, \\ [ab] \cdot x + [bb] \cdot y + [bL] &= 0 \end{aligned}$$

erhalten. Wenn man als Nullpunkt der Zeitskala den zu Anfang erwähnten Wert wählt, so ergeben sich fast ausschließlich mit dem Rechenschieber folgende Zahlenwerte der Quadrat- und Produktsummen:

$$\begin{aligned} [aa] &= + 1659000, & [ab] &= + 4731.6, & [aL] &= - 163900, \\ [bb] &= - 445.2, & [bb] &= + 15 \text{ und } [lL] &= + 16528. \end{aligned}$$

Nur bei $[lL]$ sind logarithmische Berechnungen eingesetzt worden. Die Auflösungen der Gleichungen gibt für die beiden Unbekannten die folgenden Werte: $y = - 14.81$ sec und $x = + 0.1410$. Somit wird der Zeitabschnitt für $\Delta = 0 : t_{02} = 15.19$ sec (± 0.6) und die Geschwindigkeit $v_{P^+} = 7.09$ km/sec (± 0.08). Die Summe der übrigbleibenden Fehlerquadrate $[vv]$ wird: 5.8. Die übrigbleibenden Zeitverbesserungen der einzelnen Stationen verteilen sich folgendermaßen:

$$\begin{array}{lll} V_1 = + 0.5 \text{ sec} & V_6 = + 0.4 \text{ sec} & V_{11} = + 0.7 \text{ sec} \\ V_2 = - 0.3 \text{ ,,} & V_7 = - 0.3 \text{ ,,} & V_{12} = - 0.5 \text{ ,,} \\ V_3 = - 0.3 \text{ ,,} & V_8 = 0.0 \text{ ,,} & V_{13} = - 1.7 \text{ ,,} \\ V_4 = - 0.3 \text{ ,,} & V_9 = + 0.8 \text{ ,,} & V_{14} = + 0.5 \text{ ,,} \\ V_5 = - 0.1 \text{ ,,} & V_{10} = + 0.7 \text{ ,,} & V_{15} = + 0.3 \text{ ,,} \end{array}$$

P_n -Einsätze. In gleicher Weise wie vorher werden die P_n -Einsätze ausgeglichen. Hierzu standen die aufgeführten Stationen mit den von H. Gräfe angegebenen Einsätzen zur Verfügung:

Epizentralentfernung Δ_n der Stationen in km	Zeiteinsätze von P_n 23 ^h 27 ^m 30 ^{sec} + sec			Epizentralentfernung Δ_n der Stationen in km	Zeiteinsätze von P_n 23 ^h 27 ^m 30 ^{sec} + sec		
1. Nördlingen	162.4	5.1		10. Frankfurt	354.0	29.4	
2. Zürich	159.3	5.6		11. Graz	362.3	29.3	
3. Hohenheim	183.6	7.7		12. Jena	399.8	33.8	
4. Stuttgart	189.2	7.8		13. Florenz	404.4	39.3	
5. Karlsruhe	246.8	16.9		14. Wien	435.2	38.3	
6. Venedig	252.1	19.0		15. Zagreb	441.9	39.3	
7. Neuchatel	286.1	20.2		16. Leipzig	455.4	40.7	
8. Eger	324.0	25.0		17. Göttingen	464.8	42.3	
9. Ljubljana	328.6	27.7					

Mit dem Zeitnullpunkt wie vorher lauten die Quadrat- und Produktsummen der Normalgleichungen:

$$[aa] = + 1928600, \quad [ab] = + 5449.9, \quad [al] = - 159190, \\ [bl] = - 427.4, \quad [bb] = + 17, \quad [ll] = + 13488.$$

Mit diesen wurde berechnet: $y = - 14.03$ sec und $x = + 0.1222$. Somit werden die Zeitabschnitte für $\Delta = 0$: $t_{03} = 15.97$ sec (± 1.2) und $v_{P_n} = 8.182$ km/sec (± 0.23).

Die Summe der übrigbleibenden Fehlerquadrate wird: $[vv] = 32$. Die einzelnen Zeitverbesserungen verteilen sich wie folgt auf die Stationen:

$$\begin{array}{lll} V_1 = + 0.7 \text{ sec} & V_7 = + 0.7 \text{ sec} & V_{13} = - 3.9 \text{ sec} \\ V_2 = - 0.1 \text{ ,,} & V_8 = + 0.5 \text{ ,,} & V_{14} = + 1.3 \text{ ,,} \\ V_3 = + 0.7 \text{ ,,} & V_9 = - 1.6 \text{ ,,} & V_{15} = + 0.6 \text{ ,,} \\ V_4 = + 1.3 \text{ ,,} & V_{10} = - 0.2 \text{ ,,} & V_{16} = + 0.9 \text{ ,,} \\ V_5 = - 0.8 \text{ ,,} & V_{11} = + 0.9 \text{ ,,} & V_{17} = + 0.4 \text{ ,,} \\ V_6 = - 2.2 \text{ ,,} & V_{12} = + 0.9 \text{ ,,} & \end{array}$$

Unter Benutzung der Herzzeit von 7.42 sec und von $v_{\bar{P}} = 5.69$ km/sec in Verbindung mit den soeben erhaltenen P^+ - und P_n -Werten berechnet sich aus der Formel (2):

$$7.77 \text{ sec} = (2 d_1 - h) \cdot 0.105. \quad \text{Also } 2 d_1 - h = 74.0 \text{ km.}$$

Aus Formel (1) für P_n folgt:

$$8.55 \text{ sec} = 74.0 \cdot 0.127 + 2 d_2 \cdot 0.0703.$$

Und hieraus schließlich:

$$\underline{d_2 = - 6 \text{ km!}}$$

Die folgerecht durchgeführten Berechnungen nach den Grundsätzen der Hypothese führen an diesem Beispiel zu einer negativen Schichtdicke für die P^+ -Schicht, welche nach den Voraussetzungen jedoch nur positiv sein darf.

2. Beben von Oberitalien (Karnische Alpen) vom 8. Juni 1934. (Nach Seismogramm-Auswertungen von P. Caloi [5]). Herdwerte siehe auch S. 372 [3].

Epizentralentfernungen Δ_n der verwendeten Stationen in km	P^+ -Einsätze $3^h 17^m 20^s$ +sec	Epizentralentfernungen Δ_n der verwendeten Stationen in km	P^+ -Einsätze $3^h 17^m 20^s$ +sec
1. Triest	117.3	6. Florenz	293.7
2. Chur	238.3	7. Zürich	325.3
3. Piacenza	257.4	8. Stuttgart	375.2
4. Zagreb	272.0	9. Neuchatel	434.3
5. Prato	287.4		
	30.0		

Das hier anzuwendende Auswertungsverfahren ist das gleiche wie vorher. Mit dem Nullpunkt der Zeitachse von $3^h 17^m 20^s$ werden folgende Quadrat- und Produktsummen der Normalgleichungen erhalten:

$$[aa] = + 814858, \quad [ab] = + 2600.9, \quad [al] = - 89659, \\ [bl] = - 277.5, \quad [bb] = + 9, \quad [ll] = + 9977.2.$$

Hieraus berechnet sich nach Aufstellung der beiden linearen Gleichungen für die zwei Unbekannten: $x = 12.48$ sec und $y = + 0.1497$. Somit wird der Zeitabschnitt für $\Delta = 0$: $t_{02} = 7.57$ sec (± 0.9) und $v_{P2} = 6.68$ km/sec (± 0.14). Die übrigbleibende Fehlerquadratsumme wird hier: $[vv] = 4.1$.

Verteilung der ausgeglichenen Verbesserungen auf die einzelnen Stationen:

$$\begin{array}{lll} V_1 = + 0.5 \text{ sec} & V_4 = - 0.7 \text{ sec} & V_7 = + 0.2 \text{ sec} \\ V_2 = + 0.4 \text{ ,,} & V_5 = + 0.6 \text{ ,,} & V_8 = - 0.3 \text{ ,,} \\ V_3 = + 0.1 \text{ ,,} & V_6 = - 1.4 \text{ ,,} & V_9 = + 0.8 \text{ ,,} \end{array}$$

P_n-Einsätze. Auf Grund der Auswertung von P. Caloi standen hierfür folgende Stationen zur Verfügung:

Epizentralentfernungen der Stationen in km	Δ_n	<i>P_n-Einsätze</i> 3h 17m 20sec +sec	Epizentralentfernungen der Stationen in km	Δ_n	<i>P_n-Einsätze</i> 3h 17m 20sec +sec
1. Padua	108.5	2.9	8. Ravensburg . . .	287.4	26.0
2. Triest	117.3	3.8	9. Florenz	293.7	27.0
3. München	220.7	19.7	10. Zürich	325.3	31.4
4. Chur	238.3	22.0	11. Wien	364.6	36.0
5. Piacenza	257.4	22.5	12. Stuttgart	375.2	36.4
6. Ravensburg	278.6	25.0	13. Neuchatel	434.3	44.5
7. Zagreb	272.0	23.9			

Mit dem gleichen Zeitnullpunkt wie oben ergeben sich hier für die Quadrat- und Produktsummen der Normalgleichungen die Werte:

$$\begin{array}{lll} [aa] = + 1085880, & [ab] = + 3573.3, & [a] = - 101335, \\ [bl] = - 321.1, & [bb] = + 13, & [l] = + 9589.6. \end{array}$$

Nach Aufstellung der beiden linearen Gleichungen mit Hilfe dieser Summen folgt für die Unbekannten: $y = - 9.95$ sec, $x = + 0.1261$. Somit wird hier der Zeitabschnitt für $\Delta = 0$:

$$t_{03} = 10.05 \text{ sec } (\pm 1.0), \quad v_{Pn} = 7.93 \text{ km/sec } (\pm 0.19).$$

Die übrigbleibende Fehlerquadratsumme lautet: $[vv] = 10.0$. Verteilung der ausgeglichenen Stationszeitverbesserungen:

$$\begin{array}{lll} V_1 = + 0.9 \text{ sec} & V_6 = + 0.2 \text{ sec} & V_{10} = - 0.3 \text{ sec} \\ V_2 = + 1.1 \text{ ,,} & V_7 = + 0.5 \text{ ,,} & V_{11} = + 0.1 \text{ ,,} \\ V_3 = - 1.8 \text{ ,,} & V_8 = + 0.3 \text{ ,,} & V_{12} = + 1.0 \text{ ,,} \\ V_4 = - 1.8 \text{ ,,} & V_9 = + 0.1 \text{ ,,} & V_{13} = + 0.3 \text{ ,,} \\ V_5 = 0.0 \text{ ,,} & & \end{array}$$

Unter Benutzung der Herzzeit $t_0 = 2.6$ sec und von $v_{Pn} = 5.79$ km/sec sowie der Werte der soeben durchgeführten Ausgleichung wird nach der Formel (2):

$$4.97 \text{ sec} = (2 d_1 - h) \cdot 0.086.$$

Also $2 d_1 - h = 57.8$ km.

Nach Formel (1):

$$7.45 \text{ sec} = 57.8 \cdot 0.118 + 2 d_2 \cdot 0.0805.$$

Hieraus schließlich für

$$\underline{d_2 = + 4 \text{ km.}}$$

3. Beben von Nord-Brabant am 20. November 1932. (Nach Seismogramm-Auswertungen von R. H. Gees [6]). Herdwerte siehe S. 369 [3]. Außer den bereits dort berechneten rechtwinkligen Koordinaten sind hier wegen der Stationen, die nur P_n - und P^+ -Einsätze aufwiesen, noch einige ergänzende Berechnungen erforderlich gewesen. Bei Bezug auf den auch dort vorliegenden Nullpunkt: $x_0 = -36.0 \text{ km}$ und $y_0 = +69.5 \text{ km}$ (für $\lambda = 6^\circ 0.0'$ und $\varphi = 51^\circ 0.0'$ gerechnet) sind die neu hinzukommenden Stationskoordinaten im rechtwinkligen System:

	x_n in km	y_n in km
Straßburg	+ 130.1	- 266.5
Kew	- 438.0	+ 70.8
Stuttgart	+ 234.6	- 243.0
Leipzig	+ 445.3	+ 56.4
Eger	+ 457.0	- 82.3
Neuchatel	+ 72.7	- 444.7
Potsdam	+ 481.5	+ 176.7
Chur	+ 270.0	- 455.0

Epizentralentfernungen der Stationen in km	\mathcal{A}_n	P^+ -Einsätze $23^h 37^m 45^s$ + sec	Epizentralentfernungen der Stationen in km	\mathcal{A}_n	P^+ -Einsätze $23^h 37^m 45^s$ + sec
1. Göttingen	311.1	2.6	6. Jena	432.7	23.0
2. Helgoland	327.8	3.9	7. Leipzig	481.5	31.3
3. Paris	378.9	10.4	8. Eger	515.8	35.8
4. Kew	402.0	17.3	9. Potsdam	528.5	37.0
5. Stuttgart	413.4	18.9	10. Chur	607.2	47.3

Bezogen auf obige Entfernungen und Zeitwerte ergeben sich entsprechend zu den vorhergehenden Beispielen folgende Quadrat- und Produktsummen für die Normalgleichungen:

$$[aa] = + 2013430, \quad [ab] = + 4398.9, \quad [aL] = - 112559,$$

$$[bL] = - 227.5, \quad [bb] = + 10, \quad [LL] = + 7183.3.$$

Über die Gleichungen mit zwei Unbekannten kommt man dann wieder zu den Werten: $y = -47.30 \text{ sec}$ und $x = +0.1592$. Somit wird hier der Zeitabschnitt für $\Delta = 0$:

$$t_{02} = 36^m 57.70^{\text{sec}} (\pm 2.5), \quad v_{P^+} = 6.28 \text{ km/sec} (\pm 0.22).$$

Die übrigbleibende Fehlerquadratsumme ist: $[vv] = 19.5$. Verteilung der ausgeglichenen Zeitverbesserungen auf die einzelnen Stationen:

$V_1 = - 0.3$ sec	$V_6 = - 1.3$ sec
$V_2 = + 1.0$ „	$V_7 = - 2.0$ „
$V_3 = + 2.7$ „	$V_8 = - 1.0$ „
$V_4 = - 0.5$ „	$V_9 = - 1.0$ „
$V_5 = - 0.4$ „	$V_{10} = + 2.0$ „

P_n -Einsätze.

Epizentralentfernungen der Stationen in km	d_n	Stationseinsätze bezogen auf 23 ^h 37 ^m 30 ^{sec} + sec	Epizentralentfernungen der Stationen in km	d_n	Stationseinsätze bezogen auf 23 ^h 37 ^m 30 ^{sec} + sec
1. Frankfurt	261.0	2.1	6. Eger	515.8	33.8
2. Göttingen.	311.1	8.1	7. Zürich	524.0	35.2
3. Straßburg	374.8	15.0	8. Neuchatel	525.6	34.8
4. Hamburg	373.4	14.8	9. Chur	607.2	46.0
5. Stuttgart	413.4	21.3			

Die Quadrat- und Produktsummen der Normalgleichungen lauten dann hier:

$$[aa] = + 1801279, \quad [ab] = + 3906.3, \quad [al] = - 105123, \\ [bl] = - 211.1, \quad [bb] = + 9, \quad [ll] = + 6676.27.$$

Aus den linearen Gleichungen werden die beiden Unbekannten berechnet. Sie lauten: $y = - 31.93$ sec, $x = + 0.1276$. Hiermit wird der Zeitabschnitt für $\Delta = 0$:

$$t_{03} = 36^m 58.07 \text{ sec } (\pm 0.9) \text{ und } v_{P_n} = 7.84 \text{ km/sec } (\pm 0.12).$$

Mit Benutzung des bereits früher [3] gefundenen Herdwertes $t_0 = 36^m 47.5^{\text{sec}}$ und der Geschwindigkeit $v_{\bar{P}} = 5.48$ km/sec sowie der beiden hier gefundenen Werte für P^+ und P_n kommt man zu folgender Schichtdickenberechnung:

$$10.2 \text{ sec} = (2 d_1 - h) \cdot 0.089.$$

Hieraus: $2 d_1 - h = 114.5$ km.

Weiter ergibt sich nach Formel (1):

$$10.57 \text{ sec} = 114.5 \cdot 0.030 + 2 d_2 \cdot 0.095.$$

Für die Schichtdicke der P^+ -Schicht folgt dann der Wert:

$$\underline{d_2 = - 23 \text{ km!}}$$

Fassen wir diese drei Beispiele zusammen, denen die bisher zahlreichsten P^+ -Ablesungen zugrunde liegen und die von drei verschiedenen Beobachtern stammen, welche (was sehr wesentlich ist) der Existenz der P^+ -Schicht vollkommen unvoreingenommen gegenüberstehen, dann ergibt sich als Mittelwert für die Dicke dieser Schicht:

$$\boxed{d_2 = - 8 \text{ km.}}$$

Das Material dieser drei Auswertungen entspricht gewiß nicht höchsten physikalischen Ansprüchen *). Es bestätigt jedoch die bereits in einer vorhergehenden Arbeit gezogenen Folgerungen gegen die Existenz einer durchgehenden P^+ -Schichtung.

Das Beobachtungsmaterial, welches vor etwa $1\frac{1}{2}$ Jahrzehnten zu einer positiven Entscheidung über die Existenz der P^+ -Schicht verwendet worden ist, war erheblich geringer als das hier verwendete und ist außerdem meßtechnisch unzureichend gewesen. Siehe hierzu III, 1.

Ganz abgesehen von diesen Erörterungen ist aus den vorhergehenden Beispielen auf jeden Fall die Belehrung zu entnehmen, daß mit der Existenz von Einsätzen zwischen den P_n - und \bar{P} -Wellen im Seismogramm noch keineswegs automatisch der Nachweis verbunden ist, daß diese Einsätze von einer Zwischenschichtung herrühren; selbst dann nicht, wenn diese sich zu einer Laufzeitkurve verbinden lassen, der zufolge eine Geschwindigkeit zwischen den beiden Grenzwerten vorzuliegen scheint. Die Probe einer direkten Berechnung der Schichtdicke muß auch noch angestellt werden. Wenn diese zu widersinnigen negativen Werten führt, so kann die Voraussetzung einer P^+ -Schichtung nicht erfüllt sein.

(Falls nicht die ausgeglichenen Werte, sondern die von den Beobachtern selbst angeführten Zahlen verwendet werden, so wird dieses negative Resultat für die P^+ -Schicht keineswegs günstiger.)

Ein weiterer Nachweis gegen die Existenz einer durchgehenden P^+ -Schicht wird nach einem anderen Verfahren an neuen Beispielen in IV, 1 abgeleitet.

5. Die ungeschichtete 50 km dicke Erdkruste ist mit allen Beobachtungen widerspruchsfrei vereinbar. Für die Anwendung der Ergebnisse auf die einfachere und ursprünglichere Darstellung von A. Mohorovičić mit einer einzigen Schichtgrenze sind die Voraussetzungen der Formel (1) zu streichen und allein die der Formel (2) zugrunde zu legen. Für die sogenannten P^+ -Einsätze, die gelegentlich auf Seismogrammen auftreten, muß eine andere Erklärung gesucht werden.

Die direkte Auswertung der P_n -Einsätze ergibt dann:

Beispiel 1.

$$8.55 \text{ sec} = (2d - h) \cdot 0.127.$$

Also $2d - h = 67.3 \text{ km}$. Da $h = 31 \text{ km}$ (S. 375 [3]), folgt für die Schichtdicke:

$$\underline{d = 49 \text{ km.}}$$

Beispiel 2.

$$7.45 \text{ sec} = (2d - h) \cdot 0.118.$$

Also $2d - h = 63.2 \text{ km}$. Da h zwischen 0 und 10 km liegt (S. 373 [3] und Bemerkung S. 372), folgt für die Schichtdicke:

$$\underline{d \sim 35 \text{ km.}}$$

*) Das kann es aber auch nicht, da ja die Grundlagen der Auswertung, wie hier nachgewiesen ist, nicht auf realen Voraussetzungen beruhen.

Beispiel 3.

$$10.57 \text{ sec} = (2d - h) \cdot 0.130.$$

Also $2d - h = 81 \text{ km}$. Da $h = 35 \text{ km}$ (S. 369 [3]), folgt:

$$\underline{d = 58 \text{ km.}}$$

Der Mittelwert dieser drei Beispiele gibt für die Dicke der Erdkruste: 47 km. Dieser stimmt mit der Begrenzung der Herdtiefen aus \bar{P} -Werten [3], die mit diesem Wert identisch sein muß, überein. Hierbei ist der Wert aus dem Beispiel 2. der unsicheren Herdtiefenbestimmung wegen noch nicht einmal geringer bewertet worden.

III. Die P^+ -Einsätze der Nahbeben-Seismogramme. 1. *Die experimentellen Grundlagen der bisherigen P^+ -Wellenhypothese.* Als vor etwa 15 Jahren die Hypothese der P^+ -Schichtung aufgestellt wurde, lag nur sehr wenig Material an Nahbebenbeobachtungen vor, welches zudem heute als unvollständig, wenn nicht sogar als unzureichend angesehen werden muß. Die großen Zeitunsicherheiten der Einsätze, die damals bei fast sämtlichen Stationen noch über 1 sec lagen, ließen den Rahmen möglicher und einpassungsfähiger Hypothesen ziemlich unbegrenzt.

Dieser Zustand hat sich inzwischen etwas geändert. Der Zeitdienst ist verbessert worden und die Registriergeschwindigkeit einer großen Zahl von Stationen ist erhöht worden. Eine ganze Reihe neuer Beben wurde unter diesen wesentlich veränderten experimentellen Vorbedingungen ausgewertet.

Trotzdem bilden immer noch drei ältere Erdbebenbearbeitungen die Stützen für die Hypothese der P^+ -Schichtung.

Da ist zunächst das süddeutsche Erdbeben vom 16. November 1911, das von B. Gutenberg bearbeitet worden ist. Hierüber läßt sich nicht mehr sagen als bereits auf S. 379 [3] entsprechend dem damaligen Entwicklungsstand der Erdbebenstationen, der sich noch in den ersten Anfangsstadien befand, mitgeteilt wurde.

Was die Beweisführung von V. Conrad [7] betrifft, so muß festgestellt werden, daß in der Registrierung von Jena für das Schwadorfer Beben (hier Fig. 5 a), welche als Musterbeispiel für einen P^+ -Einsatz ausgewählt worden ist, weder der Verfasser noch in der Ablesung von Seismogrammen geschulte Geophysiker einen Anhaltspunkt entdecken können. Hierbei wird vorausgesetzt, daß zur Veröffentlichung nicht das ungeeignetste Seismogramm ausgewählt wurde.

In diesem Falle wie in den anderen Beispielen liegt die Möglichkeit vor, daß zunächst die Hypothese und mit ihr zugleich die Laufzeitkurve und Laufzeit-tabelle der P^+ -Welle aufgestellt worden sind — wie es leider in der Seismik mangels besserer Methoden gehandhabt wird. Erst auf derartigen Grundlagen werden dann die Auswertungen der Einsätze vorgenommen. Es ist selbstverständlich, daß auf solche Weise immer nur Bestätigungen der einmal angenommenen Hypo-

these gefunden werden können. Für die Erweiterung unserer Erkenntnisse bildet dieses Verfahren freilich ein ernsthaftes Hindernis.

So ist von H. Jeffreys die Laufzeitabelle u. a. für die P^+ -Wellen in „Table of the Near Earthquake Pulses“ [8] zum allgemeinen Gebrauch abgedruckt worden, welche sich außer auf ein bereits erwähntes Beben auf das Jersey-Beben vom 30. Juli 1926 und das Herefordshire-Beben vom 14. August 1926 stützt.

Der Originalarbeit [9] werden für die drei grundlegenden Einsätze dieser Beben auf Grund der Tabellen S. 484 und 489, welche die Abweichungen: Beobachtete—berechnete Werte enthalten (dort 0 — C), folgende mittleren Zeitfehler entnommen:

Jersey-Beben.

\bar{P} : (Mittlerer Zeitfehler = Wurzel aus der Quadratsumme der einzelnen

Abweichungen durch die um eins verminderte Gesamtzahl = $\sqrt{\frac{[v v]}{n - 1}}$.) Das

ergibt hier: ± 1.0 sec. Anzahl der Beobachtungen [9].

P^+ : Mittlerer Zeitfehler = ± 3.2 sec. Anzahl der Beobachtungen 7.

P_n : Mittlerer Zeitfehler = ± 1.4 sec. Anzahl der Beobachtungen 3.

Herefordshire-Beben.

\bar{P} : Mittlerer Zeitfehler = ± 1.3 sec. Anzahl der Beobachtungen 9.

P^+ : „ „ = ± 4.3 „ „ „ „ 3.

P_n : „ „ = ± 8.2 „ „ „ „ 4.

Zum Vergleich sei hier auf die entsprechenden mittleren Zeitfehler verwiesen, die bei 12 auf Grund einer Ausgleichsrechnung (S. 381 [3]) ausgewerteten Beben übrigblieben. Hier überschritt der Fehler in keinem Falle 1.0 sec und er war im Durchschnitt um fast den zehnten Teil kleiner als in den soeben aufgeführten beiden Beben.

Da es bei der Berechnung der Geschwindigkeit und der Lage der Schichten nicht allein auf die P^* -Werte, sondern auch auf die Größe und Genauigkeit der anderen beiden Wellen ankommt, ist wohl aus den hier zusammengestellten Fehlerbereichen zu entnehmen, daß die experimentellen Grundlagen für die Aufrechterhaltung der Hypothese angesichts der Sicherheit der dagegenstehenden Tatsachen nicht ausreichen.

Bei dem Jersey-Beben beginnen z. B. die Aufzeichnungen erst in einer Entfernung von 280 km vom Epizentrum. Läßt man hier einen nicht erreichten günstigen Zeitfehler von ± 1 sec zu, so wird auf Grund einer Fehlerrechnung nach [3], S. 378, die Herdtiefe auf ± 100 km unsicher. Da diese nur mit dem halben Betrag in die Tiefenbestimmung der P^+ -Schicht eingeht, bleibt selbst bei Nichtachtung aller übrigen Fehler diese Schichttiefe mindestens auf ± 50 km unsicher. Eine Bestätigung der Fehlerrechnung für die Herdtiefe entnimmt man auch dem Handbuch der Geophysik, Bd. 5, S. 67, wo die letzte Zeile der Tabelle zeigt, daß bei

300 km Entfernung und ± 0.5 sec Meßgenauigkeit eine Herdtiefe zwischen 0 und 60 km nicht feststellbar ist.

Das Herefordshire-Beben mit im ganzen 3 P^* -Einsätzen und einem Zeitfehler von ± 4.3 sec bedarf keiner ernstlichen Stellungnahme.

Angesichts dieser Beobachtungsgrundlagen bleibt es unverstündlich, wenn hieraus Schichtgrenzen bis auf 1 km genau (S. 257 [7]) angegeben werden oder diese nach Jeffreys [8] gemäß den Erläuterungen der Tabelle auf ± 0.9 km sicher sein sollen.

Dem Gesamtergebnis der vorliegenden Arbeit zufolge muß auch die Umänderung der ursprünglich von Mohorovičić eingeführten Bezeichnung \bar{P} in P_g als unzulässig angesehen werden, da sie bereits die geologische Erklärung für die nicht vorhandene Unterteilung in zwei Schichten, eine Granit- und eine Basaltschicht, gibt.

2. *Versuch einer neuen Erklärung der P^* -Einsätze.* Ausgehend von der Feststellung, daß die P^+ -Einsätze nur gelegentlich auf Seismogrammen einwandfrei vorkommen, muß bei einer Erklärung diesem Zustand Rechnung getragen werden. Demzufolge wird angenommen, daß die Erdkruste nicht vollkommen gleichmäßig an allen Stellen aus dem Material besteht, welchem wir die konstante \bar{P} -Geschwindigkeit (höchstens durch den Temperaturkoeffizient oder dergleichen modifiziert) zuordnen. Die Kruste wird vielmehr in unregelmäßiger Verteilung von Material höherer Geschwindigkeit (etwa dem der P_n -Schicht) durchsetzt sein. In der Fig. 4 sind diese Einschlüsse in der Form sehr flacher Linsen vorausgesetzt worden; sie können aber ebensogut als Platten dargestellt werden. Wesentlich ist, daß ihre Vertikalerstreckung nur wenige Kilometer beträgt, während in horizontaler Richtung Ausmaße bis zu 100 km erreicht werden. Da unter derartigen Umständen immer genügend Raum zwischen den Einschlüssen frei ist, bleibt ihr direkter Einfluß auf die \bar{P} -Wellen von untergeordneter, d. h. nicht nachweisbarer Bedeutung.

Zur Einführung dieser P^+ -Einschlüsse geben die erst kürzlich von G. Angenheister [10] mitgeteilten gleichartigen Folgerungen aus gravimetrischen Gründen eine gewisse Unterstützung. Wenn auch zur Zeit noch nicht nachgewiesen werden kann, daß jene mit den hier aus seismischen Gründen zu fordernden Einschlüssen identisch sind, so besteht doch genügend Anlaß zu dieser Annahme. Die seismischen Überlegungen erfordern gleichartige Horizontal- und Vertikaldimensionen, wobei es zunächst belanglos ist, ob die Einlagerungen in ihrer wirklichen Form linsenförmig, elliptisch oder plattenförmig sind. Auch in der Tiefenlage stimmen die Annahmen überein. Für die Herkunft aus der subkrustalen Schicht kann in der von G. Angenheister angegebenen Dichtedifferenz von 0.3 ein Anhaltspunkt gesehen werden. Im seismischen Falle deutet die hohe Geschwindigkeit auf die gleiche Herkunft hin, vorausgesetzt, daß man die auf Grund der Hypothese einer durchgehenden P^+ -Schichtung berechneten Geschwindigkeitswerte bei Zugrundelegung der neuen Hypothese (der Wegbegrenzung durch die Einschlüsse entsprechend) nur als unteren Grenzwert ansieht.

Die Auswertungen der zwar sehr schwachen aber sicheren Einsätze von Steinbruchsprengungen in Göttingen haben für die P^+ -Störung eine Tiefenlage von etwa 5 bis 10 km ergeben. Diese Tiefenlage ist nach der bisherigen Hypothese vollkommen unvereinbar mit den an der gleichen Station festgestellten \bar{P} -Einsätzen, welche von Beben stammen, deren Herdtiefe bis zu 40 km und mehr betragen hat. Beide Meßergebnisse können zugleich nur bestehen, wenn der P^+ -Schichtung die hier geschilderte räumliche Begrenzung nach unten sowie nach den Seiten zugefügt wird.

Eine Aufgabe weiterer Untersuchungen bleibt es, mit verfeinerten Methoden der Stationsbeobachtung die Abmessung und Lage dieser zunächst noch hypothetischen, jedoch keineswegs ohne zwingende Gründe geforderten Erdkrusteneinlagerungen zu lokalisieren. Man wird hierbei außer den möglichen gravimetrischen Anhaltspunkten vielleicht auch an Störungen der geothermischen Tiefenstufe denken können. Störungen der Flächen konstanter Temperatur sind hierbei

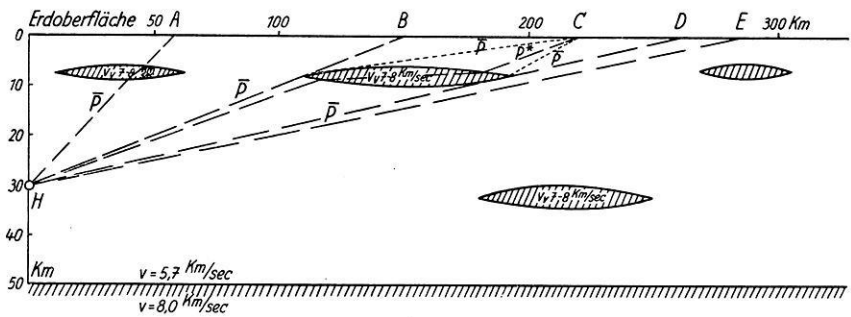


Fig. 4. Erklärung der P^+ -Einsätze durch eine neue Hypothese auf Grund von Einlagerungen höherer Geschwindigkeit in der Erdkruste, welche im allgemeinen nur durch die \bar{P} -Wellen definiert ist

sowohl infolge der unterschiedlichen Temperaturleitfähigkeit sowie durch die Temperatur dieser Einlagerungen selbst (die wegen ihres eventuellen Herkommens aus tieferen Lagen höher sein kann als die der Umgebung) gegeben.

Die in der Fig. 4 gezeichneten Verhältnisse geben einen Überblick über die Auswirkungen dieser neuen Vorstellung, welche selbstverständlich nicht in allen Einzelheiten genau so zutreffen muß, wie es in dieser Skizze festgelegt ist. Alle bisherigen experimentellen Ergebnisse sind jedoch hieraus widerspruchlos ableitbar.

So zeigt der Strahl vom Herd H nach A , daß durch eine derartige Einlagerung die Laufzeit kaum um $1/10$ sec verändert wird. Auch bei dem Strahl HC der \bar{P} -Welle, die vom Störungskörper ab den Stationspunkt C nur noch als gebeugte Welle (punktirt gezeichnet) erreichen kann, ergeben sich beim Vergleich mit einem ungestörten direkten Strahl HC nur Änderungen für die Laufzeit von höchstens einigen Promille im ungünstigen Falle. Bei der Darstellung in der Fig. 4 bedenke man in diesem Zusammenhang, daß sie in der vertikalen Richtung um

das zweifache überhöht gezeichnet worden ist, die Strahlknickung in Wirklichkeit also geringer ist!

An einer Stelle wie C müssen nun im Gegensatz zu E Einsätze von \bar{P} -Wellen auftreten, die eine Beschleunigung infolge der Brechung in der Einlagerung erfahren haben. Für diese soll hier die Bezeichnung P^+ beibehalten werden — auch wenn sie eine ganz andere Deutung als früher bekommt.

Ein sehr wesentliches Argument für die vorliegende Darstellung der Verhältnisse bildet die Energieverteilung der Einsätze auf den einzelnen Seismogrammen verschiedener Stationen bzw. verschiedener Beben und gleicher Station. Wären die drei Schichten \bar{P} , P^+ und P_n in einem durchgehenden Zusammenhang

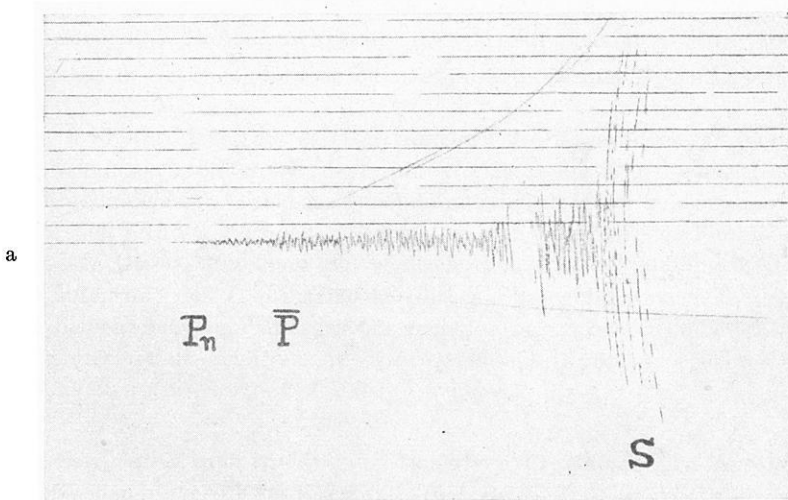


Fig. 5. Starker relativer Intensitätsunterschied der P_n - und \bar{P} -Wellen bei drei Beben verschiedener Herkunft. a) Schwadorf bei Wien. Registriert in Jena mit 15000-kg-Seismometer. b) und c) auf S. 288

einigermaßen gleichmäßig verteilt, wie man es bisher annahm und in Fig. 3 dargestellt ist, so müßten vor allem die direkten Wellen \bar{P} immer ganz ausgeprägt in Erscheinung treten, außerdem die P^+ -Wellen besser und stärker hervortreten als die P_n -Wellen, für die infolge der vielfachen Brechungen nur noch ein erheblich verringerter Bruchteil der Energie zur Verfügung bleibt.

Es ist jedoch bekannt, daß die P^+ -Einsätze überhaupt erst sehr spät (10 bis 15 Jahre) nach den P_n -Wellen in den Seismogrammen entdeckt worden sind. Hieraus kann man schon den Schluß ziehen, daß sie nicht sehr augenfällig mit großer Intensität in Erscheinung treten.

Ein Beispiel dafür, wie groß der Unterschied in den Intensitäten der \bar{P} -Einsätze sein kann, zeigen die drei Seismogramme, die in Jena von Beben aus den Nord-

tiroler Alpen, den Südalpen und aus der Umgegend von Wien aufgezeichnet wurden. Während in dem einen b) sich die drei Wellen P_n , \bar{P} und \bar{S} auf den ersten Blick herausheben, zeigt das andere zunächst nur einen allmählichen Anstieg

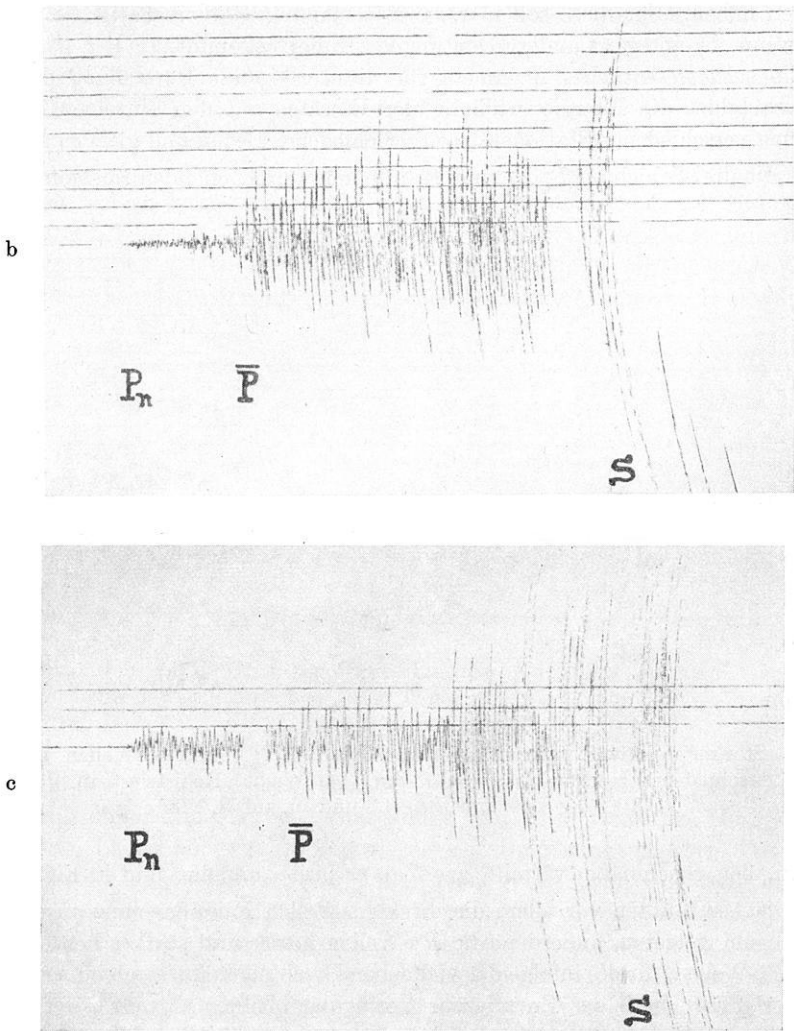


Fig. 5 b, c. Starker relativer Intensitätsunterschied der P_n - und \bar{P} -Wellen bei drei Beben verschiedener Herkunft. b) Nordtirol, c) Südalpen (Udine). Registriert in Jena mit 15000-kg-Seismometer

bis zu dem Einsatz der Scherungswellen \bar{S} . Erst bei näherem Zusehen wird man noch den Einsatz der \bar{P} -Wellen insbesondere durch die größere Periodenlänge

entdecken. Ein P^+ -Einsatz ist auf dem Seismogramm des Schwadorfer Bebens (ebenso auf dem Original) ohne Willkür nicht feststellbar.

Da in allen drei Fällen die gleiche Station mit dem gleichen Instrument aufgezeichnet hat, ist eine Erklärung des Unterschiedes durch den Einfluß des unmittelbaren Stationsuntergrundes nicht möglich.

Die unterschiedlichen Registrierungen werden dadurch erklärt, daß z. B. in dem einen Fall (Schwadorfer Beben in der Nähe von Wien, wo die Wellen unterhalb von Böhmen gelaufen sind) die Wellenenergie und somit die Schärfe der Welleneinsätze durch Streuung an einer Einlagerung oder Einlagerungen gemäß der Fig. 4 gestört worden sind. Nach der Hypothese der horizontalen gleichmäßigen P^+ -Schichtung ist dieser Zustand des Seismogramms nicht zu erwarten.

Stationen, welche nach Fig. 4 zwischen A und B oder D und E liegen, sind dem zerstreuen Einfluß nicht so stark bzw. gar nicht ausgesetzt. Dem entsprechen auf den Seismogrammen gut ausgeprägte \bar{P} - und P_n -Einsätze (Fig. 5b und 5c).

Die P^+ -Reflexionen, die bei den Göttinger Registrierungen [11] von Steinbruchsprengungen erhalten wurden, sind an Hand der Fig. 4 ohne Gegensatz zu den Ergebnissen der Nahbebenseismogramme tieferer Herde zu deuten, und zwar als Reflexionen an einer Einlagerung, wie sie hier unterhalb der Punkte BC gezeichnet ist. Diese Darstellung gibt zugleich auch eine Begründung für die sehr geringe Intensität der P^+ -Einsätze bei diesen Sprengungsversuchen (durch die geringe Schichtdicke) und gleichzeitig auch für das gelegentliche Fehlen dieser Einsätze und damit auch für die Unregelmäßigkeit dieser scheinbaren Geschwindigkeitswerte.

IV. Ergänzung und Bestätigung bisheriger Ergebnisse der Ausgleichung direkter Wellen innerhalb der Kruste. 1. Drei Beispiele weiterer mitteleuropäischer Nahbeben. Als Voraussetzung für die Berechnung und Ausgleichung der P_n - (bzw. der P^+ -Schicht) wurde angenommen, daß für das gleiche Beben jeweils genügend zahlreiche und gute Einsätze der direkten Longitudinalwellen \bar{P} vorlagen. Denn mit Hilfe dieser \bar{P} -Wellen allein läßt sich eine Berechnung der Herdlage, Herdtiefe, Herdzeit und Geschwindigkeit durchführen, welche nach den Formeln (1) und (2) als Grundlage für weitere P^+ - und P_n -Berechnungen unentbehrlich sind.

Das Verfahren der Berechnung und Ausgleichung von fünf unbekanntem Werten aus den Seismogrammmablesungen ist bereits in einer vorangehenden Arbeit [3] abgeleitet worden und wurde dort auch auf eine Reihe von Beispielen angewendet. Es liefert jeweils die rechtwinkligen Koordinaten des Epizentrums, die Herdtiefe, die Herdzeit und die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der direkten Wellen.

Eine Zusammenstellung zueinander gehöriger Geschwindigkeits- und Herdtiefenwerte hatte bei dem damaligen Material bereits gezeigt, daß die Geschwindigkeiten nicht, wie es die bisherige Hypothese verlangte, mit der Tiefe abnahm,

sondern die Meßpunkte nur eine fallende Kurve bis an die 50-km-Schichtgrenze herab erklären konnten.

Da auf diesen Grundlagen die Sicherheit der neuen Anschauungen über die Erdkruste beruht, ist eine Ergänzung und Prüfung durch die Auswertung von drei weiteren Nahbeben mit vorbildlichem und neuzeitlichem Beobachtungsmaterial von wesentlicher Bedeutung.

1. Beben von Cansiglio (Oberitalien) am 18. Oktober 1936 nach Auswertungen von P. Caloi [12]. Rechtwinklige Koordinaten der Stationen bezogen auf den Nullpunkt $\varphi = 46,0^{\circ}$, $\lambda = 12,0^{\circ}$

	x_n km	y_n km	Zeiten der Stationseinsätze von	
			\bar{P} sec	\bar{S} sec
1. Venedig	+ 26.4	— 63.5	3h 10 ^m + 17.0	29.0
2. Triest	+ 136.8	— 38.1	23.8	37.2
3. Ljubljana	+ 194.1	+ 8.7	32.2	51.8
4. München	— 29.1	+ 238.6	44.1	71.6
5. Chur	— 187.9	+ 97.4	43.5	71.0
6. Piacenza	— 179.2	— 104.5	45.5	—
7. Graz	+ 261.9	+ 125.5	48.3	78.6
8. Prato	— 73.0	— 234.9	50.0	85.1
9. Zagreb	+ 309.6	— 12.7	51.0	86.2
10. Ravensburg	— 179.0	+ 200.8	51.9	87.6
11. Zürich	— 258.1	+ 157.6	60.0	98.0
12. Meßstetten	— 226.0	+ 246.4	66.3	107.5
13. Wien	+ 323.4	+ 258.7	69.3	117.7
14. Stuttgart	— 206.3	+ 311.7	70.4	—
15. Basel	— 332.3	+ 180.2	72.7	—
16. Neuchatel	— 383.8	+ 123.0	77.2	—
17. Straßburg	— 312.1	+ 296.2	82.7	135.6
18. Prag	+ 174.1	+ 455.6	84.7	141.6
19. Rom	+ 40.0	— 455.9	85.7	142.2
20. Budapest	+ 531.8	+ 189.0	96.6	163.5
21. Jena	— 29.4	+ 550.1	97.9	163.0

Der Nullpunkt des Koordinatensystems wurde zunächst erst auf den Wert der von P. Caloi für das Epizentrum gefunden war, verschoben. Es war der Punkt: $x_0 = + 32.9$ km, $y_0 = + 11.6$ km.

Nach Umrechnung der Entfernungen auf diesen Ursprung können die Koeffizienten der Normalgleichungen ausgerechnet werden.

Das geschieht zunächst für P . Unter den Voraussetzungen: Epizentrum x_0 und y_0 wie oben. Herdtiefe: 20 km, Herdzeit: 3.0 sec, Geschwindigkeit: 5.70 km/sec. Mit diesen Werten führte die Ausrechnung zu einer Herdtiefenkorrektur von + 31 km. D. h. der Herd muß erheblich tiefer gelegen haben, als sich aus den Emergenzwinkelberechnungen von P. Caloi ergeben hatte. Die Korrektur war so groß im Vergleich zu dem Ausgangswert, daß ein neuer Ausgleichungsansatz notwendig wurde.

Voraussetzungen für die zweite Ausgleichung: Epizentralkoordinaten wie vorher. Herdtiefe: 35 km, Herdzeit: 2.0 sec, Geschwindigkeit: 5.65 km/sec. Diese Ausgangswerte führten schließlich zu folgenden Normalgleichungen:

$$\begin{aligned}
 + 0.3591 \cdot x - 0.0573 \cdot y + 0.00195 \cdot z - 6.05 \cdot r + 0.448 \cdot \tau + 0.3722 &= 0, \\
 + 0.2831 \cdot y - 0.002034 \cdot z + 12.68 \cdot r - 0.839 \cdot \tau - 0.0904 &= 0, \\
 + 0.01611 \cdot z - 4.075 \cdot r + 0.4935 \cdot \tau - 0.0929 &= 0, \\
 + 2567 \cdot r - 217.0 \cdot \tau + 25.23 &= 0, \\
 + 21.0 \cdot \tau - 2.765 &= 0,
 \end{aligned}$$

$$[ll] = + 13.50.$$

Die Auflösung dieser Normalgleichungen und Anbringung der Korrekturen ergibt die endgültigen und somit wahrscheinlichsten Herdwerte:

$$\begin{aligned}
 x_0 &= - 1.1 \text{ km}, \quad y_0 = + 0.5 \text{ km}, \quad z_0 = 43 \text{ km } (\pm 27), \\
 v_{\bar{p}} &= 5.625 \text{ km/sec } (\pm 0.09), \quad t_0 = 3^h 10^m 1.73^{\text{sec}} (\pm 1.6).
 \end{aligned}$$

$$[vv] = 12.4.$$

Die ausgeglichenen Zeitverbesserungen verteilen sich folgendermaßen auf die einzelnen Stationen:

$$\begin{array}{lll}
 V_1 = + 0.18 \text{ sec} & V_8 = + 0.03 \text{ sec} & V_{15} = + 0.73 \text{ sec} \\
 V_2 = - 0.04 \text{ ,,} & V_9 = + 0.88 \text{ ,,} & V_{16} = + 1.38 \text{ ,,} \\
 V_3 = - 0.64 \text{ ,,} & V_{10} = + 0.70 \text{ ,,} & V_{17} = - 1.30 \text{ ,,} \\
 V_4 = + 0.02 \text{ ,,} & V_{11} = - 0.08 \text{ ,,} & V_{18} = + 0.17 \text{ ,,} \\
 V_5 = + 0.82 \text{ ,,} & V_{12} = - 2.17 \text{ ,,} & V_{19} = - 0.41 \text{ ,,} \\
 V_6 = - 0.23 \text{ ,,} & V_{13} = + 0.72 \text{ ,,} & V_{20} = - 0.28 \text{ ,,} \\
 V_7 = - 0.35 \text{ ,,} & V_{14} = - 0.21 \text{ ,,} &
 \end{array}$$

2. Auswertung der \bar{S} -Einsätze. Koordinaten und Nullpunkt wie bei \bar{P} . Voraussetzung für die Herdtiefe: 50 km, die Herdzeit: $10^m 0.0^{\text{sec}}$, für $v_{\bar{s}}$: 3.30 km/sec. Hiermit werden folgende Normalgleichungen für die fünf Elemente abgeleitet:

$$\begin{aligned}
 + 0.772 \cdot x - 0.1005 \cdot y - 0.0332 \cdot z + 4.01 \cdot r - 0.239 \cdot \tau + 1.985 &= 0, \\
 + 0.712 \cdot y - 0.00896 \cdot z + 50.8 \cdot r - 1.160 \cdot \tau - 2.067 &= 0, \\
 + 0.0812 \cdot z - 23.65 \cdot r + 1.008 \cdot \tau - 0.0971 &= 0, \\
 + 17530 \cdot r - 505.6 \cdot \tau - 38.4 &= 0, \\
 + 17 \cdot \tau + 0.645 &= 0,
 \end{aligned}$$

$$[ll] = 32.375.$$

Nach Auflösung dieser Normalgleichungen und Anbringung der hieraus sich ergebenden Korrekturen an den obigen Voraussetzungen ergeben sich folgende endgültigen Werte:

$$\begin{aligned}
 x_0 &= - 2.2 \text{ km}, \quad y_0 = + 3.2 \text{ km}, \quad z_0 = 48 \text{ km } (\pm 20), \\
 v_{\bar{s}} &= 3.29 \text{ km/sec } (\pm 0.04), \quad t_0 = 3^h 10^m 0.0^{\text{sec}}.
 \end{aligned}$$

$$[vv] = 21.8.$$

Daß die hier gefundenen Herdwerte besser sind als die von P. Caloi angegebenen, zeigen die Fehlerquadratsummen und die übrigbleibenden Fehler der einzelnen Stationen, die insbesondere bei den \bar{S} -Wellen hier keinen Wert über 1.65 sec aufweisen, während nach der Annahme von P. Caloi für den Herd bei insgesamt fünf Stationen der Fehler von 2.0 sec noch ganz erheblich überschritten wird (siehe S. 13 [12]). Die Summe der Fehlerquadrate wird dort: 41.5. Auch die unabhängig voneinander aus den Longitudinalwellen wie den Transversalwellen folgende große Herdtiefe von etwa 45 km ist ein Hinweis auf die größere Realität der hier abgeleiteten Endwerte.

Die bereits erwähnten hier übrigbleibenden Stationszeitverbesserungen lauten:

$V_1 = - 1.07 \text{ sec}$	$V_6 = + 0.63 \text{ sec}$	$V_{12} = - 1.13 \text{ sec}$
$V_2 = + 1.58 \text{ ,,}$	$V_7 = - 1.65 \text{ ,,}$	$V_{13} = - 0.03 \text{ ,,}$
$V_3 = + 0.07 \text{ ,,}$	$V_8 = + 0.17 \text{ ,,}$	$V_{14} = + 0.02 \text{ ,,}$
$V_4 = + 0.28 \text{ ,,}$	$V_9 = - 1.20 \text{ ,,}$	$V_{15} = + 1.64 \text{ ,,}$
$V_5 = + 1.48 \text{ ,,}$	$V_{10} = + 0.98 \text{ ,,}$	$V_{16} = - 1.55 \text{ ,,}$
	$V_{11} = - 1.42 \text{ ,,}$	$V_{17} = + 1.35 \text{ ,,}$

3. Beben in der Hohenzollern-Alb vom 17. Juni 1937 nach Auswertungen von W. Hiller [13].

Rechtwinklige Stationskoordinaten bezogen auf den Nullpunkt: $\lambda = 9^\circ 12.4'$, $\varphi = 48^\circ 15.3'$, der hier zugleich auch Näherungsherd ist.

Welleneinsätze bezogen auf den Nullpunkt: $9^h 56^m 40.0^{\text{sec}}$ für \bar{P} , $9^h 56^m 50.0^{\text{sec}}$ für \bar{S} .

	x_n km	y_n km	\bar{P} sec	\bar{S} sec
1. Meßstetten	- 18.09	- 8.05	7.0	0.1
2. Stuttgart	- 0.73	+ 57.37	12.5	10.3
3. Zürich	- 47.51	- 98.19	22.0	25.9
4. Straßburg	- 106.07	+ 38.01	22.2	26.5
5. Basel	- 122.4	- 77.75	28.0	35.5
6. Chur	+ 24.68	- 156.25	29.5	38.4
7. Neuchatel	- 171.5	- 136.65	39.9	56.6

Mit den Werten, die von W. Hiller angegeben worden waren: Herdtiefe 20 km und $v_{\bar{P}} = 5.70 \text{ km/sec}$ ergab sich bei der ersten Ausgleichung für die Herdtiefe eine Korrektur von $- 18 \text{ km}$, also ein deutlicher Hinweis darauf, daß der Herd erheblich flacher gelegen hat als angenommen wurde. Auch die Geschwindigkeit mußte hiernach über 6.0 km/sec liegen. Da eine zweite Ausgleichung mit $z = 5 \text{ km}$ zu negativen Tiefen führte (siehe hierzu S. 372 [3]), wurde $z = 0$ in die Voraussetzung verlegt und nur mit vier Elementen ausgeglichen.

Die Voraussetzungen für die endgültige Ausgleichung lauten daher: $x_0 = + 3.5 \text{ km}$, $y_0 = + 2.5 \text{ km}$, $v_{\bar{P}} = 6.00 \text{ km/sec}$ und $t_0 = 43.0 \text{ sec}$.

Nach Ermittlung der Koeffizienten sowie der Quadrat- und Produktsummen ergeben sich dann die Normalgleichungen:

$$\begin{aligned} + 0.0905 \cdot x + 0.0344 \cdot y - 2.16 \cdot v + 0.645 \cdot \tau + 0.0091 &= 0, \\ + 0.1036 \cdot y - 1.847 \cdot v + 0.363 \cdot \tau + 0.0860 &= 0, \\ + 98.5 \cdot v - 23.35 \cdot \tau - 1.535 &= 0, \\ + 7.00 \cdot \tau - 0.072 &= 0, \end{aligned}$$

$$[ll] = 0.3254.$$

Die Auflösung und Einsetzung der so ausgeglichenen Elemente führte zu folgenden endgültigen Herdwerten:

$$\begin{aligned} x_0 &= + 3.0 \text{ km}, & y_0 &= + 2.0 \text{ km}, & v_{\bar{P}} &= 6.07 \text{ km/sec} & (\pm 0.07), \\ t_0 &= 43.31 \text{ sec} & (\pm 0.3). & [vv] &= 0.15. \end{aligned}$$

Die nach dieser Ausgleichung noch übrigbleibenden Fehler verteilen sich dann auf die einzelnen Stationen wie folgt:

Übrigbleibende Verbesserungen.

$$\begin{aligned} V_1 &= + 0.17 \text{ sec} & V_3 &= - 0.21 \text{ sec} & V_5 &= - 0.20 \text{ sec} & V_7 &= + 0.13 \text{ sec} \\ V_2 &= - 0.04 \text{ ,,} & V_4 &= + 0.04 \text{ ,,} & V_6 &= + 0.12 \text{ ,,} \end{aligned}$$

Wenn man hier auch in Rechnung ziehen muß, daß die Anzahl der Beobachtungen nicht übermäßig groß ist und somit den rechnerisch ermittelten Fehlerbereichen keine wesentliche Bedeutung beizumessen ist, so steht doch in Anbetracht der nur erstklassigen Nahbebenstationen, die von W. Hiller hier herangezogen sind, fest, daß auch für die obersten Schichten in diesem süddeutschen Gebiet die gleichen hohen Geschwindigkeiten vorliegen, wie sie von E. Wiechert aus Steinbruchsprengungen für Norddeutschland gefunden wurden und von E. Wanner für das Gebiet der Alpen ebenfalls bestätigt werden konnten.

4. Ausgleichung der \bar{S} -Einsätze.

Auch hier wurde zunächst mit den von W. Hiller angegebenen Voraussetzungen gerechnet: Herdtiefe 20 km, Geschwindigkeit $v_{\bar{S}} = 3.55 \text{ km/sec}$ usw.

Die Ausgleichung mit fünf Elementen führte zu einer vollen Bestätigung der schon aus den \bar{P} -Werten erhaltenen Korrektur für die Herdtiefe. Sie betrug hier: $- 17 \text{ km}$. Es mußte daher auch hier mit der Herdtiefe Null und vier Elementen weitergerechnet werden.

Die endgültigen Voraussetzungen lauteten dann:

$$x_0 = + 3.5 \text{ km}, \quad y_0 = + 2.5 \text{ km}, \quad v_{\bar{P}} = 3.50 \text{ km/sec}, \quad t_0 = 43.3 \text{ sec}.$$

Nach Berechnung der Koeffizienten ergeben sich folgende Normalgleichungen:

$$\begin{aligned} + 0.267 \cdot x + 0.1012 \cdot y - 10.89 \cdot v + 1.107 \cdot \tau + 0.0807 &= 0, \\ + 0.3054 \cdot y - 9.32 \cdot v + 0.623 \cdot \tau + 0.650 &= 0, \\ + 851 \cdot v - 68.6 \cdot \tau - 13.22 &= 0, \\ + 7.00 \cdot \tau - 0.151 &= 0, \end{aligned}$$

$$[ll] = 2.817.$$

Nach Auflösung und Einsetzen der Korrekturen erhält man die endgültigen Herdwerte:

$$x_0 = + 2.4 \text{ km}, y_0 = + 0.4 \text{ km}, v_{\bar{s}} = 3.545 \text{ km/sec } (\pm 0.05),$$

$$t_0 = 44.12 \text{ sec } (\pm 0.6). \quad [vv] = 0.63.$$

Verteilung der nach der Ausgleichung noch übrigbleibenden Verbesserungen auf die einzelnen Stationen:

$$V_1 = + 0.26 \text{ sec} \quad V_3 = - 0.62 \text{ sec} \quad V_5 = + 0.15 \text{ sec} \quad V_7 = - 0.03 \text{ sec}$$

$$V_2 = - 0.09 \text{ ,,} \quad V_4 = - 0.01 \text{ ,,} \quad V_6 = + 0.35 \text{ ,,}$$

5. Beben von Yverdon (Schweiz) vom 1. März 1929 11^h 32^m nach Auswertungen von E. Wanner [14]. Rechtwinklige Stationskoordinaten bezogen auf den Punkt:

$$\lambda = 6^\circ 35.0', \quad \varphi = 46^\circ 46.0'$$

und nach darauffolgender Verschiebung auf den Näherungswert des Epizentrums:

$$x_0 = + 14.0 \text{ km}, \quad y_0 = - 1.7 \text{ km}.$$

	x_n km	y_n km	Welleneinsätze \bar{P} sec	$10^h 32^m 10.9^{sec}$ \bar{S} sec
1. Neuchatel	+ 14.4	+ 33.4	5.8	10.9
2. Besancon	- 59.0	+ 61.5	14.1	24.8
3. Zürich	+ 136.7	+ 76.5	27.7	44.6
4. Grenoble	- 83.4	- 167.4	32.1	53.1
5. Chur	+ 211.6	+ 21.2	36.4	62.3
6. Straßburg	+ 73.1	+ 210.7	—	64.4
7. Ravensburg	+ 212.8	+ 125.0	40.7	71.2
8. Karlsruhe	+ 119.8	+ 258.9	50.6	82.0
9. Hohenheim	+ 179.6	+ 227.7	49.1	83.7
10. Innsbruck	+ 350.2	+ 73.8	—	104.5
11. Nördlingen	+ 272.8	+ 246.1	62.7	104.0
12. München	+ 360.0	+ 172.7	68.6	114.7

Auch hier wurde zunächst mit der Voraussetzung einer Herdtiefe von 15 km und $v_{\bar{P}} = 5.75 \text{ km/sec}$ eine Korrektur von $- 17 \text{ km}$ bzw. von $+ 0.1 \text{ km/sec}$ berechnet. Es liegt also ein oberflächennahes Beben vor. Bei der endgültigen Ausgleichung wurde diesem Zustand durch den folgenden Näherungsansatz Rechnung getragen:

$$x_0 = + 14.0 \text{ km}, y_0 = - 1.7 \text{ km}, v_{\bar{P}} = 5.85 \text{ km/sec}, t_0 = 32^m 10.9^{sec}.$$

Mit diesen Werten ergeben sich die Koeffizienten und dann die Normalgleichungen für vier Elemente:

$$+ 0.1538 \cdot x + 0.0872 \cdot y + 6.88 \cdot v - 0.799 \cdot \tau + 0.0666 = 0,$$

$$+ 0.1388 \cdot y + 5.28 \cdot v - 0.793 \cdot \tau + 0.0412 = 0,$$

$$+ 542 \cdot v - 66.3 \cdot \tau + 7.15 = 0,$$

$$+ 10.0 \cdot \tau - 0.337 = 0,$$

$$[ll] = 7.205.$$

Endgültige Herdwerte nach der Auflösung und Einsetzung der Korrekturen:

$$x_0 = + 0.6 \text{ km}, y_0 = - 6.3 \text{ km}, v_{\bar{P}} = 5.795 \text{ km/sec } (\pm 0.12),$$

$$t_0 = 32^m 10.6^{\text{sec}} (\pm 0.9). [vv] = 6.9.$$

Verteilung der übrigbleibenden Zeitverbesserungen auf die einzelnen Stationen:

$$\begin{array}{lll} V_1 = + 0.18 \text{ sec} & V_5 = - 0.11 \text{ sec} & V_9 = + 0.35 \text{ sec} \\ V_2 = + 0.41 \text{ ,,} & V_6 = + 1.52 \text{ ,,} & V_{10} = - 0.08 \text{ ,,} \\ V_3 = - 1.04 \text{ ,,} & V_7 = - 1.67 \text{ ,,} & \\ V_4 = - 0.14 \text{ ,,} & V_8 = + 0.61 \text{ ,,} & \end{array}$$

6. Auswertung der \bar{S} -Einsätze.

Näherungsannahmen für die Herdwerte:

$$x_0 = 0.0 \text{ km}, y_0 = - 6.0 \text{ km}, z_0 = 20 \text{ km}, v_{\bar{S}} = 3.45 \text{ km/sec} \text{ und } t_0 = 9.8 \text{ sec.}$$

Diese Werte führen nach Aufstellung der Koeffizienten zu folgenden Normalgleichungen:

$$\begin{array}{r} + 0.524 \cdot x + 0.287 \cdot y - 0.0403 \cdot z + 43.7 \cdot v - 1.721 \cdot \tau + 0.783 = 0, \\ + 0.457 \cdot y - 0.0704 \cdot z + 32.7 \cdot v - 1.638 \cdot \tau + 0.425 = 0, \\ + 0.02973 \cdot z - 5.85 \cdot v + 0.437 \cdot \tau - 0.1031 = 0, \\ + 5780 \cdot v - 240.9 \cdot \tau + 65.8 = 0, \\ + 12.0 \cdot \tau - 3.536 = 0, \end{array}$$

$$[ll] = 8.88.$$

Auflösung und Einsetzen der Korrekturen führt schließlich zu den endgültigen und wahrscheinlichsten Herdwerten:

$$x_0 = - 2.1 \text{ km}, y_0 = - 5.7 \text{ km}, z_0 = 10 \text{ km } (\pm 14 \text{ km}),$$

$$v_{\bar{S}} = 3.505 \text{ km/sec} \text{ und } t_0 = 32^m 11.2^{\text{sec}} (\pm 1.5). [vv] = 6.8.$$

Die noch übrigbleibenden Stationszeitverbesserungen verteilen sich dann folgendermaßen:

$$\begin{array}{lll} V_1 = + 0.25 \text{ sec} & V_5 = - 0.66 \text{ sec} & V_9 = - 0.28 \text{ sec} \\ V_2 = - 0.52 \text{ ,,} & V_6 = - 0.28 \text{ ,,} & V_{10} = - 1.46 \text{ ,,} \\ V_3 = + 0.96 \text{ ,,} & V_7 = + 0.06 \text{ ,,} & V_{11} = + 1.57 \text{ ,,} \\ V_4 = + 0.45 \text{ ,,} & V_8 = - 0.07 \text{ ,,} & V_{12} = + 0.06 \text{ ,,} \end{array}$$

Bei der im allgemeinen vorliegenden Verteilung der Stationen um ein Epizentrum und der heutigen Beobachtungsgenauigkeit können Herdtiefen zwischen Null und etwa 10 bis 15 km in den allerwenigsten Fällen unterschieden werden. Daher kann auch hier das Ergebnis der Longitudinalwellen- und der Transversalwellen als ausreichend übereinstimmend angesehen werden. Beide Rechnungen geben für das Gebiet der Alpen die Bestätigung einer früheren Vermutung, daß auch hier bei oberflächennahen Schichten des Grundgebirges höhere Geschwindigkeitswerte der elastischen Wellen vorliegen als für tiefere.

Eine Bearbeitung von E. Wanner [14], S. 202, die leider erst jetzt berücksichtigt werden konnte, zeigte an neun verschiedenen Schweizer Beben, die nach einem eigenen Verfahren ausgewertet werden, vollkommen unabhängig von den von mir vorgelegten Ergebnissen, daß auch in der Schweiz dieser hohe Wert der Geschwindigkeit für das obere Grundgebirge existiert. Hier wurde $v_{\bar{P}} = 5.89$ km/sec gefunden. Eine bessere Bestätigung des Mittelwertes der Ausgleichsrechnungen von 5.83 km/sec kann man wohl kaum erwarten, da die Abweichungen nur noch in den Hundertsteln liegen.

Tabelle 1.

Zusammenstellung der zuverlässigsten Bestimmungen der Longitudinalwellen-Geschwindigkeit in den obersten Schichten des Grundgebirges der Erdkruste

Beobachter	Verfahren	Gegend	Wert von $v_{\bar{P}}$ (km/sec)
E. Wiechert u. Schüler	Steinbruch-Sprengungen	Norddeutschland	5.98
L. D. Leet	„	Nord-Amerika	6.01
E. Wanner	9 Einzelmessungen an schwachen Nahbeben	Schweizer Alpen	5.89
Verschiedene	Ausgleichung von 4 Beben	Mitteleuropa	5.83

In der Tabelle 1 sind alle bisher bei oberflächennahen Herden oder bei Sprengungen an der Oberfläche gefundenen Geschwindigkeitswerte für das Grundgebirge zusammengefaßt. Obgleich sämtliche Bestimmungen aus sehr verschiedenen Gebieten der Erde stammen, die Feststellungen von verschiedenen Beobachtern getroffen wurden und außerdem fast ausnahmslos verschiedene Auswertungs- und Bestimmungsmethoden benutzt worden sind, zeigt die letzte Spalte eindeutig, daß der Wert der Longitudinalwellengeschwindigkeit unmittelbar an der Oberfläche des Grundgebirges (also etwa in 2 km Tiefe) um 0.2 km/sec größer ist als der bisher für Erdbebenherde beliebiger Tiefen angenommene Wert von 5.65 bis 5.70 km/sec. Bei den Verfahren, die außer dem Ausgleichungsverfahren in der Tabelle aufgeführt worden sind, handelt es sich um die bisherigen Bestimmungen der Oberflächen- $v_{\bar{P}}$ -Werte, welche an Genauigkeit unübertroffen sind. Daß allein das Ausgleichungsverfahren hiermit übereinstimmende Werte liefert, ist ein in Anbetracht der Grundlagen selbstverständlicher Nachweis für die bevorzugte Stellung desselben.

2. Bestätigung der 50-km-Schichtgrenze durch die Beobachtung an \bar{P} - und \bar{S} -Wellen. Die Resultate der Ausgleichungen, die bei den soeben hier durchgerechneten drei Beben und aus den früheren Beispielen erhalten wurden, sind in der Fig. 6 getrennt nach \bar{P} - und \bar{S} -Wellen eingezeichnet. Es wurden alle irgendwie ausgeglichenen Werte verwendet, ganz gleich, ob ihnen ein mehr oder weniger großes Gewicht beizumessen war. Hierdurch sind auch die Streuungen in der

Nähe der Herdtiefe Null zu erklären. So hätte z. B. bei dem Beben vom Bodensee der von W. Hiller nach einem anderen Verfahren gefundene Punkt: $v_{\bar{P}} = 5.6$ und Tiefe = 20 km für die Bestätigung der Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der Herdtiefe sicher besser „gepaßt“. Da aber in allen Fällen immer nur die ausgeglichenen Werte benutzt worden sind, ging es nicht an, in diesem Einzelfall von dem Grundprinzip abzuweichen. Wenn sich in Zukunft noch mehr Meßresultate angesammelt haben sollten, werden sich derartige Punkte schon von selbst noch stärker aus dem allgemeinen Verlauf herausstellen.

Aus der zusammenfassenden Darstellung der Fig. 6 ist zu entnehmen, daß die Geschwindigkeit der Longitudinalwellen von einem mittleren Wert von etwa 5.85 km/sec an der Oberfläche des Grundgebirges, welcher entsprechend der Unsicherheit der Tiefenbestimmung auch bis zu 10 km herab gelten kann, nach der Lage der Meßpunkte bis auf 5.50 km/sec in einer Tiefe von 50 km abnimmt. Für diesen Abfall wurde bereits früher im wesentlichen ein Einfluß des Temperaturkoeffizienten vermutet. Herdtiefen jenseits dieser 50-km-Grenze sind in Verbindung mit dem Auftreten von \bar{P} -Wellen bisher weder bei diesen Auswertungen noch bei anderen ähnlichen Verfahren

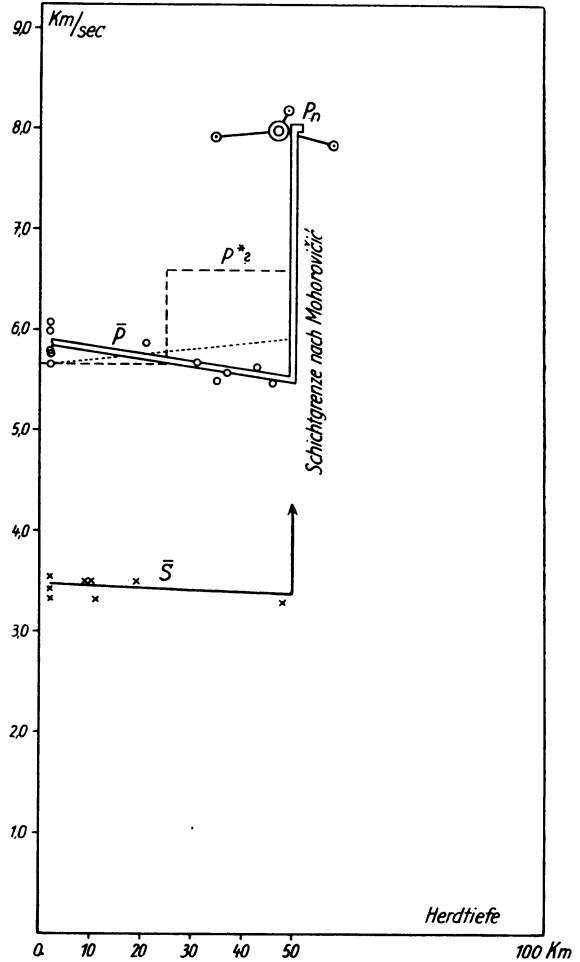


Fig. 6. Die aus den \bar{P} - und \bar{S} -Wellen berechneten Herdtiefen reichen bis an die Schichtgrenze heran, deren Tiefe in 50 km durch den sprunghaften Übergang zur P_n -Geschwindigkeit gegeben wird. Doppelt umrandeter Punkt: Mittelwert von drei durch Ausgleich neu bestimmten Schichtgrenzen und P_n -Geschwindigkeiten

jemals bei einem Beben beobachtet worden. Einen entsprechenden Verlauf, wenn auch nicht so ausgeprägt, zeigen die \bar{S} -Werte.

Die Beschränkung der Herdtiefen auf diesen Bereich legt den Schluß nahe, daß jenseits dieser Grenze die P_n -Schicht beginnen muß, deren Existenz auf Grund von Fernbebenauswertungen zweifellos feststeht. Zu einer genauen Berechnung dieser Schichtdicke gibt allein die Entdeckung von Mohorovičić die Mittel an die Hand. An drei ausgewählten und bestgeeigneten Beispielen ist in II, 4 diese Rechnung durchgeführt worden.

Die P_n -Geschwindigkeit, die bereits als Grenzgeschwindigkeit zahlreicher Fernbeben auf der ganzen Erde mit 8.0 km/sec gefunden wurde, bestätigt den Mittelwerte von 7.98 km/sec der drei hier zugrunde gelegten Beispiele vollkommen. Über diesen Geschwindigkeitssprung besteht nicht der geringste Zweifel.

Da in dem Hauptteil dieser Untersuchung auch die bisherigen Zweifel über die Zahl der zugrunde zu legenden Schichten beseitigt worden sind, können somit endgültige Angaben über die Dicke dieser Krustenschicht gemacht werden.

Der Mittelwert dieser drei Tiefenbestimmungen der Schichtgrenze von 47 km (in der Figur doppelt umrandet) stimmt mit der unteren Begrenzung der \bar{P} -Schicht auf Grund der Herdtiefenbestimmungen ausreichend gut überein, so daß die bereits früher angegebene Grenze von 50 km Tiefe auf 10 % (das sind ± 5 km) als sicher zu betrachten ist. Diese Fehlergrenze von 10 % ist nicht zu hoch gegriffen, wenn man bedenkt, daß die in dem gleichen Verfahren bestimmte Geschwindigkeit der P_n -Wellen von 7.98 km/sec eine Genauigkeit von 1 % sicher besitzt, und daß bei der Bildung des Mittelwerts der Schichtgrenze von 47 km der kleinste Wert nicht (wozu die Messungen berechtigt hätten) mit geringerem Gewicht belegt worden ist.

3. Ein Einfluß der Oberflächengeologie auf die Laufzeit der Erdbebenwellen ist nicht nachweisbar. Trotzdem bereits früher experimentelles Material aufgeführt wurde, welches die Anschauung von einem wesentlichen Einfluß der sichtbaren Oberflächengeologie widerlegt, ist es besonders in Anbetracht der Schwierigkeit, alte Denkgewohnheiten den neuen Tatsachen anzupassen, hinreichend begründet, die inzwischen hinzugekommenen Beobachtungsergebnisse im Zusammenhang mit den bisherigen in dieser Hinsicht gemeinsam auszuwerten.

In der Tabelle 2 sind daher alle übrigbleibenden Stationszeitverbesserungen zusammengefaßt, die mehr als zehn ausgeglichene Werte (in einem Falle nur neun) von verschiedenen Beben, somit also vollkommen unabhängige Größen, enthalten. Wenn nun eine der Stationen einen starken Einfluß des geologischen Untergrunds auf die Laufzeit besitzt, so kann sich dieser immer nur in einem Sinn, entweder verzögernd oder beschleunigend, auf die Laufzeiten ausgewirkt haben.

Dieser müßte insbesondere bei zahlreichen Messungen an der gleichen Station im Durchschnittswert in Erscheinung treten.

Zu dem Zweck sind für jede Reihe diese Durchschnittswerte gebildet worden. Diese Beträge (letzte Zeile) sind jedoch kleiner oder höchstens genau so groß

wie die Zeitfehler, die im Mittel bei jeder Station als Beobachtungsfehler zu erwarten sind (S. 381 [3]). In dem Fall einiger auf dem gleichen Untergrund stehender Stationen haben sie sogar nicht einmal das gleiche Vorzeichen. Der Einfluß der Oberflächengeologie liegt also nach dieser Feststellung unterhalb bzw. innerhalb der rein zufälligen Stationsbeobachtungsfehler von $\frac{2}{10}$ bis $\frac{3}{10}$ sec.

Um auch den letzten Zweifel hieran nicht unbeantwortet zu lassen, ließ ich mir von einer Seite, die den geologischen Einfluß vertrat, die jeweils aus dem

Tabelle 2. Übersicht der Stations-Zeitverbesserungen, die bei den bisherigen Ausgleichungen mit neun und mehr Wiederholungen aufgetreten sind. Die letzte Zeile enthält die jeweilige durchschnittliche Zeitverbesserung der Station. Einheit: 1 sec

Ravens- burg	Meß- stetten	Stuttgart	Zürich	Chur	Straßburg	München	Neuchatel	Basel
- 0.25	+ 0.12	+ 0.24	+ 0.28	- 0.27	- 0.09	- 0.14	+ 0.44	- 0.42
+ 0.06	+ 0.16	- 0.07	+ 0.25	- 0.33	- 0.02	- 0.05	+ 0.41	- 0.50
+ 0.11	- 0.25	+ 0.37	- 0.02	- 0.15	- 0.26	- 0.03	+ 0.18	+ 0.17
+ 0.06	- 0.12	+ 0.07	+ 0.13	- 0.12	- 0.90	- 1.12	- 0.06	+ 0.19
+ 0.10	- 0.18	+ 0.08	- 0.08	- 1.18	- 1.70	- 0.53	- 0.05	- 0.09
+ 0.59	+ 0.21	- 0.17	+ 0.47	- 0.47	+ 0.55	- 0.10	+ 1.73	+ 0.10
+ 0.80	- 0.37	- 1.20	- 0.19	+ 2.20	- 0.28	- 0.25	+ 0.84	+ 0.73
- 0.80	- 2.17	+ 0.50	- 0.40	+ 1.60	+ 0.04	+ 0.02	+ 1.30	- 0.20
- 0.30	- 1.47	+ 0.02	+ 0.30	+ 0.82	- 0.01	+ 0.28	- 0.30	+ 0.15
+ 0.18	+ 0.17	+ 0.01	+ 0.20	+ 1.48	- 1.30	- 0.08	- 0.10	
+ 0.10	+ 0.26	- 0.05	+ 0.17	+ 0.12	- 0.03	+ 0.06	- 0.37	
+ 1.52		- 0.21	- 0.08	+ 0.35			+ 1.38	
+ 0.06		- 0.04	+ 0.98	- 0.11			+ 0.13	
+ 0.70		- 0.09	- 0.21	- 0.66			- 0.08	
- 1.20			- 0.62				+ 0.18	
			- 1.04				+ 0.25	
			+ 0.96					
<hr/>								
+ 0.12	- 0.33	- 0.04	+ 0.06	+ 0.23	+ 0.36	- 0.18	+ 0.37	+ 0.01

geologischen Profil abgeleiteten Verzögerungen der Laufzeit der Erdbebenwellen für das Beben in Oberschwaben vom 27. Juni 1935 geben. Mit diesen so „korrigierten“ Werten wurden erneut die bestpassenden Herdwerte durch eine Ausgleichung aufgesucht. Das Ergebnis war: Eine Erhöhung der Fehlerquadratsumme um etwa das Dreifache und eine Vertiefung der Herdlage um mehr als das Doppelte.

Diese Entscheidung fiel somit genau entgegengesetzt zu jener oberflächengeologisch bedingten Anschauung aus.

Wie aus dieser Reihe von Proben hervorgeht, dürfen die aus der angewandten Geophysik für Tiefen von einigen Zehnern bis zu einigen Hundertern von Metern gefundenen Geschwindigkeitswerte der elastischen Wellen nicht auf Tiefen von 1 bis 2 km, selbst bei geologisch vollkommen gleich bleibender Formation, extrapoliert werden. Hierauf ist in letzter Zeit auch schon bei einigen geophysikalischen Lagerstätten-Aufschlußversuchen hingewiesen worden.

Einen weiteren Beleg für diese Tatsache gibt außerdem auch gerade die in den untersuchten Nahbebengebieten auftretende Molasse. Diese besitzt in den

allerobersten Schichten eine Geschwindigkeit von 1 bis 2 km/sec. Nach Untersuchungen von E. Wanner [14], die in der Schweiz angestellt worden sind, ergab sich jedoch für Nahbebenwellen, welche die Molasse in ihrer gesamten Tiefenerstreckung durchlaufen haben, ein Geschwindigkeitswert von 5 km/sec. Das ist ein nur wenig geringerer Wert als der des Grundgebirges.

Unter Zugrundelegung dieser direkten Zahlenwerte kommt man so auch zu der bereits bei der Ausgleichung gemachten Feststellung, daß der Einfluß der Oberflächengeologie Verzögerungen der Laufzeit von höchstens $\frac{1}{10}$ bis $\frac{2}{10}$ sec verursachen kann.

Diese Feststellung kann den Wert einer physikalisch und meßtechnisch gesicherten Tatsache beanspruchen, der bei jeder weiteren sachlichen Bearbeitung Rechnung getragen werden muß.

4. Vorgänge im Erdbebenherd. Die experimentellen Untersuchungen zahlreicher Erdbeben (insbesondere von Fernbeben) haben gezeigt, daß die Energieumsetzung meist in der Form eines Scherungsbruches [15] vor sich geht. Bei einigen großen japanischen Erdbeben ließ sich dieser Zustand, falls sich das Beben sehr stark an der Oberfläche ausgewirkt hatte, auch noch nachträglich gut als Scherungsbruch beobachten. In der Fig. 7 a, b kennzeichnen die eingezeichneten Pfeile die Verschiebungen der Triangulationspunkte der Erdoberfläche nach Größe und Richtung, die aus Messungen vor und nach dem Erdbeben abgeleitet wurden. Die Pfeile geben zugleich etwa auch ein Maß für den Betrag und die Verteilung der Scherungsspannungen, welche vor dem Beben in dem Epizentralgebiet unter der Erdoberfläche geherrscht haben.

Bei unseren mitteleuropäischen Erdbeben müßten schon erheblich größere Anforderungen an die Genauigkeit der Triangulation gestellt werden, wenn eine ähnliche Erscheinung auf diese Weise nachgewiesen werden sollte. Daß gleichartige Verschiebungen des Herdgebietes bei uns ebenfalls, jedoch bei ganz erheblich kleineren Gesamtmaßen bestehen, zeigen die quadrantenförmige Zug- und Druckverteilung des ersten Einsatzes für eine Reihe von Beben. In Zusammenhang hiermit sind wohl auch allein die gelegentlich festgestellten sogenannten linienhaften Herdformen an der Oberfläche zu deuten.

Für das Nordtiroler Beben war bereits vorher [3] aus den Ausgleichungsergebnissen der direkten Wellen und der übrigbleibenden Stationszeitverbesserungen geschlossen worden, daß eine solche Herdform auch hier vorgelegen hat. Dieser Schluß wurde dort mit der doppelperiodischen azimutalen Verteilung um das Epizentrum begründet. Auf S. 384 wurden Argumente dafür aufgeführt, daß diese periodische Verteilung der Verbesserungen nicht durch eine azimutale Verschiedenartigkeit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit in dem durch die Alpen begrenzten Teil der Erdkruste anzusehen ist.

Zur Stützung der damaligen Behauptung können mit der vorliegenden Bearbeitung auch noch die ausgeglichenen P_n -Wellen herangezogen werden. Das sind die Einsätze derjenigen Wellen, die unterhalb dieser Kruste gelaufen sind, welche eventuell für den Unterschied der Fortpflanzungsgeschwindigkeit verantwortlich gemacht werden könnte. Diese Einsätze sind also von dem Einfluß

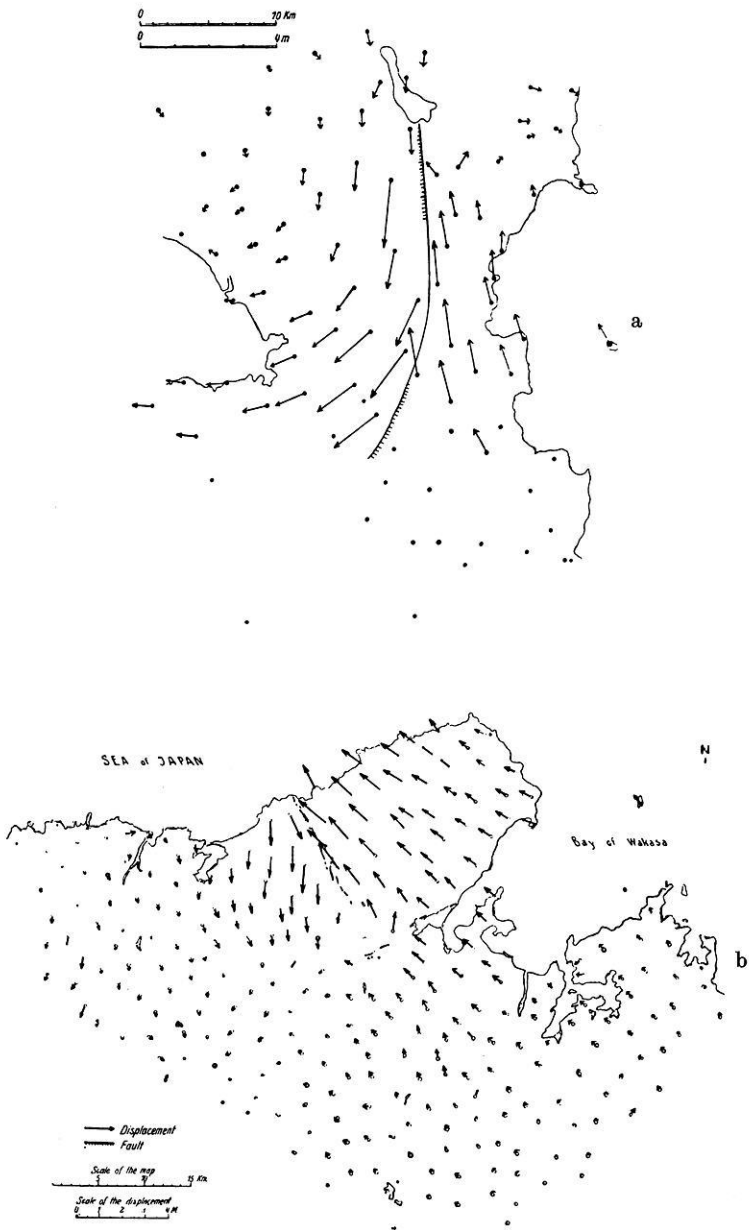


Fig. 7 a und b. Zwei Erdbeben in Japan, an denen die Auswirkung zweier gleichartiger Scherungsbrüche aus der horizontalen Verschiebung der Triangulationspunkte direkt erkennbar ist. (Nach Ch. Tsuboi.)

der Kruste unabhängig. Wie hier die Fig. 8 zeigt, wird die bereits aus den \bar{P} - und \bar{S} -Wellen abgeleitete periodische Verteilung durch die übrigbleibenden Stationszeitverbesserungen der P_n -Wellen vollkommen bestätigt und insbesondere in dem damals weniger gut ausgeprägten nördlich der Alpen gelegenen Stationsgebiet ergibt sich hierbei die einzige noch wünschenswert gebliebene Verbesserung.

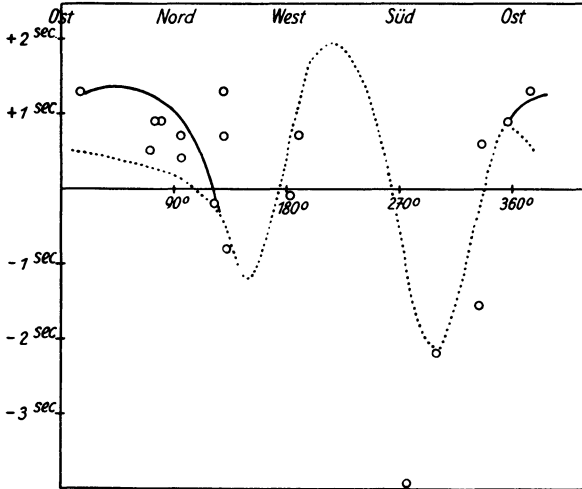


Fig. 8. Nachweis eines Scherungsbruchs oder „linienhaften“ Herdes aus den nach einer Ausgleichung übrigbleibenden Zeitverbesserungen. Hier bestätigt die azimutale Verteilung der übrigbleibenden Zeitverbesserungen der P_n -Wellen (O) den doppelperiodischen Kurvenverlauf (.....), der vorher bereits aus 38 Werten der \bar{P} - und \bar{S} -Ausgleichung abgeleitet wurde

Nur die Werte von Stuttgart und Hohenheim fallen von den insgesamt 17 Stationen um fast 1 sec heraus.

In Verbindung mit den 38 Meßpunkten einer früheren [3] Veröffentlichung und diesen 17 unabhängigen, neuen Punkten dürfte (wenn auch kein vollkommener Nachweis) hierin doch eine Bestätigung der erwähnten Herdform vorliegen.

Die Erklärung durch einen Scherungsbruch in der Ost-West-Richtung wird durch diese Ergänzung weiterhin gesichert. Ob hierbei der Ursprungsort der \bar{S} -Wellen ebenso wie der der \bar{P} -Wellen durch die Begrenzung des

Bruches gegeben ist oder mehr über den ganzen Bruch verteilt ist, muß zunächst wohl weiteren, mehr theoretischen Untersuchungen überlassen bleiben.

In der bereits erwähnten Arbeit von E. Wanner [14] wurden bei dem Visper Beben in den Alpen ebenfalls Abweichungen der Gebirgsstationen gegenüber den Stationen der Ebene gefunden. Da das Beben im Jahre 1924 stattgefunden hat und bei den Auswertungen keine Nahstationen zur Verfügung standen, waren die Voraussetzungen für die Anwendung einer Ausgleichungsrechnung nicht gegeben.

Nach der Auswertung von E. Wanner müßten für die Gebirgszonen kleinere Geschwindigkeiten vorliegen (S. 199). Diese Ergebnisse werden aber dort von ihm selbst in Zweifel gezogen mit der Frage, „ob der hier gefundene Effekt noch innerhalb der Beobachtungsfehler liege, also überhaupt reell sei“.

Die obigen Feststellungen bei dem Nordtiroler Beben, welche die Ursache in den Herdvorgang selbst legten, zeigen, wie begründet dieser Zweifel gewesen ist.

Außerdem hätte sogar eine gleichartige Erklärung durch eine azimutale Verschiedenheit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit keineswegs mit dem von E. Wanner gefundenen Effekt in Übereinstimmung gestanden, da nämlich für die Längserstreckung der Alpen gerade das Entgegengesetzte: eine größere Geschwindigkeit, zu fordern gewesen wäre.

Die ersten und ältesten Ergebnisse aus der Nahbebenseismik, auf welche sich die in der Einleitung erwähnten geodätischen Rechnungen über die isostatischen Reduktionen der Schwerkraftswerte der Erdoberfläche bezogen haben, sind, wie aus dem Hauptteil der vorliegenden Ausführungen hervorgeht, nicht mehr aufrechtzuerhalten.

Wieweit die hier neu begründeten Anschauungen sich für jene physikalisch-geodätischen Rechnungen verwerten lassen und ob ihr Einfluß die bisherigen Vorstellungen auf diesem Gebiet auch in den Grundlagen berührt, werden erst weitere Bearbeitungen zu entscheiden haben.

Herangezogene Veröffentlichungen

[1] W. Heiskanen: Einige neuere isostatische Untersuchungen. Verhandlungen der 10. Tagung der Baltischen Geodät. Kommission. Helsingfors 1938. S. 97/98.

[2] K. Jung: Zur Isostasiefrage. Zeitschr. f. Geophys. **15**, 47—49 (1939).

[3] G. Schmerwitz: Ausgleichung der besten Stationsbeobachtungen mitteleuropäischer Erdbeben. Ebenda **14**, 351—390 (1938).

[4] H. Gräfe: Das Nordtiroler Beben vom 8. Oktober 1930. I. Teil. Ebenda **8**, 144—154 (1932).

[5] P. Caloi: Studio Microsismico del terremoto delle Prealpi Carniche dell'Giugno 1934. Bolletino del Com. per la Geod. e la Geofis. del Consiglio Naz. delle Ricerche **5**, 209—234 (1932).

[6] R. H. Gees: Die Wellenausbreitung der Erdbeben vom 20. November 1932 (Nordbrabant) und 7. Juni 1931. Zeitschr. f. Geophys. **13**, 159—179 (1937).

[7] V. Conrad: Das Schwadorfer Beben vom 8. Oktober 1927. Gerlands Beitr. z. Geophys. **20**, 249—277 (1928).

[8] H. Jeffreys: Table for the Near Earthquake Pulses. S. A. County Press Newport. Isle of Wight.

[9] H. Jeffreys: On two British Earthquakes. Monthly Not. Roy. Astr. Soc. (Geophys. Suppl.) **1**, 483—494 (1927).

[10] G. Angenheister: Beziehung zwischen Meereshöhe und Schwere in gestörten Gebieten. Zeitschr. f. Geophys. **14**, 219—230 (1938).

[11] B. Brockamp: Seismische Beobachtungen bei Steinbruchsprengungen. Ebenda **7**, 295—317 (1931).

[12] P. Caloi: Ricerche su terremoti ad origine vicina. Scosse del Consiglio dell'ottobre 1936 — XIV. Public. dell'Istituto Naz. di Geofisica del Consiglio Naz. delle Ricerche. N. 7, S. 1—41 (1938).

[13] W. Hiller: Seismische Berichte der Württemberg. Erdbebenwarten. Anhang S. 1—6. Jahrgang 1938.

[14] E. Wanner: Geschwindigkeiten der Phasen der Erdbebenwellen im Alpengebiet. Vierteljahresschrift der Naturf. Ges. in Zürich. S. 195—210 (1930).

[15] E. Rothé u. E. Peterschmitt: Sur le mode de production des séismes. Répartition des compressions et dilatations. C. R. **205**, 870—871 (1937).

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, April 1939.

Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen

XXXVI. Untersuchungen über die natürliche Bodenunruhe (Mikroseismik) mit transportablen Dreikomponentenstationen

Von Fro Trommsdorff, Göttingen. — (Mit 10 Abbildungen)

Die Ausbreitung der natürlichen Bodenunruhe wird mit transportablen Zwei- und Dreikomponentenstationen untersucht. Ein transportabler Vertikalapparat von einstellbarer (1 bis 12 sec) Periode wird beschrieben. — Die scheinbaren Geschwindigkeiten und Herkunftsrichtungen schwanken periodisch mit der Periode der Schwebung. Aus dem Schwebungsmaximum bestimmte Geschwindigkeiten sind von der Größenordnung 3000 m/sec. Die entsprechenden Herkunftsrichtungen lassen sich mit der Lage von Zyklonen in Zusammenhang bringen. Es wird versucht die Bodenunruhe als Überlagerung zweier Teilwellen verschiedener Frequenz und Richtung zu deuten.

Um einen Überblick über die große Zahl von Arbeiten zu geben, die sich mit der natürlichen Bodenunruhe von meist 4 bis 8 sec Periode befassen, muß hier auf die allgemeinen Darstellungen [8] [11] verwiesen werden. Von den neueren Arbeiten [5] bis [10] wird im folgenden besonders auf die von H. D. Krug [5] und von R. Bungers [6] Bezug genommen. Von Krug ist zum erstenmal das Prinzip der statistischen Auswertung von Stationsmaterial verlassen. Die Ausbreitung der Bodenunruhe wird mit transportablen Horizontalseismographen an zwei und drei Stationen in zwei Komponenten gleichzeitig aufgezeichnet. Das entscheidende Ergebnis ist nicht die scheinbare Herkunftsrichtung N 63° E und die überraschend geringe scheinbare Ausbreitungsgeschwindigkeit von 1100 m/sec*), sondern das an allen drei Stationen völlig gleichartige Verhalten der Schwingungsbahnen, deren „Hauptachse“ gleichsinnig und gleichstark um bestimmte Werte pendelt. Im folgenden soll einmal dies Ergebnis nachgeprüft und erweitert werden. Dabei werden die Untersuchungen mit Zwei- und Dreikomponentenstationen fortgesetzt. Die notwendigen transportablen Vertikalseismographen werden hierfür entwickelt und gebaut. Schließlich wird versucht, die Bodenunruhe als Überlagerung zweier Wellenzüge aus verschiedener Richtung zu deuten.

Konstantenbestimmung für den langperiodischen, transportablen Horizontalseismographen. Zunächst sollen die Instrumente beschrieben und besprochen werden, soweit das für die Horizontalseismographen nicht schon in der Arbeit von Krug geschehen ist. Durch Vergleichsregistrierung mit dem Stationspendel

*) Schon in der Arbeit von Krug wird ausgesprochen, daß es sich hierbei wahrscheinlich um die Wanderungsgeschwindigkeit der Maxima einer kombinierten Welle handelt, die aus zwei oder mehreren Teilwellen besteht.

und durch Eichung auf dem Schütteltisch haben Krug und Förtsch die statische Vergrößerung der Horizontalpendel $V = 8000$ bestimmt (bezogen auf 2 m Registrierabstand und 1 mm Spiegelachse). Eine Neigung von $1/100$ Bogensekunde wird bei 2 m Registrierabstand mit 6 mm aufgezeichnet. Es zeigte sich eine starke Abhängigkeit von der Neigung. Das bedeutet praktisch eine Änderung der Vergrößerung bei jeder neuen Aufstellung, da der Winkel zwischen Federachse

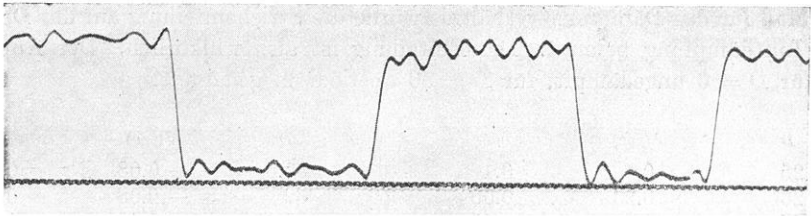


Fig. 1. Nullpunktverlagerung durch magnetische Ablenkung der Pendelmasse.
(Eichung)

und Lot nicht konstant eingestellt werden kann. Deshalb wurde die Vergrößerung der Apparate im Gelände nochmals nach einer Methode von Angenheister verglichen. Ein Stabmagnet wurde dazu in einem bestimmten gleichen Abstand von der Pendelmasse angebracht und die Ablenkung aufgezeichnet. Die Nullpunktverlagerung ist dann ein Maß für die statische Vergrößerung.

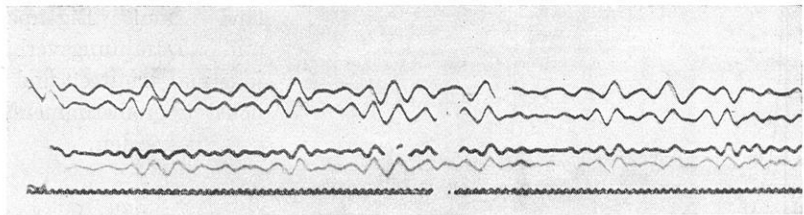


Fig. 2. Gleichzeitige Aufnahme der vier transportablen Horizontalseismographen
(H_6, H_7, H_8, H_9 NS).

Es zeigte sich, daß bei jeder einzelnen Aufstellung das Vergrößerungsverhältnis für die Dauer ihrer Aufstellung annähernd konstant blieb.

Die Bestimmung der Eigenperiode und der Dämpfung geschah durch Anzupfen der Pendelmasse mit dem Magneten. Störungen, die durch Anpusten oder Antippen eintreten konnten, wurden so vermieden.

Die gleichzeitige Aufnahme der vier transportablen Horizontalseismographen ergab unter Berücksichtigung der Parallaxe eine Phasenverschiebung zwischen den einzelnen Apparaten.

Nach der Diskussion der Indikatorgleichung für ein gedämpftes Pendel ist ein Voreilen der Bodenbewegung σ gegenüber dem Pendelausschlag a um die

Zeit δ zu erwarten. Man kann δ als Funktion von \mathfrak{T}/T_0 für verschiedene Dämpfungs-
werte darstellen (s. Angenheister [1] S. 574, Fig. 36).

Der Unterschied von δ für zwei verschiedene Apparate mit verschiedener
Eigenperiode und Dämpfung kann danach im ungünstigsten Falle gleich der
halben Periode der aufgezeichneten Bewegung sein. Systematische Vergleichs-
registrierungen zweier Horizontalapparate gaben folgende Werte für den Phasen-
unterschied bei verschiedener Dämpfung und annähernd gleicher Eigenperiode.
Als Maß für das Dämpfungsverhältnis wurde die Stricheinteilung auf der Drossel
der Luftdämpfung benutzt. Die Einteilung ist also willkürlich. Der Apparat
ist für $D = 0$ ungedämpft, für $D = 50$ aperiodisch gedämpft.

D	δ (sec)	δ/\mathfrak{T}	D	δ (sec)	δ/\mathfrak{T}
25	0.4	0.1	30.0	— 0.08	— 0.02
26	0.23	0.05	32	— 0.08	— 0.02
27	0.2	0.05	35	— 0.12	— 0.03
28.5	0.3	0.07			

H_9 wurde unverändert mit $T_0 = 6.8$ sec und einer Dämpfung 29 eingestellt.
 H_8 hatte eine Eigenperiode von $T_0 = 6.2$ sec, die Dämpfung wurde verändert.
 δ sei hier die Phasenverzögerung gegenüber H_9 . Für H_8 , früher als H_9 , ist δ positiv.

Für D zwischen 28.5 und
30.0 muß $\delta = 0$ werden.
Beim Arbeiten mit drei
und vier Stationen im Ge-
lände muß Eigenperiode
und Dämpfungsverhältnis
jedesmal ermittelt und mög-
lichst übereinstimmend ein-
gestellt werden.

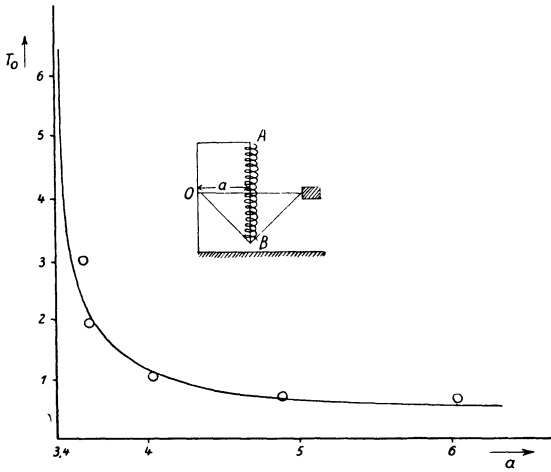


Fig. 3. Abhängigkeit der Eigenperiode T_0 astasierter
Vertikalseismographen vom Abstand a des Dreh-
punkts O von der Achse der Spiralfeder AB (s. Skizze
und Fig. 4)

Der Bau eines lang-
periodischen, transportablen
Vertikalseismographen (abge-
kürzt LPZ). Für die weite-
ren Untersuchungen sollten
außerdem transportable,
langperiodische Vertikalseis-
mographen gebaut werden.
Das Prinzip eines Appa-
rates, der die vertikale Kom-
ponente der Bodenbewegung

aufzeichnet, beruht auf der Trägheit einer Masse M ,
die an einer Spiralfeder aufgehängt ist ([1] S. 580, Fig. 9). Ein derartiges Pendel
ist wegen seiner hohen Horizontalempfindlichkeit unbrauchbar. Bei einem anderen
Typ von Vertikalseismographen befindet sich die Masse am Ende eines hori-

zontalen Armes, der sich um eine senkrecht zur Zeichenebene stehende Achse dreht. Die Feder greift an einem Punkte des horizontalen Armes an.

Durch einen einfachen Kunstgriff (s. Galitzin [3]) kann die Eigenperiode des Apparates und damit die Empfindlichkeit erhöht werden. Der untere Aufhängepunkt der Feder wird unterhalb der Verbindungslinie von Schwerpunkt und Drehpunkt des Systems verlegt. Durch diese Astasierung wird bei einer

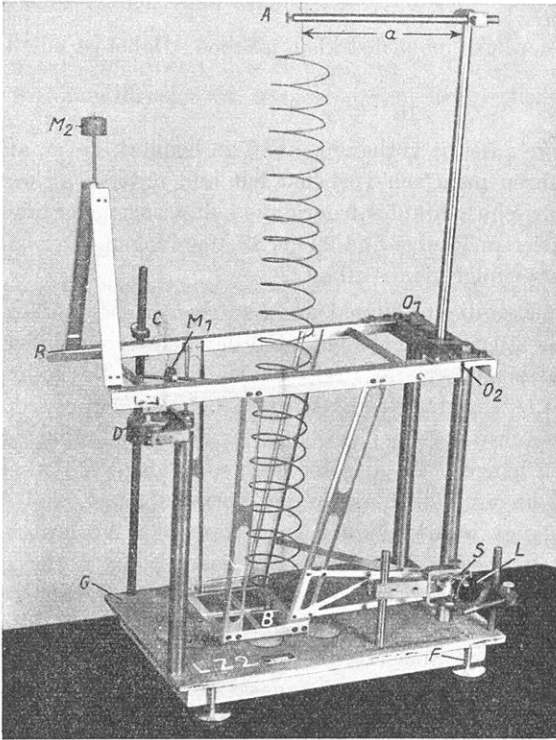


Fig. 4. Transportabler Vertikalseismograph (LPZ_2),
Eigenperiode $T_0 = 1$ bis 12 sec

kleinen Auslenkung der Ausschlag in der betreffenden Richtung vergrößert. Von einer bestimmten Grenzlage ab kippt das Pendel schon bei kleinen Ausschlägen um.

Daß eine beliebige Steigerung von T_0 bei vorgegebener Feder nicht immer möglich ist, zeigten die ersten Versuche mit einem kleinen Vertikalapparat. ($M = 2220$ g, $L_0 = 20$ cm, $h = 5$ cm, $d = 4$ mm, $2r = 3$ cm, $i = 5$.) In Fig. 3 ist für diesen Apparat $T_0 = f(a)$ dargestellt. Die nach einer Formel von Galitzin berechnete Kurve wurde durch den Versuch bestätigt. In der Zeichnung sind die berechneten Werte (Kurve) und die Versuchswerte \circ eingetragen.

Praktisch konnte die Periode nicht über 3 sec, erhöht werden, a war dann etwa 3.5 cm. Bei 3.4 cm Abstand war der Seismograph bereits instabil.

Es ist also notwendig, auch die Eigenschwingung der Feder von vornherein möglichst groß zu wählen. Die Schwingungszeit einer Feder ist allgemein

$T = \pi \cdot \sqrt{\frac{f}{g}}$, wenn f die Verlängerung bei einer Belastung P bedeutet. Da $f = \frac{4 \pi^2 i r^2}{d} \cdot \frac{\max \tau'}{G}$, muß ich den Radius r und die Windungszahl i möglichst groß und die Federdicke möglichst klein machen. Dabei ist eine bestimmte geforderte Tragfähigkeit $P = \frac{\pi d^3}{16} \cdot \frac{\tau' \text{ zul.}}{r}$ zu berücksichtigen.

Es wurden im Institut vorhandene Federn benutzt, die zu anderen Versuchszwecken vor Jahren mehrfach vorbehandelt und untersucht worden waren. Es waren das zylindrische Schraubenfedern aus kalt gezogenem Stahldraht von 2 mm Dicke, 5 cm mittlerem Radius und 22 bis 23 Windungen. Der danach berechnete Seismograph hatte folgenden Aufbau.

Als Pendelmasse diente einmal das Laufgewicht $M_1 = 25$ g. Außerdem ist die Masse $M_2 = 110$ g so angebracht, daß der Schwerpunkt der bewegten Teile in der Horizontalebene durch die Drehachse $O_1 O_2$ liegt. Der Rahmen R ist an dem festen Gerüst in O_1 und O_2 mit Blattfedern befestigt. Kippt man den Apparat um 90° um diese Achse $O_1 O_2$ bei ausgehängter Feder, so muß der Rahmen R senkrecht nach unten hängen. Ist dies der Fall, so ist der Vertikalseismograph praktisch horizontal unempfindlich unter der Voraussetzung, daß das Gewicht der Feder vernachlässigt werden kann. In C kann der Apparat arretiert werden. D ist eine verstellbare Luftdämpfung. Die Feder ist in A und B so aufgehängt, daß der Abstand a verändert werden kann. Das feste Gerüst ist auf der Grundplatte G montiert, die mit den Fußschrauben F geneigt werden kann. Das Übertragungssystem mit dem Spiegel S und der Linse L befindet sich senkrecht unter dem Drehpunkt O_2 , damit der Faden des Übertragungssystems nur eine Horizontalbewegung ausführt. Das ist nur möglich, wenn die Spiegelachse senkrecht über oder unter der Drehachse steht. Alle beweglichen Teile sind aus Leichtmetall hergestellt. Der Apparat hat die Masse $45 \times 25 \times 75$ cm. Er wiegt nur 8.55 kg.

Bei der Konstruktion waren zwei Forderungen maßgebend gewesen: 1. lange Eigenperiode T_0 , 2. geringes Gesamtgewicht und geringe Ausmaße. Die Eigenperiode konnte bei den beiden Apparaten in den Grenzen von 1 bis 12 sec verändert werden. Bei der Messung wurde eine Eigenperiode von 6 bis 8 sec eingestellt. Bei diesen Perioden war der Apparat noch hinreichend stabil. Die Labilitätsgrenze lag bei 10 bis 12 sec. Die Ausmaße und das Gesamtgewicht machten den Apparat bequem transportabel.

Wegen der hohen Empfindlichkeit für Luftströmungen wurde der Seismograph unter einem Überdeckungskasten aufgestellt. Bei Aufstellung in Keller-

räumen lagen die Schwankungen durch Temperatureinfluß im allgemeinen unter der Störungsschwelle. Der einzige Nachteil der geringen Pendelmaße war der starke Einfluß der Reibung in den Lagern der Spiegelachse. Kleine Bodenamplituden werden durch die Reibung unterdrückt, um so mehr, je geringer die träge Masse. Durch sorgsames Schleifen der Achsenspitze muß die Reibung vermindert werden. Bei der Einstellung der Eigenperiode durch Verändern des Abstandes der Aufhängepunkte vom Drehpunkt muß die Lage von Feder und Rahmen dauernd kontrolliert werden. Der Rahmen muß um eine horizontale Mittellage schwingen. Durch Verstellung des Laufgewichtes M_2 ist der Schwerpunkt in die Rahmenebene gelegt. Schwingt der Rahmen nicht um eine horizontale Lage und steht die Feder in der Ruhelage nicht genau senkrecht, tritt Horizontal-empfindlichkeit auf.

Die Dämpfung wurde für die Untersuchungen nahezu aperiodisch eingestellt. Die Prüfung der beiden transportablen Vertikalseismographen und die Bestimmung ihrer Vergrößerung geschah zunächst durch Vergleichsregistrierungen untereinander und mit dem 1800 kg Wiechert-Vertikalpendel.

Bezogen auf 2 m Registrierabstand und 1 mm Spiegelachse betrug die statische Vergrößerung 4000.

Es standen also für die weiteren Untersuchungen nunmehr außer den Stationsapparaten des Göttinger Geophysikalischen Instituts vier transportable, lang-periodische Horizontal- und zwei entsprechende Vertikalseismographen zur Verfügung, also drei vollständige Dreikomponentenstationen.

Gleichzeitige Aufzeichnung der Bodenunruhe an vier Stationen in ein und zwei Horizontalkomponenten. Während des Baues und der Vorversuche mit dem neuen Vertikalpendel wurden zunächst die von Krug begonnenen Messungen noch einmal wiederholt.

Die drei transportablen Stationen wurden mit einmal zwei und zweimal je einem Horizontalapparat besetzt. Sie befanden sich in Holzerode, in Ebergötzen und in Waake.

Die geologischen Verhältnisse sind in dem Gebiet, in dem die 3 Stationen liegen, einheitlich. Die gut erkennbare Buntsandsteinplatte dehnt sich noch weit nordostwärts Holzerode aus. Waake liegt auf ihrem westlichen Rand. Ostwärts Ebergötzen beginnt ein flaches Gebiet mit starker Bedeckung. Die dämpfende Wirkung von nur einigen Metern Tonschicht über dem Buntsandstein wurde bei der ersten Aufstellung der Station Ebergötzen festgestellt. Die Intensität betrug nur ungefähr 50% der wenige 100 m entfernt auf gewachsenem Fels aufgezeichneten Bewegung. Außerdem waren bei der ersten Aufstellung die Schwingungsbilder schlecht mit denen der anderen Stationen vergleichbar. Bei den im folgenden beschriebenen und untersuchten Registrierungen konnten an allen Stationen die Apparate unmittelbar auf gewachsenem Felsen aufgestellt werden. Als vierte Kontrollstation wurde das Horizontal-Fernbebeninstrument des Göttinger Geophysikalischen Instituts benutzt.

Die Entfernungen betragen von Waake nach Ebergötzen 3.5 km, nach Holzerode 4 km und nach Göttingen 6.5 km, also durchweg mehr als das Doppelte der Entfernungen in dem von Krug benutzten Dreieck bei Göttingen. Der Fehler durch verschiedene Phasenverzögerung zwischen den einzelnen Apparaten ist dadurch prozentual geringer. Registriert wurde die Bodenunruhe in den Monaten November und Dezember 1937 zugleich mit dem Nauener Zeitzeichen von 0⁵⁵ bis 1⁰⁶ Uhr. Hier soll die Auswertung der Messungen vom 16. bis 20. November 1937 besprochen werden.

Fig. 5 zeigt ein Stück der gleichzeitigen Aufnahmen der Bodenunruhe an vier Stationen: Göttingen und Ebergötzen NS- und EW-Komponente, Waake und Holzerode NS-Komponente. Ausgeprägte Schwingungsbilder sind eindeutig

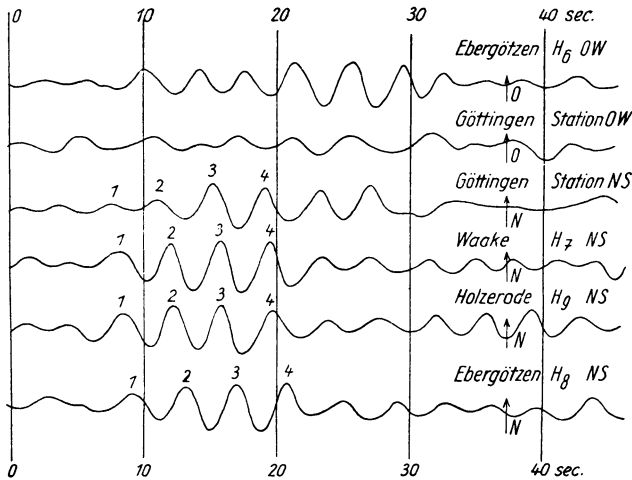


Fig. 5. Gleichzeitige Aufzeichnung der Bodenunruhe an vier Stationen auf gleichen Zeitmaßstab umgezeichnet

zuzuordnen. Die Registrierungen wurden zunächst genau wie bei Krug ausgewertet, d. h. aus der Differenz der Ankunftszeiten von Umkehrpunkten und aus den zugehörigen Wellenwegen wurde die Fortpflanzungsgeschwindigkeit berechnet. Entsprechend wurden aus den Ankunftszeiten und aus der Lage der Schwingungsbahnen die Wellenfront und Herkunftsrichtung bestimmt. Die horizontale Projektion der Bodenbewegung konnte freilich nur für zwei Stationen gezeichnet werden. Bei der dritten konnte wegen der sehr großen Ähnlichkeit der Schwingungsbilder in der NS-Komponente auf gleichgute Übereinstimmung in der EW-Komponente und damit auf ähnliche Schwingungsfiguren geschlossen werden. Der zeitliche Verlauf von Amplitude, Periode und Laufzeit wurde in gleicher Weise beobachtet wie von Krug, (Fig. 10, 11, Zeitschr. f. Geophys. 13, 340, 342, 1937), ebenso die Schwingungsfiguren (Fig. 4, 334, 1937). Die Richtung der

Wellennormalen und der Hauptachse der Schwingungsbahn pendeln jedesmal um die gleiche Richtung (Fig. 7, S. 338). Aus den Differenzen der Ankunftszeiten und den wahren Wellenwegen ergibt sich eine scheinbare Geschwindigkeit für den

17. XI. $v \sim 3.5$ km/sec,	19. XI. $v \sim 2.8$ km/sec,
18. XI. $v \sim 4.0$ km/sec,	20. XI. $v \sim 3.0$ km/sec.

Die scheinbare Herkunftsrichtung ist für den

17. XI. westsüdwestlich,	19. XI. westnordwestlich,
18. XI. nordwestlich,	20. XI. westlich.

Die Wetterentwicklung vom 16. bis 17. XI. zeigt Druckanstieg über Skandinavien. Gleichzeitig beginnt ein tagelang im Raum um die Azoren gelegenes Tief unter stetiger Vermehrung seiner Energie auf den europäischen Kontinent überzugreifen, Fig. 6. Am 17. wird dieses Tief nordwärts gelenkt und schwenkt ein neues bereits kräftiges Teiltief um seine Südseite herum auf die Biskaya zu. Der Kaltlufteinbruch, der gleichzeitig auch in das Mittelmeer hinein erfolgt, führt über dem Golf von Genua zur Zyklonenbildung.

Am 18. XI. hatte sich das kräftige Tief des Vortages in den Raum zwischen Schottland und Island verlagert, liegt also jetzt in nordwestlicher Richtung, Fig. 6. Die Zone tiefen Drucks vor der europäischen Westküste festigt sich weiter.

Göttingen	Waake	Holzerode	Ebergötzen	Wa—Gö Δt_1	Ho—Wa Δt_2	Eb—Ho Δt_3
7.2	7.6	8.1	8.7	0.4	0.5	0.6
10.3	10.9	10.9	11.9	0.6	0.0	1.0
13.5	13.5	13.5	14.7	0.0	0.0	1.2
48.00	48.10	49.44	50.60	0.10	1.34	1.16
52.71	52.89	53.08	53.98	0.18	0.19	0.90
57.85	57.72	57.56	58.31	- 0.13	- 0.16	0.75
3.38	2.70	1.46	2.60	- 0.68	- 1.24	1.14
4.2	3.5	2.7	4.0	- 0.7	- 0.8	1.3
6.3	7.1	6.8	8.0	0.8	- 0.3	1.2
10.5	11.1	10.8	12.0	0.6	- 0.3	1.2
13.8	15.5	15.1	16.7	1.7	- 0.4	1.6
38.0	38.9	39.6	39.7	0.9	0.7	0.1
41.6	42.6	42.6	43.8	1.0	0.0	1.2
45.9	46.5	46.4	47.7	0.6	- 0.1	1.3
49.8	50.0	50.2	51.2	0.2	0.2	1.0

Bei verstärkter Westströmung hatte sich vom 18. zum 19. ein Sturmtief entwickelt, welches über Spanien ostnordostwärts fortschritt. In der Biskaya gab es vollen Sturm. Ein Tief, das bereits an Energie verlor, zog von Irland in Richtung auf Island. Am 20. ist eine vollständige Zentrierung des seit Tagen umfangreichen westeuropäischen Tiefdruckgebietes erfolgt. Die Wetterkarte von 8 Uhr zeigt den Kern bereits vor der südsandinavischen Küste. In dieser Richtung zieht es weiter, nachdem es im deutschen Küstengebiet vollen Südweststurm

hervorgerufen hatte. Aus den Karten der dreistündigen und der vierundzwanzigstündigen Luftdruckänderung können wir die ungefähre Lage zur Zeit der Registrierung von jeweils 1 Uhr früh bestimmen (Fig. 6). Ebenso gibt die aus den Ankunftszeiten bestimmte Herkunftsrichtung die Lage des Tiefdruckgebietes an.

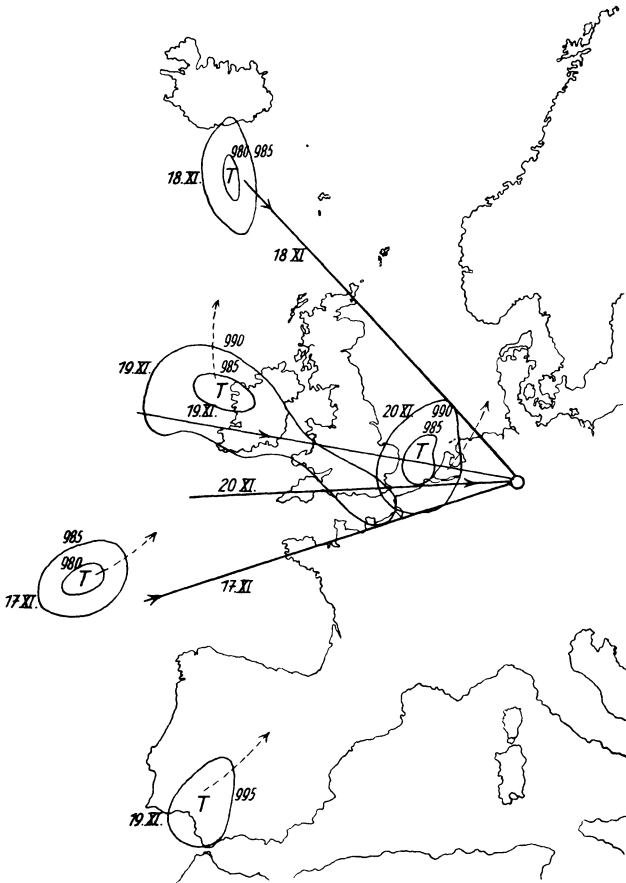


Fig. 6. Scheinbare Herkunftsrichtung der Bodenunruhe und Lage des Tiefdruckkerns für die Tage vom 17. bis 20. November 1937. ---> Zugrichtung des Tiefdruckkerns. —> Scheinbare Herkunftsrichtung der Bodenunruhe

Damit ist nicht gesagt, ob das Sturmtief als solches oder die dadurch verursachte Küstenbrandung die Ursache der Bodenunruhe bildet. Die scheinbare Herkunftsrichtung ändert sich in den Tagen vom 17. bis 20. XI. 1939 in sehr ähnlicher Weise wie die Lage der Sturmtiefs.

In der vorstehenden Tabelle sind als ein Beispiel die Ankunftszeiten der Umkehrpunkte der NS-Komponente in sec für etwa 2 Minuten des 19. XI. 1937

angegeben. Δt_1 ist die Differenz der Ankunftszeiten zwischen Waake und Göttingen, Δt_2 zwischen Holzerode und Waake, Δt_3 zwischen Ebergötzen und Holzerode.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die bisher noch als Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Bodenunruhe bezeichnete Wanderungsgeschwindigkeit der Umkehrpunkte an verschiedenen Tagen um verschiedene Werte der Größenordnung 2 bis 4 km/sec schwankt. Dieses Ergebnis gilt nur für die drei Außenstationen. Die vierte Kontrollstation ließ sich nicht in der gleichen Weise einbeziehen. Es hat den Anschein, daß gleiche ausgeprägte Schwingungsbilder an zwei etwa 6 km voneinander entfernten Stationen gleichzeitig beobachtet werden können. Das entspricht einer sehr hohen Scheingeschwindigkeit. Die von Krug gemessene Wanderungsgeschwindigkeit von 1100 m/sec wurde bei diesen Messungen nicht wiedergefunden. Als Herkunftsrichtungen wurde SSW bis NW gefunden. Die von Krug beobachtete Hauptrichtung N 51° E wurde nicht wieder festgestellt. Auffallend bleibt, daß auch bei Aufzeichnungen über jeweils 15 Minuten an mehreren aufeinanderfolgenden Tagen die ermittelten Phasengeschwindigkeiten immer um bestimmte Werte zu schwanken scheinen. Bei den Messungen vom 16. bis 20. XI. 1937 ergibt sich eine Phasengeschwindigkeit von der Größenordnung 3 km/sec entsprechend der erwarteten wahren Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Oberflächenwellen. Diese Ergebnisse stellen aber Mittelwerte von jeweils höchstens 4 bis 5 Schwingungen im Maximum der Schwebung dar. Dabei schwanken die Werte im allgemeinen um 30 bis 40%, nur an besonders günstigen Stellen um 20% und weniger.

Die oben angegebene Wertetabelle enthält fortlaufend immer nur 4 bis 5 Schwingungen. Dann kommt eine Lücke, die dem Schwebungsminimum entspricht. Dort würden sich alle möglichen Geschwindigkeiten von 0 bis ∞ ergeben.

Die Möglichkeiten für eine Deutung ergaben sich aus dem Vergleich der Wetterlagen vom 13. I. 1937 (Krug's Dreiecksmessung) und der vom 19. XI. 1937 (Messung Holzerode—Ebergötzen—Waake—Göttingen). Am 13. I. hatten wir eine ausgesprochene Nordwetterlage. Ein starkes Tiefdruckgebiet liegt vor der norwegischen Küste. Die Richtung N 51° E zeigt freilich erheblich weiter ostwärts. Am 19. XI. herrscht die oben beschriebene Westwetterlage, während es an der norwegischen Küste verhältnismäßig ruhig ist. Es wird also vermutet, daß die natürliche Bodenunruhe von zwei oder mehreren Sendern (Sturmzentren) verschiedener und wechselnder Stärke ausgeht. Als Beispiel können die norwegische Küste und der Golf von Biskaya angegeben werden. Bei den Bodenunruhewellen hätten wir es danach mit der Überlagerung zweier oder mehrerer Teilwellen verschiedener Frequenz und verschiedener Richtung zu tun. Dann wäre auch die beobachtete Geschwindigkeit als Wanderung der Maxima einer solchen kombinierten Welle zu deuten. Dabei scheinen die Phasengeschwindigkeiten im Schwebungsmaximum der Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Teilwelle zu entsprechen. Wenn bei einer sehr ausgesprochenen Wetterlage nur *ein*

Sender in Erscheinung tritt, dürfte man erwarten, auf dem angegebenen Wege die wahre Fortpflanzungsgeschwindigkeit der natürlichen Bodenunruhe zu ermitteln.

Um die Annahme von zwei verschiedenen Sendern für die Dreiecksmessung Krug und die Messung Holzerode usw. nachzuprüfen, wurde für den 13. I. (Sturmtief an der norwegischen Küste) und den 19. XI. (Sturmtief in der Biskaya) das Stationsmaterial von Hamburg, Königsberg, Stuttgart, Jena, Zürich, Paris, Straßburg, Uccle untersucht.

In der folgenden Tabelle ist das Verhältnis von NS zu EW für die beiden Tage an den verschiedenen Stationen verglichen.

Station	NS/EW 13. I.	NS/EW 19. XI. 38
Stuttgart	1.8	0.7
Straßburg	0.7	0.8
Paris	1.0	0.4
Zürich	1.3	1.2
Jena	1.0	1.0
Kew	1.6	1.0
Hamburg	1.65	1.0
Königsberg	2.3	(0.8)

(NS fast keine Bewegung am 19. November 1938.)

Es scheint tatsächlich ein Zusammenhang zu bestehen. Abweichungen sind auf Verschiedenheiten des geologischen Untergrundes und des vermutlich großtektonischen Zusammenhanges [s. R. Schwinner *)] zurückzuführen. Berücksichtigt man diesen Einfluß, dann zeigt sich, daß die Stationen Straßburg, Paris, Zürich usw. vor allem im Bereich der Biskaya-Störungen liegen, und daß Hamburg, Kew usw. wesentlich unter dem Einfluß der vor Norwegen liegenden Depression stehen. Göttingen, Jena und Stuttgart werden annähernd gleichstark von der Biskaya und der Nordsee beeinflußt.

Gleichzeitige Aufzeichnung der Bodenunruhe an drei Stationen in drei Komponenten. Eine Erweiterung und Vervollständigung der bisherigen Messungen sollten die Untersuchungen in drei Komponenten bilden. Die vollständige räumliche Bewegung eines Bodenteilchens und die Veränderung des Schwingungsbildes mit der Zeit gleichzeitig für mehrere Stationen soll dargestellt werden. Das Verhältnis von H zu Z ist bisher nur an festen Stationen bestimmt worden; Ausbreitungsgeschwindigkeit und Herkunftsrichtung der Bodenunruhe berechnet aus der Vertikalkomponente noch nicht. Zur Erklärung der physikalischen Natur der Bodenunruhewellen ist aber die Kenntnis aller drei Komponenten notwendig.

*) R. Schwinner: Mikroseismische Bodenunruhe und Gebirgsbau. Zeitschr. f. Geophys. IX, 332 (1933).

Im Juli 1937 wurden bei nur schwacher Sommerbodenunruhe Voruntersuchungen durch gleichzeitige Aufnahme von H_7 (EW), H_8 (NS) und Wiechert $1.3 t$ (Z) vorgenommen. Im zeitlichen Verlauf war die räumliche Bahn eines Bodenteilchens äußerst kompliziert, da sich die Periode in der H - und Z -Komponente zeitlich verschieden ändert. „Schöne“ Schwingungsbilder gibt es aber nur bei gleicher Periode in allen drei Komponenten. Für einen solchen Zustand ist die Bodenbewegung in Fig. 7 gezeichnet. Das Verhältnis von H zu Z betrug 3:1 bis 4:1 im Mittel, die Maximalamplituden von Z 0.1 bis 0.2μ . Das räumliche Modell der Bahn eines Bodenteilchens ist von SO nach NW geneigt. Dieser Abfall von S nach N wurde zu verschiedenen Zeiten gefunden. Untersuchungen über den Drehungssinn gaben kein einheitliches Bild. Nach Durchgang durch ein Minimum, in dem die Schwingungsbahn nicht mehr zu zeichnen war, konnte sich der Drehungssinn umkehren.

Weitere Voruntersuchungen wurden mit den beiden neuen Vertikalapparaten in der Zeit vom 20. II. bis 11. III. 1938 durchgeführt.

Die eigentliche Dreiecksmessung wurde in der Gegend des Göttinger Instituts ausgeführt, da als dritter Vertikalapparat das Stationspendel benötigt wurde. Registrierungen am Stadtrand von Göttingen, in Weendespring, Klostergut und Versuchsgut Weende, in Nikolausberg und Knochenmühle ergaben gute Vergleichbarkeit ausgeprägter Schwingungsbilder zwischen Institut, Versuchsgut Weende und Knochenmühle. Anormale Abweichungen, die durch den geologischen Untergrund bedingt sind, zeigten sich vor allem in Weendespring und Klostergut Weende. Bei stark abnehmender Intensität waren auch die Schwingungsbilder nicht mehr vergleichbar. In Weendespring stand die Station nur 10 m von dem steil abfallenden Muschelkalk im Keller eines auf schlammigem Quellboden ruhenden Hauses.

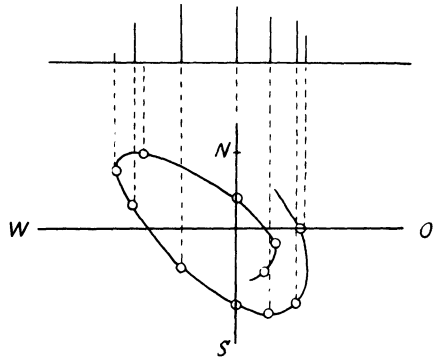


Fig. 7. Projektion der räumlichen Bodenunruhe auf die Horizontalebene. Im oberen Teil der Figur die Vertikalkomponente in den einzelnen Punkten als Höhe. (Von Punkt zu Punkt $\frac{1}{2}$ sec, dargestelltes Intervall = 5 sec)

Geschwindigkeitsbestimmungen ergaben an verschiedenen Tagen verschiedene Mittelwerte im Bereich von 1 bis 4 km/sec.

Die weiteren Messungen wurden ganz erheblich durch die Mitwirkung eines Göttinger Senders erleichtert. Es wurden Sekundenmarken mit einer Kontaktuhr gesendet, die durch wechselnde Minutenmarken unterbrochen wurden. Die Station Geophysikalisches Institut registrierte gleichzeitig die Sekundenkontakte der Riefleuhr zur Kontrolle.

Für die Registrierung am 24. III. 1938 17 bis 20 Uhr waren folgende Apparate aufgestellt: In Versuchsgut Weende H_8 (NS) und LPZ_1 , Knochenmühle H_9 (NS) und LPZ_2 , Göttingen Institut H_6 (EW), H_7 (NS) und Wiechert 1.8 t (Z). Ausgeprägte Schwingungsbilder ließen sich an allen drei Stationen sowohl in der H - als auch in der Z -Komponente identifizieren (Fig. 8).

Auffallend sind sehr starke und nichtperiodische Schwankungen des Verhältnisses H/Z . Die Werte für H/Z liegen zwischen 0.8 und 6 und haben eine

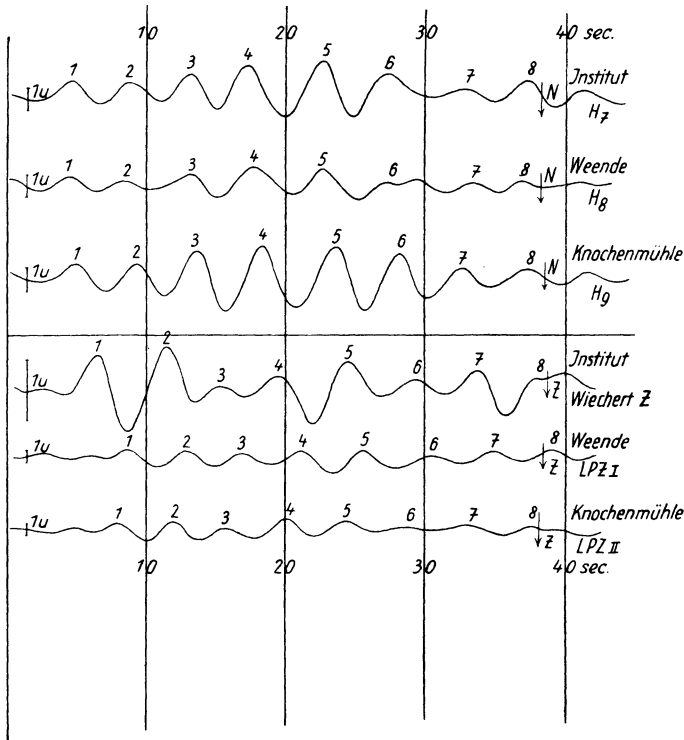


Fig. 8.

Gleichzeitige Aufzeichnung der Bodenunruhe an drei Stationen in Horizontal- und Vertikalkomponente auf gleichen Zeitmaßstab umgezeichnet

Häufungsstelle bei dem Mittelwert $H/Z = 3.4$. Die Vertikalprojektion der Bodenbewegung auf die NS-Ebene konnte nur für Stellen annähernd gleicher Periode in NS und Z gezeichnet werden (Fig. 10). Die Bilder sind an allen drei Stationen ähnlich. Wir erkennen, daß ein Umkehrpunkt in Göttingen bei sec 1, an der Knochenmühle zwischen sec 2 und 3 und am Versuchsgut bei sec 2 liegt. Bestimmen wir wieder Lage der Wellenfront und Differenz der Ankunftszeiten in sec für die drei Stationen in der Vertikalkomponente, so ergeben sich folgende Werte (siehe Tabelle auf S. 318 oben).

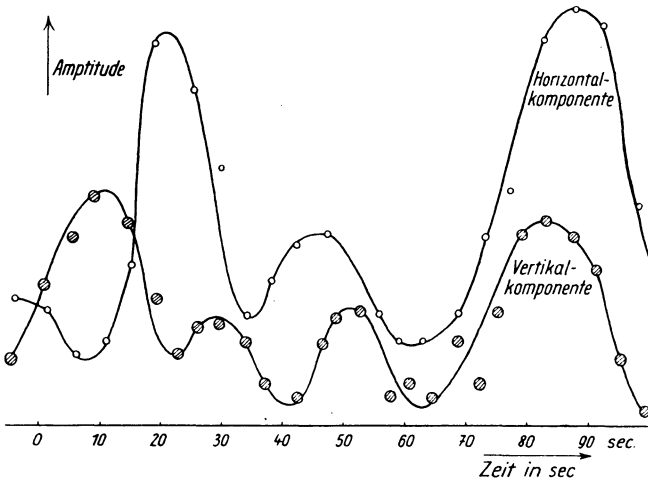


Fig. 9.
Gleichzeitige Amplitudenfolge der Horizontal- (○)
und Vertikalkomponente (⊗)

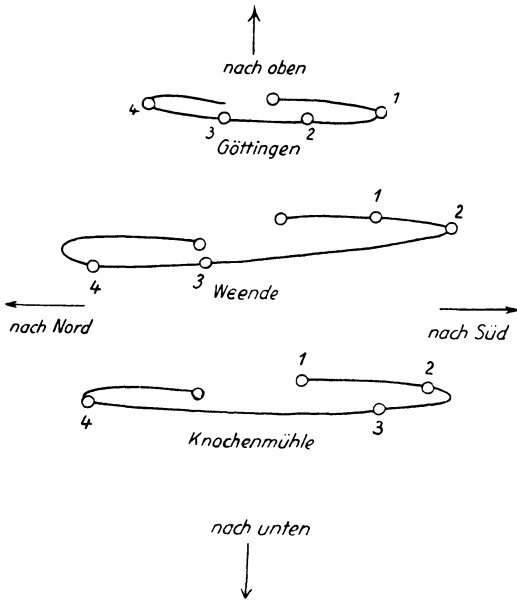


Fig. 10.
Projektion der Bodenbewegung auf die Meridianebene nach gleichzeitiger
Aufzeichnung an drei Stationen (○ bis ○ = 1 sec)

I Institut WZ	II Knochenmühle LPZ ₂	III Versuchsgut LPZ ₁	II—I	III—II
9.5	10.7	10.2	Δt_1 1.2	Δt_2 — 0.5
12.4	13.6	13.5	1.2	— 0.1
15.8	16.7	17.2	0.9	0.5
19.4	20.2	21.1	0.8	0.9
23.5	23.8	25.1	0.3	1.3
27.5	27.3	24.2	— 0.2	1.9
34.5	34.6	35.6	0.1	1.0
39.7	40.7	40.6	1.0	— 0.1
57.0	58.0	58.5	1.0	0.5
61.1	61.7	62.4	0.6	0.7

Als mittlere Herkunftsrichtung finden wir SSW. Die mittlere Geschwindigkeit würde 1 km/sec betragen.

Die Horizontalkomponente (NS) konnte nicht genau zur gleichen Sekunde, aber innerhalb derselben Minute ausgewertet werden.

III Versuchsgut H ₈	I Institut H ₇	II Knochenmühle H ₉	I—III	II—I
0.0	0.4	0.7	Δt_2 0.4	Δt_1 0.3
1.8	2.3	2.8	0.5	0.5
9.1	9.5	9.7	0.4	0.2
5.2	6.6	6.0	1.4	— 0.4
7.1	7.6	8.0	0.5	0.4
10.0	9.8	10.5	— 0.2	0.7
12.7	12.7	13.0	0.0	0.3
14.8	15.0	15.4	0.2	0.4
17.7	17.7	18.1	0.0	0.4
22.5	22.8	23.1	0.3	0.3

Danach ergibt sich aus der NS-Komponente eine ganz andere Herkunftsrichtung WNW und eine andere Geschwindigkeit $v = 3.5$ km/sec.

Wir dürfen die Wanderungsgeschwindigkeit der Umkehrpunkte nicht als Wanderungsgeschwindigkeit der Energie ansehen. Ebenso ist die Bestimmung der Herkunftsrichtung aus der Differenz der Ankunftszeiten unsicher. Sowohl aus der Differenz der Ankunftszeiten wie aus der Hauptachse der Schwingungsbahn ergibt sich aber annähernd die gleiche Richtung.

Bei Annahme nur einer fortschreitenden Welle bei der natürlichen Bodenunruhe kommt man zu bestimmten Widersprüchen, die zu der schon bei Krug [5] angedeuteten Vorstellung von einer aus zwei Teilwellen zusammengesetzten Welle geführt haben. Krug hat bereits versucht, die Frequenzen der Teilwellen zu ermitteln. Versuche zeichnerischer Darstellung zeigten uns dann qualitativ, daß die Versuchsergebnisse sich am einfachsten durch die Überlagerung zweier Teilwellen verschiedener Richtung und Frequenz erklären lassen. Die zur quantitativen Behandlung notwendigen Formeln hat R. Bungers [6] dann eingehend diskutiert. Es sei deshalb hier auf diese gleichzeitig erscheinende Arbeit verwiesen, in der auch die zur Veranschaulichung dienlichen Figuren zu finden sind.

Bemerkenswert erscheint, daß einzelne Schlußfolgerungen, die in der angegebenen Arbeit [6] rein mathematisch gezogen und dann physikalisch gedeutet wurden, gleichzeitig und unabhängig als Ergebnisse der experimentellen Untersuchung gefunden wurden. Unter diesem Gesichtspunkt fassen wir noch einmal die Versuchsergebnisse zusammen und versuchen aus der neuen Vorstellung eine Deutung zu geben. Unter der Annahme einer einheitlichen Wellenfront ergeben sich folgende Widersprüche:

1. Bei der Auswertung eines vollkommenen Schwebungsintervalles ließen sich wohl im Maximum scheinbare Phasengeschwindigkeiten von der Größenordnung 3000 ± 500 m/sec als Mittelwerte bestimmen. Dabei wird in Richtung der kleinsten Geschwindigkeit, das ist senkrecht zur Wellenfront, gemessen und damit angenommen, daß eine Wellenfront vorhanden ist. Im Schwebungsminimum ergaben sich aber alle möglichen Geschwindigkeiten von 0 bis ∞ . Die Werte ändern sich mit der Periode der Schwebung.

Erklärung: Wir betrachten zwei ebene Wellen gleicher Geschwindigkeit, aber verschiedener Frequenz und verschiedener Herkunftsrichtung. Jetzt ist die Richtung kleinster Geschwindigkeit vom Ort und von der Zeit abhängig. Sie ändert sich mit der Periode der Schwebung. Aber auch in Richtung der kleinsten Geschwindigkeit erhalte ich nicht die wahre Geschwindigkeit der Teilwellen. Sie ändert sich ebenfalls mit der Periode der Schwebung und kann kleiner oder größer als die wahre Geschwindigkeit sein. Nur im Schwebungsmaximum kann man bei Überwiegen einer Teilwelle einen annähernd richtigen Wert erwarten.

2. Der zweite Widerspruch ergab sich bei der gleichzeitigen Aufzeichnung an vier Stationen. Phasengleichheit bei einem Wellenweg von 6 km ist für eine Welle mit der Geschwindigkeit von 3 km/sec, der Periode von 6 sec und der Wellenlänge $\lambda = 18$ km nicht zu erklären, da gleiche Schwingungszustände nur längs der Fronten im Abstand $n \cdot \lambda$ vorkommen.

Erklärung: Die Linien gleicher Phase überdecken bei zwei Wellen verschiedener Fortschreitungsrichtung die Ebene mit „Periodenparallelogrammen“. Punkte gleichen Schwingungszustandes sind schachbrettartig über die Ebene verteilt. Zwei derartige Punkte können sehr wohl so liegen, wie bei der gleichzeitigen Aufzeichnung an vier Stationen gefunden wurde.

3. Unter der Annahme einer einheitlichen Wellenfront ergibt sich ein dritter Widerspruch: Die Drehung der Hauptachse der Schwingungsbahn und entsprechend der Herkunftsrichtung würde verlangen, daß die Welle nacheinander in verschiedenen Herdgebieten erregt wird. Außerdem soll die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in jeder neuen Richtung verschieden sein. Das widerspricht aber unseren physikalischen Erfahrungen.

Erklärung: Für den Fall zweier linear polarisierter Wellen aus senkrecht aufeinanderstehenden Herkunftsrichtungen erhalten wir die bekannten Lissajous'schen Figuren. R. Bungers [6] behandelt den allgemeineren Fall und findet, daß die Hauptachse tatsächlich mit der Periode der Schwebung schwankt und daß sich die verschiedenen gemessenen Wellengeschwindigkeiten entsprechend erklären lassen.

4. Die Messungen in zwei und drei Komponenten ergaben für jede Komponente eine andere Phasengeschwindigkeit und Fortschreitungsrichtung. So hatte z. B. die Vertikalkomponente eine Herkunftsrichtung SSW und eine Geschwindigkeit $v = 1000$ m/sec, die Horizontalkomponente eine Herkunftsrichtung WNW und eine Geschwindigkeit $v = 3500$ m/sec.

Erklärung: Kommen die beiden Teilwellen z. B. aus der NS- bzw. EW-Richtung, dann erhält man mit der NS-Komponente die EW-Fortschreitungsrichtung und umgekehrt. Die Theorie der Schwingungsellipsen [6] ergibt, daß im allgemeinen die Phasengeschwindigkeit und Fortschreitungsrichtung für jede Komponente verschieden ist.

Dies Ergebnis ist experimentell und theoretisch unabhängig voneinander gefunden worden.

Um Mißverständnisse auszuschalten, sei noch ausdrücklich betont, daß die Bodenunruhewellen zwar wahrscheinlich aus zwei oder mehreren Teilwellen verschiedener Frequenz und verschiedener Fortschreitungsrichtung zusammengesetzt sind. Es ist aber unsicher und meines Erachtens auch unwahrscheinlich, daß diese Teilwellen von zwei oder mehreren bestimmt lokalisierten Sendern ausgehen, etwa von der Biskaya und der norwegischen Küste. Es besteht auch die Möglichkeit, daß im Falle *eines* vorherrschenden Herdes eine zweite und dritte Teilwelle an kontinentalen Schichten oder Blöcken angeregt oder reflektiert wird.

Zum Schluß möchte ich Herrn Prof. Angenheister für die vielseitigen Anregungen zu dieser Arbeit und sein stetes förderndes Interesse herzlich danken. Besonders danke ich auch Herrn Dr. Schulze und Dr. Förtsch für ihre aufopfernde Hilfe bei den Messungen an den verschiedenen Außenstationen.

Literatur

- [1] G. Angenheister: Seismik (Erdbebenwellen). Handb. d. Phys. Bd. VI, Kap. 8, S. 556.
- [2] E. Wiechert: Theorie der automatischen Seismographen. Abhandlg. d. Göttinger Akad., Bd. 2, I (1903).
- [3] B. Galitzin: Vorlesungen über Seismometrie. Leipzig 1914.
- [4] H. Martin: Schwingungslehre. Handb. d. Experimentalphys. Bd. XVII/I.
- [5] H. D. Krug: Ausbreitung der natürlichen Bodenunruhe. Zeitschr. f. Geophys. (1937), S. 328.
- [6] R. Bungers: Die Überlagerung zweier Wellen verschiedener Herkunftsrichtung. Ebenda (1939).
- [7] J. Lacoste: A propos de travaux récents sur les ondes microseismiques. Ann. Phys. Globe France Outre Mer 4, 5—10 (1937).
- [8] A. W. Lee: World-wide survey of microseismic disturbances. Geophys. Mem. 62 Meteor. Office, London 1934.
- [9] P. Bernhard: Relations entre la houle sur la Côte du Maroc et l'agitation microseismique en Europe Occidentale. C. R. Acad. Soc. Paris 205, 163—165 (1937).
- [10] J. A. Archer: On the direction of approach of microseismes. Month. Not. Geophys. Suppl. 4, 185—196 (1937).

Göttingen, Geophysikalisches Institut, im Februar 1939.

Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Institutes in Göttingen

XXXVII. Die Überlagerung zweier Wellen verschiedener Herkunftsrichtung

Von **R. Bungers**, Göttingen. — (Mit 5 Abbildungen)

Auf Grund von Beobachtungen an Bodenunruhewellen ist es erforderlich, die Überlagerung zweier ebener Wellen verschiedener Herkunftsrichtung zu studieren. Im § 1 wird gezeigt, welche Bestimmungsgrößen der Teilwellen man durch Analyse des Überlagerungsbildes an einem festen Ort erhalten kann. Hierzu wird ein geometrisches Verfahren zur Analyse von Schwebungen angegeben, indem der Begriff der „Schwebungsellipse“ eingeführt wird. Im § 2 werden die Strömungsverhältnisse der Phasen untersucht, vor allem wird die Phasengeschwindigkeit studiert. Es ergibt sich nach Größe und Richtung eine komplizierte periodische Änderung mit der Periode der Schwebung. § 3 behandelt die Theorie der Schwingungsellipsen in der Horizontalebene. Es zeigt sich, daß die Richtung der großen Achse der Schwingungsellipse periodisch mit der Periode der Schwebung schwankt, eine Erscheinung, die bei Bodenunruhewellen beobachtet worden ist.

Einleitung. Auf die Diskussion der Funktion von γ_1 und γ_2

$$z(\gamma_1, \gamma_2) = A_1 \cdot \sin \gamma_1 + A_2 \cdot \sin \gamma_2 \dots \dots \dots (1)$$

worin A_1 und A_2 konstant sind, wird man in der Physik geführt, wenn man es bei einem Schwingungsvorgang nicht mit einer rein harmonischen Welle oder Schwingung zu tun hat, sondern eine Überlagerung mehrerer Wellen oder Schwingungen in Betracht ziehen muß. Diese Funktion stellt nämlich den einfachsten Fall einer Überlagerung dar; daraus erklärt sich ihre Wichtigkeit. Man kann sie bekanntlich folgendermaßen umformen:

$$z(\gamma_1, \gamma_2) = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos \Delta \gamma} \cdot \sin \left[M \gamma + \arctg \left(\frac{A_1 - A_2}{A_1 + A_2} \cdot \tg \frac{\Delta \gamma}{2} \right) \right], \quad (2)$$

worin Δ die Differenz und M das arithmetische Mittel von γ_1 und γ_2 bedeutet, d. h.

$$\Delta \gamma = \gamma_1 - \gamma_2; \quad M \gamma = \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2}.$$

Diese Umformung ist nicht etwa irgendwie „eindeutig“, d. h. man könnte z auch irgendwie anders in „Amplitude“ und sin-Funktion trennen; aber die Trennung so vorzunehmen, liegt nahe, einmal, wenn man die Funktion durch Zufügung eines Imaginärteils (mit \cos statt \sin) zu einer komplexen Funktion ergänzt und dann Betrag und arc bestimmt, und zweitens, weil diese Art der Darstellung Bedeutung bei vielen physikalischen Problemen hat.

1. Den Fall der Schwebungen, der in einer früheren Arbeit ausführlich diskutiert worden ist [1], erhält man aus (1), wenn man

$$\gamma_1 = \omega_1 t + \varphi_1; \quad \gamma_2 = \omega_2 t + \varphi_2$$

setzt und t als die Zeit, ω_1 und ω_2 als nicht sehr viel voneinander verschiedene Kreisfrequenzen und φ_1, φ_2 als Phasenkonstanten deutet.

2. Sind φ_1 und φ_2 noch lineare Funktionen einer Ortskoordinate x :

$$\varphi_1 = -\frac{\omega_1}{v_1} \cdot x + c_1; \quad \varphi_2 = -\frac{\omega_2}{v_2} \cdot x + c_2,$$

worin c_1 und c_2 konstant sind, ist also

$$\gamma_1 = \omega_1 \cdot \left(t - \frac{x}{v_1} \right) + c_1; \quad \gamma_2 = \omega_2 \cdot \left(t - \frac{x}{v_2} \right) + c_2,$$

so haben wir die allgemeine lineare Ausbreitung zweier Wellen längs der x -Achse mit den Kreisfrequenzen ω_1 und ω_2 und den Geschwindigkeiten v_1 und v_2 . Im speziellen Fall $\omega_1 = \omega_2$ haben wir Interferenzen längs der x -Achse. Auch auf diesen zweiten Fall lassen sich bei *sinngemäßer* Übertragung die Ergebnisse der zitierten Arbeit über Schwebungen anwenden.

3. Eine weitere Verallgemeinerung erhält man, wenn man zwei ebene Wellenzüge untersucht, die sich unter einem bestimmten Winkel in der Ebene kreuzen. Wir haben dafür zu setzen:

$$\left. \begin{aligned} \varphi_1 &= -\frac{\omega_1}{v_1} \cdot (x \cdot \cos \alpha_1 + y \cdot \sin \alpha_1) + c_1; \\ \varphi_2 &= -\frac{\omega_2}{v_2} \cdot (x \cdot \cos \alpha_2 + y \cdot \sin \alpha_2) + c_2, \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3)$$

also

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= \omega_1 \cdot \left(t - \frac{x \cdot \cos \alpha_1 + y \cdot \sin \alpha_1}{v_1} \right) + c_1; \\ \gamma_2 &= \omega_2 \cdot \left(t - \frac{x \cdot \cos \alpha_2 + y \cdot \sin \alpha_2}{v_2} \right) + c_2, \end{aligned}$$

worin α_1 und α_2 die Winkel der Wellennormalen gegen die positive x -Achse und v_1 und v_2 die Geschwindigkeiten der Teilwellen bedeuten.

Dieser Fall hat in jüngster Zeit in der Geophysik Bedeutung gewonnen. Auf Grund neuerer Untersuchungen über die mikroseismische Wellenbewegung von 4 bis 10 sec Periode stößt man auf die Frage, ob man die beobachteten Erscheinungen nicht oft durch Überlagerung zweier Wellenzüge von verschiedener Richtung deuten kann, ob man z. B. unter dieser Voraussetzung die typischen Schwebungsbilder auf den Seismogrammen erklären kann. Die folgenden Ausführungen sollen einen Beitrag zu diesem Problem liefern und zeigen, was von den experimentellen Befunden sich unter den gemachten Annahmen deuten läßt.

Wir wollen uns die Sachlage geometrisch veranschaulichen, indem wir in der Ebene für beide Wellen die Linien gleicher Phase zeichnen (Fig. 1). Wir er-

halten dadurch ein System von „Periodenparallelogrammen“, das uns die Verhältnisse sehr klar vor Augen führt. λ_1 und λ_2 sind die beiden Wellenlängen. Die Lage eines Periodenparallelogramms liefert uns Richtung und Wellenlänge der Teilwellen.

Man könnte vermuten, daß die Ullerschen Ansätze ([4], dort auch weitere Literatur) zur Lösung der vorgelegten Aufgabe herangezogen werden könnten; doch scheint uns das nicht möglich zu sein. Zur Deutung der experimentell gefundenen Tatsachen genügt jedenfalls der von uns gemachte Ansatz, ohne allzu

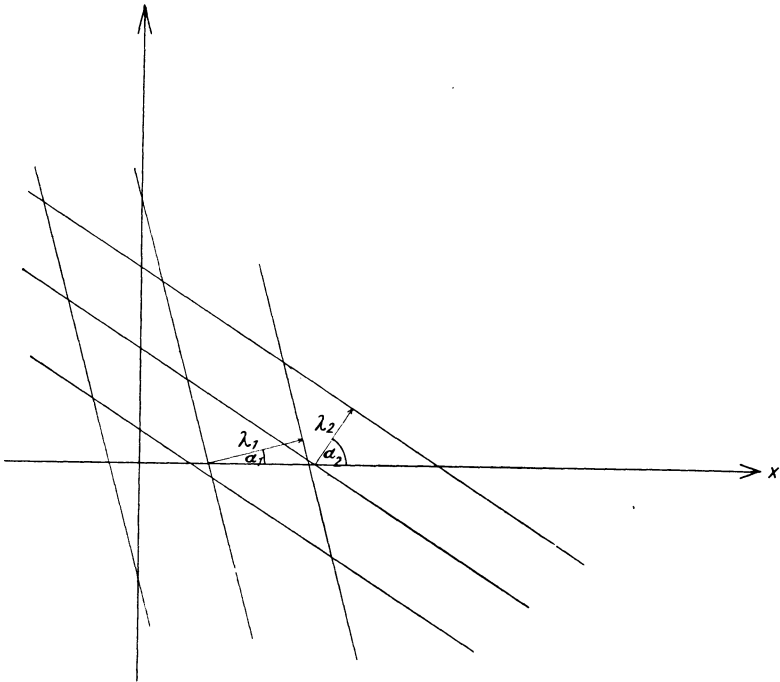


Fig. 1. Periodenparallelogramm bei zwei sich kreuzenden Wellen

kompliziert zu sein. Die sich aus der theoretischen Behandlung ergebenden Methoden zur Auswertung der Aufzeichnung von Bodenunruhewellen (welche wir zum Teil erst in einer späteren Arbeit ableiten werden) rechtfertigen durchaus diesen Standpunkt.

In der Akustik ist ein ähnliches Problem von Herm. Schwarz [3] behandelt worden. Jedoch war hier die Zielsetzung eine andere. Während nämlich in der Akustik mehr das Überlagerungsbild „im großen“ interessiert, also z. B. das Auftreten von Interferenzstreifen usw., ist für den Seismiker wegen der viel größeren hier auftretenden Wellenlängen (Größenordnung 20 km) nur die Überlagerung innerhalb eines Periodenparallelogramms von Interesse. Der Akustiker übersieht

eben ein großes System von Periodenparallelogrammen (vgl. z. B. die Tafeln I und II in [3]), während der Seismiker nur einen kleinen Ausschnitt eines Periodenparallelogramms studieren kann.

§ 1. *Beobachtungen am festen Ort.* Aus den Aufzeichnungen an einem festen Ort erhalten wir durch Analyse des Schwebungsbildes die Teilamplituden, die beiden Kreisfrequenzen und die Phasenverschiebungen, d. h. die Größen

$$A_1, A_2, \omega_1, \omega_2, \varphi_1, \varphi_2.$$

Die Gleichungen (3) enthalten nun den Zusammenhang der gemessenen Größen φ_1 und φ_2 mit den noch unbekanntem Größen $\alpha_1, \alpha_2, v_1, v_2, c_1, c_2$. Eine Station liefert also zwei Gleichungen für diese sechs Unbekannten; um sie zu bestimmen, müssen wir daher an drei Stationen messen. Wir führen nun die Hilfsvariablen ein

$$u_\nu = \frac{\omega_\nu}{v_\nu} \cdot \cos \alpha_\nu; \quad w_\nu = \frac{\omega_\nu}{v_\nu} \cdot \sin \alpha_\nu; \quad \nu = 1, 2,$$

woraus sich umgekehrt die gesuchten Größen folgendermaßen berechnen:

$$\alpha_\nu = \arctg \frac{w_\nu}{u_\nu}; \quad v_\nu = \frac{\omega_\nu}{\sqrt{u_\nu^2 + w_\nu^2}}; \quad \nu = 1, 2.$$

Wir haben dann für die sechs Unbekannten $c_\nu, u_\nu, w_\nu; \nu = 1, 2$, die sechs linearen Gleichungen

$$\left. \begin{aligned} \varphi'_\nu &= c_\nu - x' \cdot u_\nu - y' \cdot w_\nu, \\ \varphi''_\nu &= c_\nu - x'' \cdot u_\nu - y'' \cdot w_\nu, \\ \varphi'''_\nu &= c_\nu - x''' \cdot u_\nu - y''' \cdot w_\nu, \end{aligned} \right\} \nu = 1, 2,$$

worin die Striche die verschiedenen Stationen bezeichnen. Es sind also zwei Systeme mit je drei Unbekannten. Sie lassen sich dann und nur dann lösen, wenn die Determinante (die für beide Systeme die gleiche ist)

$$\Delta = \begin{vmatrix} 1 & x' & y' \\ 1 & x'' & y'' \\ 1 & x''' & y''' \end{vmatrix} \neq 0$$

ist. Das ist aber die notwendige und hinreichende Bedingung dafür, daß die drei Meßpunkte nicht auf einer geraden Linie liegen. Wir müssen also die drei Stationen immer so wählen, daß sie ein wirkliches Dreieck bilden.

Es wird im allgemeinen einfacher sein, statt der Werte φ_1 und φ_2 nur die Differenz $\varphi_2 - \varphi_1$ zu messen, weil man hierzu, wie aus Gleichung (2) hervorgeht, nur die Schwebungskurve zu berücksichtigen braucht. Nehmen wir noch, was meist möglich sein wird, $v_1 = v_2 = v$ an, dann haben wir in dem Ausdruck für $\varphi_2 - \varphi_1$ die vier Unbekannten $\alpha_1, \alpha_2, v, c_2 - c_1$, zu deren Berechnung wir also vier Stationen brauchen. Man wird von Fall zu Fall entscheiden müssen, welche Methode vorzuziehen ist. Es wird das im wesentlichen davon abhängen, wie gut die Schwebungen als solche ausgebildet sind, und ob man vier Meßeinrichtungen

zur Verfügung hat. Die Phasendifferenz $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ kann man z. B. graphisch bestimmen, wenn man den Begriff der „Schwebungsellipse“ einführt. Darunter wollen wir die Funktion

$$E(t) = \frac{1}{s^2(t)} = \frac{1}{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cdot \cos(\Delta\omega t - \varphi)} \quad (A_1 \neq A_2)$$

verstehen, die eine Ellipse in Form der Polargleichung darstellt. E ist der Radiusvektor, $p = \frac{1}{A_1^2 + A_2^2}$ der Parameter der Ellipse und $\varepsilon = \frac{2A_1A_2}{A_1^2 + A_2^2}$ die numerische Exzentrizität. Man hat dann die Normalform

$$E(t) = \frac{p}{1 + \varepsilon \cdot \cos(\Delta\omega \cdot t - \varphi)}$$

Nun ergibt sich φ als Neigungswinkel der großen Achse der Ellipse (in Richtung vom Brennpunkt, der der Nullpunkt ist, zum nächsten Kurvenpunkt, also nicht über den Mittelpunkt hinweg) gegen die Achse $t = 0$. Die Achsen der Ellipse sind

$$a = \frac{p}{1 - \varepsilon^2} = \frac{A_1^2 + A_2^2}{(A_1^2 - A_2^2)^2}; \quad b = \frac{p}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} = \frac{1}{|A_1^2 - A_2^2|}$$

woraus sich auch die Teilamplituden A_1 und A_2 berechnen lassen. Lediglich das Schwebungsintervall muß man zum Zeichnen der Schwebungsellipse kennen; denn daraus ergibt sich $\Delta\omega$, das den Winkelmaßstab bestimmt.

§ 2. *Betrachtung der Phasengeschwindigkeit.* Wir haben im vorigen Paragraphen eine Methode abgeleitet, um die unbekanntenen Größen, die die Teilwellen bestimmen, zu finden. Die wichtigsten dieser Größen sind die Geschwindigkeiten, die wir weiterhin als gleich annehmen wollen, da sich ja die Frequenzen nicht viel voneinander unterscheiden, und die Richtungswinkel der Teilwellen.

Im Falle einer Welle pflegt man die Phasengeschwindigkeit direkt zu messen, indem man eine bestimmte Phase in ihrem Verlauf in der Ebene verfolgt. Unter „Phasengeschwindigkeit“ schlechthin versteht man dann die Geschwindigkeit v einer Phase, gemessen in Richtung senkrecht zur Wellenfront. Mißt man in einer anderen Richtung, so erhält man eine größere „Scheingeschwindigkeit“ v' . v' hängt mit v durch die Gleichung

$$v' = v \cdot \frac{1}{\cos(\beta - \alpha)} \dots \dots \dots (4)$$

zusammen, wobei α der Winkel zwischen der Richtung von v' , β zwischen der Richtung von v und der positiven x -Achse sein soll (Fig. 2).

Wir versuchen, ein ähnliches Gesetz für den Fall zweier überlagerter Wellen abzuleiten. Das ist für den Fall der Mikroseismik besonders wichtig; denn oft lassen sich die Schwebungsfiguren nicht mit der nötigen Genauigkeit auswerten, und so wird man versuchen, die Geschwindigkeit direkt zu messen, indem man an drei Punkten mißt, deren Abstände klein sind gegen die Wellenlängen, und ver-

sucht, bestimmte Phasen, meist Maxima, an den drei Punkten einander zuzuordnen. Wir betrachten also die Ausbreitung einer Phase

$$\Phi(t, x, y) = \text{const} \dots \dots \dots (5)$$

der sin-Funktion in (2). Um den früher beschriebenen [1] anormalen Verhältnissen aus dem Wege zu gehen, haben wir eine Phase möglichst nicht im Schwebungsminimum auszusuchen. Die „Phasengeschwindigkeit in Richtung s“ ist dann

$$\begin{aligned} v' &= \frac{ds}{dt} \\ &= \cos \alpha \cdot \frac{dx}{dt} + \sin \alpha \cdot \frac{dy}{dt}, \end{aligned}$$

wenn die Richtung s mit der positiven x-Achse den Winkel α einschließt. Wir können uns das auch folgendermaßen veranschaulichen: An Stelle der in der

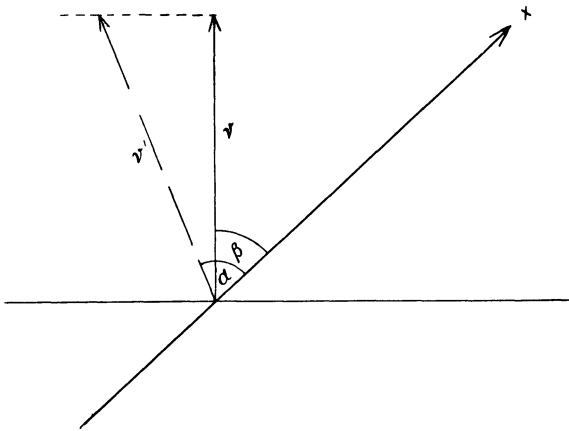


Fig. 2.
Scheinbare und wahre Phasengeschwindigkeit

Seismik sonst üblichen Laufzeitkurve tritt hier die „Laufzeitfläche“, deren Gleichung man durch Auflösung von (5) nach t erhält:

$$t = f(x, y) *).$$

Die „Richtung kleinster Geschwindigkeit“ wird geliefert durch die Richtung von grad f. Der Betrag der Geschwindigkeit in dieser Richtung ist

$\frac{1}{|\text{grad } f|}$. Ist s wieder eine beliebige Richtung, so liefert das Reziproke von

$$\frac{dt}{ds} = \frac{\partial f}{\partial x} \cdot \frac{dx}{ds} + \frac{\partial f}{\partial y} \cdot \frac{dy}{ds}$$

dann v'. Nach kurzer Rechnung erhält man

$$\frac{dt}{ds} = \frac{[u_1 A_1^2 + u_2 A_2^2 + A_1 A_2 \cdot (u_1 + u_2) \cdot \cos \Delta \gamma] \cdot \cos \alpha + [w_1 A_1^2 + w_2 A_2^2 + A_1 A_2 \cdot (w_1 + w_2) \cdot \cos \Delta \gamma] \cdot \sin \alpha}{\omega_1 A_1^2 + \omega_2 A_2^2 + A_1 A_2 \cdot (\omega_1 + \omega_2) \cdot \cos \Delta \gamma} \quad (5a)$$

*) Im „anormalen“ Fall $1 > \frac{A_1}{A_2} > \frac{\omega_2}{\omega_1}$ ist die Auflösung nicht eindeutig möglich (vgl. auch Fig. 4 in [1]). Auf der rechten Seite von Gleichung (5a) verschwindet dann für gewisse t (in der Nähe des Schwebungsminimums) der Nenner. Diese Stellen haben wir also auszuschließen.

Hier müßte nun noch t , das in $\Delta \gamma$ auftritt, durch $f(x, y)$ ersetzt werden. f hängt dabei noch von der Konstanten in (5) ab, die die betrachtete Phase bestimmt. Wir lassen hier, statt diese Konstante einzuführen, t in $\Delta \gamma$ stehen, charakterisieren also die betrachtete Phase durch die Zeit t .

Wir setzen nun

$$[u_1 A_1^2 + u_2 A_2^2 + A_1 A_2 \cdot (u_1 + u_2) \cdot \cos \Delta \gamma] \cdot v = U(\Delta \gamma)$$

und definieren in gleicher Weise $W(\Delta \gamma)$, indem wir u_1, u_2 durch w_1, w_2 , und $\Omega(\Delta \gamma)$, indem wir $u_1 \cdot v, u_2 \cdot v$ durch ω_1, ω_2 ersetzen. Dann erhalten wir

$$v' = v \cdot \frac{\Omega}{U \cdot \cos \alpha + W \cdot \sin \alpha}.$$

Nun führen wir einen Winkel β ein durch die Gleichung

$$\sin \beta = \frac{W}{\sqrt{U^2 + W^2}}; \quad \cos \beta = \frac{U}{\sqrt{U^2 + W^2}}$$

und erhalten

$$v' = v \cdot \frac{\Omega}{\sqrt{U^2 + W^2}} \cdot \frac{1}{\cos(\beta - \alpha)}.$$

Damit haben wir v' auf die Form der Gleichung (4) gebracht; jedoch haben wir hier zwei wesentliche Unterschiede:

1. Die „Richtung kleinster Geschwindigkeit“ β , d. h. die Richtung von grad f , hängt hier vom Ort x, y und von der Zeit t ab, und zwar ändert sie sich mit der Periode der Schwebung, da t nur in der Kombination $\Delta \omega \cdot t$ im Argument des \cos auftritt.

2. In der Richtung kleinster Geschwindigkeit ($\alpha = \beta$) ist die Scheingeschwindigkeit v' nicht gleich der Geschwindigkeit v der Partialwellen, sondern gleich $v \cdot \frac{\Omega}{\sqrt{U^2 + W^2}}$, ändert sich also auch mit der Periode der Schwebung und kann größer oder kleiner als v sein.

Wir wollen diese Verhältnisse an zwei speziellen Fällen näher studieren.

1. Es sei $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, $\alpha_1 = 0^\circ$, $\alpha_2 = 90^\circ$. Das Periodenparallelogramm ist hier ein Quadrat. Es treten wegen der Gleichheit der Frequenzen keine Schwebungen mehr auf, sondern harmonische Schwingungen der Kreisfrequenz ω . Fig. 3 gibt das „Strömungslinienbild“*) in diesem Falle. Hier ist:

$$\begin{aligned} U(\Delta \gamma) &= \omega \cdot (A_1^2 + A_1 A_2 \cdot \cos \varphi), \\ W(\Delta \gamma) &= \omega \cdot (A_2^2 + A_1 A_2 \cdot \cos \varphi), \\ \varphi &= \frac{\omega}{v} \cdot (y - x) + \Delta c = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot (y - x) + \Delta c, \end{aligned}$$

*) „Strömungslinien“ sind die Linien, deren Richtung überall mit der Richtung kleinster Phasengeschwindigkeit übereinstimmt.

wenn λ die Wellenlänge ist. Die Differentialgleichung für die Strömungslinien ist daher

$$\frac{dy}{dx} = \operatorname{tg} \beta = \frac{W}{U} = \frac{A_2 \cdot A_2 + A_1 \cdot \cos \varphi}{A_1 \cdot A_1 + A_2 \cdot \cos \varphi}$$

Durch die Substitution $y - x = z$ läßt sie sich leicht elementar lösen. Man erhält die Lösungsschar

$$A_2^2 \cdot x - A_1^2 \cdot y - \frac{\lambda}{2\pi} \cdot A_1 A_2 \cdot \sin \left[\frac{2\pi}{\lambda} (y - x) + \Delta c \right] = \text{const},$$

die in Fig. 3 gezeichnet ist. Hier ist $A_2 : A_1 = 1 : 2$; $\lambda = 2\pi$; $\Delta c = 0$ gesetzt*). Die einzelnen Kurven gehen durch Translation längs der Geraden $x - y = \text{const}$ auseinander hervor. Man kann aus dieser Figur die Schwierigkeit ersehen, durch Messung der Phasengeschwindigkeit auf die Zusammensetzung der Überlagerungswellen zu schließen.

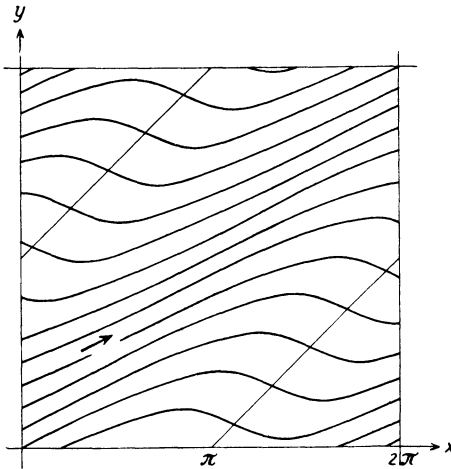


Fig. 3. Die Strömungslinien der Phasen einer Überlagerungswelle. Die Teilwellen haben gleiche Frequenzen, das Amplitudenverhältnis 1 : 2, die Phasendifferenz 0; die Wellennormalen stehen senkrecht aufeinander

2. Wenn man am Orte und zur Zeit beobachtet, wo $\Delta \gamma = \Delta \omega t + \varphi = 2k\pi$, $k = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$ ist, d. h. im Schwebungsmaximum (was bei drei Meßpunkten natürlich nur angenähert möglich ist), dann ergibt sich

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{\omega_1 A_1 \cdot \sin \alpha_1 + \omega_2 A_2 \cdot \sin \alpha_2}{\omega_1 A_1 \cdot \cos \alpha_1 + \omega_2 A_2 \cdot \cos \alpha_2}$$

und

$$v'_1 = v \cdot \frac{\omega_1 A_1 + \omega_2 A_2}{N_1} \cdot \frac{1}{\cos(\beta_1 - \alpha)}$$

mit

$$N_1^2 = \omega_1^2 \cdot A_1^2 + \omega_2^2 \cdot A_2^2 + 2\omega_1 \omega_2 \cdot A_1 A_2 \cdot \cos(\alpha_1 - \alpha_2),$$

also in Richtung kleinster Geschwindigkeit ($\alpha = \beta_1$)

$$v'_1 \geq v.$$

In dem Beispiel der Fig. 3 tritt dieser Fall ein auf den Geraden $y = x + 2k\pi$, $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, unabhängig von der Zeit. Es ist hier in Richtung der Strömungslinien

$$v'_1 = v \cdot \frac{A_1 + A_2}{\sqrt{A_1^2 + A_2^2}} = v \cdot 1,34.$$

*) Die Richtung auf den Strömungslinien ergibt sich aus $U(\Delta \gamma) > 0$; denn daraus folgt $\cos \beta > 0$.

Die Richtung ist dort gegeben durch

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{A_2}{A_1} = \frac{1}{2}.$$

Wenn man am Orte und zur Zeit beobachtet, wo $\Delta \gamma = (2k + 1) \cdot \pi$, $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ist, also im Schwebungsminimum (wobei der oben erwähnte „anormale Fall“ zu beachten ist), dann ergibt sich

$$\operatorname{tg} \beta_2 = \frac{\omega_1 A_1 \cdot \sin \alpha_1 - \omega_2 A_2 \cdot \sin \alpha_2}{\omega_1 A_1 \cdot \cos \alpha_1 - \omega_2 A_2 \cdot \cos \alpha_2}$$

und

$$v'_2 = v \cdot \frac{\omega_1 A_1 - \omega_2 A_2}{N_2} \cdot \frac{1}{\cos(\beta_2 - \alpha)}$$

mit

$$N_2^2 = \omega_1^2 A_1^2 + \omega_2^2 A_2^2 - 2\omega_1 \omega_2 A_1 A_2 \cdot \cos(\alpha_1 - \alpha_2),$$

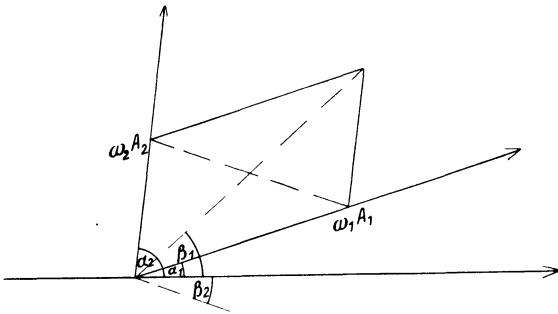


Fig. 4. Konstruktion der Herkunftsrichtungen α_1 und α_2 der Teilwellen

also in Richtung kleinster Geschwindigkeit

$$v'_2 \leq v.$$

In Fig. 3 tritt dieser Fall ein auf den Geraden $y = x + \pi + 2k\pi$, $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, und es ist hier

$$v'_2 = v \cdot \frac{A_1 - A_2}{\sqrt{A_1^2 + A_2^2}} = v \cdot 0,45$$

und

$$\operatorname{tg} \beta_2 = -\frac{A_2}{A_1} = -\frac{1}{2}.$$

Die beiden extremen Winkel β_1 und β_2 können wir uns veranschaulicht denken als Diagonalrichtungen in einem Parallelogramm mit den Seiten $\omega_1 \cdot A_1$ und $\omega_2 \cdot A_2$ und den Seitenrichtungen α_1 und α_2 (Fig. 4). Das liefert zugleich eine Methode zur Bestimmung der Herkunftsrichtung der beiden Teilwellen (bis auf 180°); denn umgekehrt können wir aus den beiden Diagonalrichtungen und den Seiten das

Parallelogramm konstruieren. Eine ähnliche, jedoch in mancher Hinsicht noch bessere Methode werden wir in einer späteren Arbeit ableiten. — Wir erkennen hieraus jedenfalls, daß wir den gemessenen Winkel β als Näherung für die Herkunftsrichtung auffassen können, falls die eine Amplitude (in Fig. 4 A_1) derart überwiegt, daß

$$A_1 > \frac{\omega_2}{\omega_1} \cdot A_2$$

ist. Wir sehen, daß die Herkunftsrichtung der größeren Teilwelle dann immer in den spitzen Winkelraum zwischen den Richtungen β_1 und β_2 fällt. — Kennt man das Parallelogramm, so kann man den Winkel $(\alpha_2 - \alpha_1)$ bestimmen und damit auch die wahre Geschwindigkeit v .

§ 3. *Theorie der Schwingungsellipsen.* Die Überlegungen des vorigen Paragraphen, die sich auf irgendeine feste Komponente der Schwingung bezogen, haben gezeigt, daß man mit der Messung der Phasengeschwindigkeit in einer

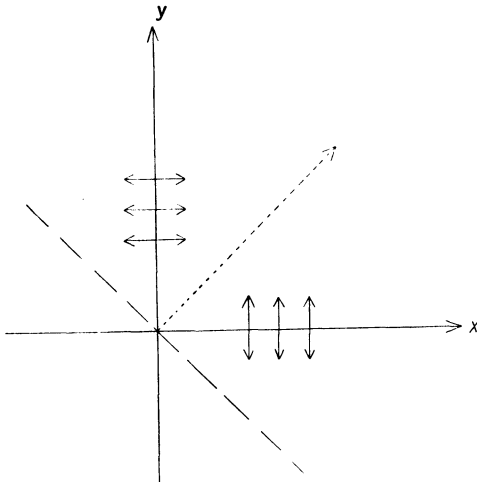


Fig. 5. Überlagerung zweier Transversalwellen

Komponente nur wenig anfangen kann. Um überhaupt richtige Werte in Richtung kleinster Geschwindigkeit zu erhalten, muß man an drei Punkten messen, deren Entfernung klein ist gegen die Dimensionen des Periodenparallelogramms (die man aber wiederum vorher noch nicht kennt), damit in dem betrachteten Dreieck die Strömungslinien als geradlinig angesehen werden können. Die erhaltene Geschwindigkeit sagt aber noch nichts über die Geschwindigkeit der Teilwellen. Hierzu kommt noch folgendes. Wenn man in einer anderen Komponente mißt, so wird man im allgemeinen eine andere Phasengeschwindigkeit und Fort-

schreitungsrichtung erhalten, weil hier das Amplitudenverhältnis anders sein wird. Dies ist im Falle der mikroseismischen Wellen von Trommsdorff [2] tatsächlich beobachtet worden. Man erkennt dies sofort an dem extremen Fall zweier Transversalwellen, die in der x - bzw. y -Richtung fortschreiten (Fig. 5). Mißt man in der x -Komponente, so erhält man die Fortschreitungsrichtung y . Mißt man in der y -Komponente, so erhält man die Fortschreitungsrichtung x . Mißt man aber in der gestrichelt gezeichneten Komponente unter 45° , so erhält man bei gleichen Amplituden und Frequenzen die punktierte Richtung als Fortschreitungsrichtung, die die eine Diagonale des Periodenparallelogramms darstellt.

Man wird also besser in zwei, wenn nicht gar in allen drei Komponenten messen. Wir wollen hier den Fall zweier Komponenten untersuchen, indem wir annehmen, daß zwei horizontale Wellen einander überlagert sind, die in beiden Komponenten auch tatsächlich Amplituden haben. Wir haben dann verallgemeinerte „Lissajoussche Figuren“, die wir untersuchen wollen. Sie unterscheiden sich von den üblicherweise untersuchten Lissajousschen Figuren dadurch, daß hier die beiden Schwingrichtungen im allgemeinen nicht aufeinander senkrecht stehen und die Teilschwingungen nicht linear polarisiert zu sein brauchen*).

Mit Hilfe der Darstellung (2) erhalten wir für die beiden Komponenten Ausdrücke der Form

$$\begin{aligned} X(t) &= s_1 (\Delta \omega \cdot t) \cdot \sin [\omega \cdot t + \alpha_1 (\Delta \omega \cdot t)], \\ Y(t) &= s_2 (\Delta \omega \cdot t) \cdot \sin [\omega \cdot t + \alpha_2 (\Delta \omega \cdot t)]. \end{aligned} \quad (6)$$

worin $\omega = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$ gesetzt ist. Das Argument $\Delta \omega \cdot t$ in den Amplituden s_1, s_2 und den Phasenverschiebungen α_1, α_2 bedeutet, daß innerhalb dieser Größen t nur in der Kombination $\Delta \omega \cdot t$ im Argument von trigonometrischen Funktionen vorkommt, daß diese Größen also nur *langsam mit der Zeit veränderlich* sind. Betrachten wir deshalb $s_1, s_2, \alpha_1, \alpha_2$ über ein gewisses Zeitintervall als konstant, so sind die Gleichungen (6) die Parameterdarstellung einer Ellipse. Um sie näher zu untersuchen und ihre Achsenrichtungen zu bestimmen, setzen wir $\alpha_2 - \alpha_1 = \varrho$. Dann ist

$$\sin(\omega t + \alpha_2) = \sin(\omega t + \alpha_1 + \varrho),$$

also

$$\begin{aligned} X(t) &= s_1 \cdot \sin(\omega t + \alpha_1) \\ Y(t) &= s_2 \cdot \sin(\omega t + \alpha_1) \cdot \cos \varrho + s_2 \cdot \cos(\omega t + \alpha_1) \cdot \sin \varrho. \end{aligned}$$

Eliminieren wir hieraus die Funktionen von $\omega t + \alpha_1$, so erhalten wir die Ellipsengleichung

$$\frac{X^2}{s_1^2} + \frac{Y^2}{s_2^2} - \frac{2 \cos \varrho}{s_1 s_2} \cdot X Y = \sin^2 \varrho \quad (7)$$

Für $\varrho = 0$ und $\varrho = \pi$ artet sie in Doppelgerade aus. Die beiden Richtungswinkel α der Hauptachsen gegen die positive x -Achse sind bestimmt durch die Gleichung

$$\begin{aligned} \cotg 2\alpha &= -\frac{1}{2 \cos \varrho} \cdot \left(\frac{s_2}{s_1} - \frac{s_1}{s_2} \right) \\ &= \frac{1}{2 \cos(\alpha_2 - \alpha_1)} \cdot \left(\frac{s_1}{s_2} - \frac{s_2}{s_1} \right). \end{aligned}$$

*) Bezüglich ihrer mathematischen Eigenschaften wurden Lissajous-Figuren mit schiefwinkligen Schwingrichtungen von H. Ekama [Arch. f. Math. u. Phys. (2), Bd. 6, 1888] untersucht, jedoch war die Zielsetzung hier eine andere, so daß wir nicht auf die Ergebnisse dieser Arbeit zurückgreifen können.

Man sieht nun, daß die durch α bestimmte Hauptachsenrichtung langsam mit der Zeit schwankt, und zwar mit der Periode der Schwebung, da die Größen κ_1 , κ_2 , s_1 , s_2 dies tun. Damit ist eine Erscheinung erklärt, die Krug [5] und Trommsdorff [2] bei mikroseismischen Wellen beobachtet haben: Die Schwankung der großen Achse der horizontalen Schwingungsellipse im Takte der Schwebung. Die Annahme zweier sich kreuzender Wellenzüge beim Problem der Bodenunruhe deutet diese Erscheinung zweifellos zwanglos und scheint hiernach für viele Fälle überhaupt äußerst wahrscheinlich zu sein.

Neben dieser Erscheinung ist durch die Betrachtungen des § 2 auch die niedrige von Krug gemessene Wellengeschwindigkeit von 1100 m/sec, die in scheinbarem Widerspruch zu unseren Erfahrungen über Erdbebenwellen steht, zu erklären, wodurch gleichfalls die gemachte Annahme an Wahrscheinlichkeit gewinnt.

Die hier entwickelte Theorie setzt noch nichts über die Natur der betrachteten Wellen voraus. Es ist z. B. ganz gleichgültig, ob die Teilwellen elliptisch oder in irgendeiner Richtung linear polarisiert sind. In einer späteren Arbeit soll die Theorie unter Spezialisierung auf gewisse Wellentypen auf ein bestimmtes mikroseismisches Problem angewendet werden.

Literaturverzeichnis

[1] R. Bungers: Theorie der Schwebungen. Zeitschr. f. Geophys. **12**, 229—245 (1936).

[2] F. Trommsdorff: Untersuchungen über die natürliche Bodenunruhe (Mikroseismik) mit transportablen Dreikomponentenstationen. Zeitschr. f. Geophys. **15**, (1939).

[3] Herm. Schwarz: Über zirkulare und elliptische Polarisation von Schallwellen, Diss. Rostock 1903.

[4] K. Uller: Die Entwicklung des Wellenbegriffs, VII. Gerlands Beitr. zur Geophys. **41**, 225—249 (1934).

[5] H. D. Krug: Ausbreitung der natürlichen Bodenunruhe (Mikroseismik) nach Aufzeichnungen mit transportablen Horizontalseismographen. Zeitschr. f. Geophys. **13**, 328—348 (1937).

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Februar 1939.

Potsdamer erdmagnetische Kennziffern

5. Mitteilung

Von **J. Bartels**, Potsdam

Die Kennziffern sind wieder von A. Burger und dem Verfasser bestimmt; vgl. die bisherigen Mitteilungen, ZS. f. Geophys. **14**, 68—78, 230f., 272f. (1938); **15**, 214—221 (1939).

Tabelle 1. Potsdamer erdmagnetische Kennziffern, März bis Juli 1939

März 1939	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	
0—3 ^h	43	57	32	57	31	21	35	31	22	35	11	45	21	11	12	
3—6	21	47	32	55	21	21	31	45	33	21	12	21	02	11	22	
6—9	22	32	32	22	11	22	11	22	43	11	23	22	12	11	23	
9—12	22	42	42	32	31	22	22	22	33	22	22	32	22	32	32	
12—15	32	32	32	47	21	32	22	21	23	32	22	22	23	23	23	
15—18	47	11	42	31	31	45	11	21	21	21	56	32	11	22	46	
18—21	31	21	31	55	45	41	11	45	45	11	21	45	01	12	32	
21—24	55	35	55	45	45	31	12	21	12	36	36	35	12	36	22	
März 1939	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
0—3 ^h	46	42	35	01	46	01	32	45	21	21	41	57	42	57	41	57
3—6	46	32	11	11	42	22	43	32	21	21	31	31	33	53	32	31
6—9	22	22	11	01	12	43	33	22	21	11	21	21	22	43	22	21
9—12	33	13	32	11	22	43	42	32	22	21	11	22	32	52	32	31
12—15	42	22	12	12	12	21	32	22	42	21	21	12	57	58	32	31
15—18	42	31	11	11	32	31	55	37	21	11	32	31	68	57	55	32
18—21	45	45	02	32	11	45	47	41	22	11	45	67	58	67	67	31
21—24	42	11	11	22	12	11	45	56	45	45	43	57	67	57	65	45
April 1939	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	
0—3 ^h	31	41	21	31	31	11	11	11	36	66	47	33	31	21	11	
3—6	41	32	21	35	42	22	11	22	22	33	33	33	12	32	22	
6—9	21	22	31	11	22	22	11	12	12	33	33	33	22	22	12	
9—12	21	22	31	21	32	22	22	22	22	23	46	34	22	22	12	
12—15	32	22	31	12	42	22	22	22	33	48	33	32	33	22	22	
15—18	57	55	32	31	22	11	32	32	33	45	56	11	22	32	11	
18—21	55	42	45	47	21	11	11	45	56	55	52	21	21	22	12	
21—24	47	55	31	42	11	02	11	45	35	56	42	32	21	21	11	
April 1939	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	
0—3 ^h	11	5s	21	45	45	45	45	32	32	78	31	01	47	12	21	
3—6	11	68	22	32	32	31	31	6s	13	54	22	01	32	32	02	
6—9	01	69	43	4s	32	21	01	78	13	44	12	01	22	32	11	
9—12	01	59	32	32	22	22	11	58	22	33	02	11	22	32	02	
12—15	01	68	58	58	37	37	37	58	22	58	11	11	22	12	22	
15—18	11	68	56	68	47	45	57	68	6s	56	21	21	31	35	32	
18—21	12	68	57	55	35	35	55	57	89	47	11	01	31	32	45	
21—24	3s	57	57	45	35	35	41	32	68	41	11	5s	31	21	11	

Mal 1939	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0—3 ^h	22	57	55	21	22	43	68	58	33	22	12	12	01	11	21
3—6	11	43	32	22	22	33	58	48	56	22	12	12	21	12	22
6—9	3s	43	22	11	12	32	43	43	33	22	12	12	22	22	22
9—12	5s	48	32	35	22	43	43	43	33	22	36	22	22	12	12
12—15	58	47	32	11	32	58	38	48	33	22	32	31	32	11	22
15—18	42	43	41	22	35	58	33	33	46	45	11	22	22	21	32
18—21	58	31	35	22	6s	46	35	46	21	21	11	21	21	21	22
21—24	57	47	21	11	53	57	32	32	22	11	01	11	21	21	35

Mal 1939	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
0—3 ^h	42	22	35	35	31	22	45	31	57	45	45	31	48	45	11	21
3—6	42	22	31	32	41	11	32	32	42	46	32	32	33	48	12	22
6—9	22	22	11	21	22	11	42	22	22	22	22	12	43	53	12	12
9—12	22	22	21	11	21	35	32	22	21	32	22	11	32	43	32	12
12—15	22	22	21	11	31	36	32	22	37	32	31	21	21	53	21	02
15—18	21	36	35	21	21	47	31	47	45	56	45	21	21	45	12	11
18—21	22	46	11	31	11	45	11	55	45	41	32	3s	21	46	11	21
21—24	23	35	31	42	21	42	66	58	42	55	31	56	41	41	11	34

Junl 1939	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0—3 ^h	31	46	32	42	21	11	21	22	11	3s	22	21	33	58	21
3—6	21	46	32	33	32	21	12	22	12	46	11	21	32	52	31
6—9	12	23	22	32	32	22	12	01	01	12	11	01	12	52	11
9—12	12	23	44	33	32	12	22	12	12	23	21	12	21	53	21
12—15	55	46	33	43	43	22	22	22	22	32	22	12	42	47	31
15—18	57	45	32	46	31	22	22	22	12	22	11	11	42	36	31
18—21	31	32	21	21	11	21	11	22	02	11	21	11	42	32	22
21—24	22	32	21	21	21	11	01	12	22	11	26	22	42	32	31

Junl 1939	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
0—3 ^h	45	11	35	31	41	35	21	32	31	11	22	31	11	32	46
3—6	52	21	32	43	32	35	32	22	32	21	32	33	22	43	32
6—9	42	11	23	23	22	22	22	21	12	12	22	23	22	33	22
9—12	42	11	22	22	22	22	21	32	22	11	22	56	22	33	33
12—15	32	11	46	46	42	31	22	22	31	21	11	38	32	48	33
15—18	37	11	41	35	21	45	21	21	21	21	21	32	47	45	32
18—21	21	21	35	22	21	45	21	34	21	11	5s	11	31	21	21
21—24	11	31	45	42	21	31	32	32	35	22	43	22	45	12	31

Jull 1939	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0—3 ^h	22	31	3s	32	56	57	12	21	35	22	01	11	11	21	31
3—6	22	22	46	22	56	42	02	01	11	11	11	11	21	3s	21
6—9	33	22	33	23	43	11	01	01	01	11	11	11	11	43	21
9—12	43	32	43	22	48	31	01	11	21	01	22	33	11	43	21
12—15	32	32	58	5s	58	01	11	12	22	11	53	55	01	5s	21
15—18	22	32	58	58	68	11	11	22	11	12	42	55	11	55	31
18—21	21	21	65	58	68	12	11	31	01	11	42	31	21	21	21
21—24	21	31	32	56	41	22	12	11	12	01	11	31	21	55	34

Jull 1939	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
0—3 ^h	22	52	31	21	58	21	32	42	22	22	11	31	21	11	12	22
3—6	32	32	21	21	56	21	46	22	21	32	46	22	21	21	21	22
6—9	32	52	11	11	32	01	22	22	33	43	22	22	12	11	11	
9—12	32	21	22	11	32	4s	45	22	21	22	32	22	21	22	21	11
12—15	42	32	22	21	58	79	32	21	31	21	42	31	21	21	11	11
15—18	56	32	31	21	57	56	42	31	35	21	55	41	33	21	21	11
18—21	56	21	21	21	37	21	21	31	21	31	21	31	11	21	21	22
21—24	42	45	21	5s	45	21	43	11	21	11	41	45	21	11	01	23

Tabelle 1a. Zeiten der plötzlichen Sturmanfänge s, Januar bis Juli 1939.

1939	Stärke	Weltzeit h m	1939	Stärke	Weltzeit h m
5. Februar	5	19 51.0	27. Mai	5	20 50.5
16. April	6	21 28.4	10. Juni	4	1 16.4
17. „	6	1 56.7	26. „	5	20 19.2
19. „	6	6 6.6	3. Juli	6	0 38.4
23. „	7	5 45.2	4. „	6	14 7.5
24. „	8	17 35	14. „	5	3 47.7
27. „	5	21 0.6	14. „	5	12 8.3
1. Mai	5	6 41	19. „	5	22 2.7
1. „	5	11 35.8	21. „	7	9 58.0
5. „	6	20 43.8			

Tabelle 2.

Summen der 8 ersten Kennziffern K_1 für jeden Tag, nach 27 tägigen Rotationen geordnet

Rotat.- Nr.	Erster Tag 1939	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
1449	Febr. 23.	16	31	41	10	8	18	25	25	28	31	22	22	14	21
1450	März 22.	30	26	20	15	23	27	34	40	32	26	28	27	23	21
1451	April 18.	31	34	25	24	25	40	29	37	11	9	22	19	13	30
1452	Mai 15.	17	20	20	18	19	19	22	27	26	28	30	24	20	24
1453	Juni 11.	13	10	25	33	19	26	12	25	24	21	24	18	20	19
1454	Juli 8.	10	10	7	18	22	10	30	19	29	27	17	17	33	24
		15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	
1449		21	17	18	23	9	14	19	29	20	11	9	17	20	
1450		21	11	12	19	22	32	31	21	17	18	10	7	45	
1451		32	25	14	24	33	31	31	25	17	11	13	15	12	
1452		34	11	12	22	26	22	25	21	13	11	12	8	17	
1453		12	21	22	21	24	23	20	21	33	29	39	17	5	
1454		26	18	19	17	28	21	17	13	9	12				

Tabelle 3. Anzahl der Kennziffern, und Durchschnittswerte, März bis Juli 1939

$K_1 =$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	K_{1m}	A	K_1 (A)
März	6	40	66	61	48	21	6	—	—	—	2.77	35.2 γ	3.31
April	12	39	53	64	31	27	11	2	1	—	2.85	41.7	3.55
Mai	3	39	73	60	49	21	3	—	—	—	2.76	33.8	3.24
Juni	5	42	85	64	35	9	—	—	—	—	2.45	26.3	2.89
Juli	15	46	84	45	27	27	3	1	—	—	2.49	31.4	3.14

Potsdam, Geophysikalisches Institut.

Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 2. Vierteljahr 1939

Von W. Brunner, Zürich. — (Mit 1 Abbildung)

Ganze Sonnenscheibe

Datum	April	Mai	Juni	Datum	April	Mai	Juni
1.	<i>E</i> 34 ^c	<i>E</i> 163 ^c	129	17.	109	93 ^d	92
2.	<i>M</i> 85 ^c	157 ^{aa d}	120 ^a	18.	102	79 ^d	<i>WM</i> 91 ^{cc}
3.	83	119	113 ^{a d}	19.	94 ^{ad}	79	89
4.	82 ^a	141	97 ^a	20.	<i>M</i> 125 ^{acdd}	68	56 ^{aa}
5.	74	124 ^{ab}	104 ^d	21.	125	<i>EW</i> 87 ^{cc}	68
6.	70 ^{ad}	115	124	22.	115 ^a	85	68
7.	<i>E</i> 63 ^{cd}	133 ^{add}	127	23.	<i>M</i> 152 ^{acd}	93 ^a	65 ^{dd}
8.	86	105 ^d	113 ^d	24.	151	<i>E</i> 106 ^{ac}	74
9.	89 ^{dd}	103	116 ^{ad}	25.	134 ^a	107	61
10.	<i>W</i> 98 ^c	<i>EM</i> 128 ^{cc}	104 ^a	26.	134 ^{abd}	97	84 ^d
11.	102 ^a	101	<i>E</i> 119 ^c	27.	146	104 ^d	<i>E</i> 109 ^c
12.	100 ^a	<i>EE</i> 142 ^{cc}	102	28.	145 ^{ad}	138 ^{ad}	137 ^d
13.	<i>EW</i> 112 ^{cc}	<i>M</i> 121 ^{aac}	107 ^d	29.	136	172 ^{add}	134 ^{aa}
14.	<i>E</i> 126 ^{aac}	148 ^{ad}	112 ^a	30.	140	157	118 ^a
15.	121 ^b	139	101 ^a	31.		146	
16.	141 ^d	118	97	Mittel ...	109.1	118.3	101.0

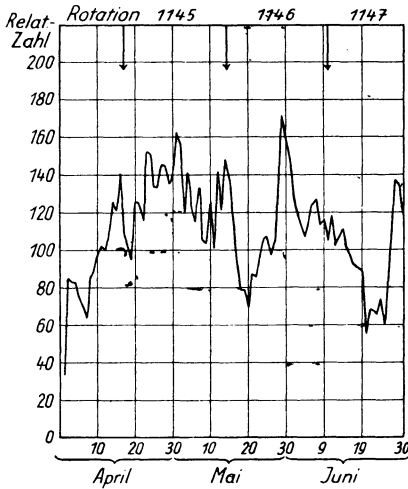


Fig. 1

Zürich, Eidgen. Sternwarte, 9. August 1939.

Erklärung zur Tabelle

a = Durchgang einer mittleren Gruppe durch den Zentralmeridian.

b = Durchgang einer starken Gruppe durch den Zentralmeridian.

c = Neubildung einer Gruppe, die sich zu einem mittleren oder großen Tätigkeitsherd entwickelt, *E*: auf der Ostseite, *W*: auf der Westseite, *M*: in der Nähe des Zentralmeridians (innerhalb einer kreisförmigen Zentralzone vom Radius gleich dem halben Radius der Sonnenscheibe).

d = Eintritt eines größeren Tätigkeitsherdes auf der sichtbaren Sonnenscheibe.

Untersuchungen über die Bodenunruhe auf Sylt

Aus dem Geologischen Institut und dem Institut für Bioklimatologie und Meeresheilkunde der Universität Kiel

Von E. Balensiefer, K. Büttner, H. Pfeleiderer u. W. Wetzel. — (Mit 13 Abbildungen)

Inhaltsübersicht:

	Seite
Einleitung	337
I. Methodik	339
II. Die Küstenbodenunruhe am Sylter Weststrande	343
III. Brandungsunruhe und Strandböschung	351
IV. Veränderung der Bodenunruheintensität durch Windböen	354
V. Bodenunruhe durch Frost	356
VI. Versuche mit künstlicher Erzeugung von Bodenunruhe im Dünensand	357
VII. Bodenunruhe der Gesteinsschichten des Inselinnern und der Abklingvorgang der Brandungsunruhe	359
VIII. Allgemeine Ergebnisse der bisherigen Untersuchungen und theoretische und praktische Ausblicke	362
Schrifttum	364

Einleitung. Die „mikroseismische Bodenunruhe“ der Geophysik, die seit 1875 in der einschlägigen Literatur eine beachtliche Rolle spielt, und zu deren Studium 1907 von einer internationalen Konferenz eine Kommission eingesetzt wurde, steht nach Wiecherts Ausführungen (1907) im Verdacht, von der Brandung an Meeressteilküsten erregt zu werden, während andere Forscher in ihr eine unmittelbare Wirkung von Luftdruckschwankungen oder von Windstößen sehen. Anlässlich jener Kommissionseinsetzung wurde es als wichtig für das Studium bezeichnet, auf Inseln Beobachtungen anzustellen, Beobachtungen, wie sie dann auch von F. Linke [2] mitgeteilt wurden, der auf Samoa die Bodenunruhe studiert hatte *), und von Krug [21], der auf Helgoland arbeitete. Sonst hat man

*) Das Observatorium, in dem die Beobachtungen mit dem Wiechertschen 1000-kg-Pendel gemacht wurden, lag zwar strandnah, aber der Inselstrand ist von einer 0.8 bis 2 km breiten Lagune umgeben. Die Anregung, die anscheinend der Korallenkalkuntergrund der Halbinsel erhält, wird nach Maßgabe der Diagramme von Stürmen, teilweise von solchen in 1000 km und mehr Entfernung wesentlich modifiziert, aber beispielsweise kaum von den örtlichen Gezeiten.

Bodenunruhebeobachtungen vorwiegend auf küstenfernen Stationen angestellt. Noch heute stehen sich die Erklärungsversuche der Bodenunruhe bzw. ihrer verschiedenen Arten unvermittelt gegenüber. Seit 2 Jahren wurde den Problemen der Brandung an der Bioklimatischen Forschungsstation Westerland, einer Zweigstation des Institutes für Bioklimatologie der Universität Kiel (Leiter: Dozent Dr. med. Pfeleiderer) besondere Beobachtung geschenkt. Vom bioklimatischen Standpunkt interessiert die Brandungsstärke als wesentliches Charakteristikum eines Seebadeortes. Die Brandung löst ohne Zweifel starke physische Wirkungen aus, und vor allem sind beim Baden in der See bei Brandung ganz andere physiologische Wirkungen zu erwarten als bei ruhiger See. Wieweit den von der Brandung dem Erdboden übermittelten Schwingungsvorgängen biologische Bedeutung beizumessen ist, kann heute noch nicht einmal diskutiert werden, da ausreichende Unterlagen noch fehlen.

Die Bestrebungen, Meßdaten über die Brandungsstärke und Brandungserstütterungen auf direktem oder indirektem Wege zu gewinnen, bestanden zugleich im geologischen Universitäts-Institut (Prof. Wetzel), da die Geschichte und gegenwärtige Konfiguration der schleswig-holsteinischen Westküste die deutlichsten Beispiele dafür liefern, daß Quantitätsunterschiede des geologischen Kräftespiels der Meer-Land-Grenzen bestimmen, ob Zerstörung oder Aufbau erfolgt. So wurde nach eingehenden Vorbesprechungen eine gemeinschaftliche Inangriffnahme dieser Forschungsaufgabe beschlossen. Für die Durchführung wurde die *Bioklimatische Forschungsstation in Westerland* ausersehen, da dort einmal durch die Lage des Stationsgebäudes in Strandnähe, weiterhin durch die technischen Mittel der Station und durch die Möglichkeit der Unterbringung der Mitarbeiter besonders günstige Bedingungen bestanden.

Die Elektroakustik A.-G. Kiel stellte in großzügiger Weise ihre neuartige seismographische Apparatur und Registriereinrichtung zur Verfügung. (Deren Physiker Herr Dr. Güttner half uns auch an Ort und Stelle mit Rat und Tat.) Die großen Vorteile dieses Geräts liegen in der sicheren Arbeitsweise auch unter ungünstigen Verhältnissen und vor allem in der Transportabilität, der für unsere Arbeiten — wie später ausgeführt wird — ganz besondere Bedeutung zukommt. Eine Anzahl von Zusatzgeräten wie z. B. das registrierende Mikromollgalvanometer und das Multavimeßgerät stellte die Bioklimatische Forschungsstelle. Gegen Ende der Untersuchungszeit überließ die Elektroakustik leihweise einen Oszillographen, der Aufschlüsse über die vorkommenden Frequenzen der Bodenunruhe gab.

Der engen kameradschaftlichen Zusammenarbeit zwischen den verschiedenen Disziplinen, an der Physik, Geophysik, Meteorologie, Geologie und Bioklimatik beteiligt waren, sind manche Anregungen entsprungen, die in der vorliegenden Arbeit nur zum Teil einen Niederschlag gefunden haben. Der Stationsleiter der Forschungsstation Westerland, E. Sydow, unterstützte die Untersuchungen stets mit Rat und Tat. Von Nutzen war auch die nachbarliche und freundschaftliche Zusammenarbeit mit dem Staatlichen Marschenbauamt (Forschungsgruppe

Sylt, Dipl. Ing. Hundt), das sich im Dienste des Küstenschutzes gleichfalls mit den maritimen Vorgängen an der Sylter Westküste befaßt.

Die nachstehenden Ausführungen werden erkennen lassen, welche apparativen Einrichtungen wir trafen, insbesondere um die Ortsgebundenheit der Beobachtungsgeräte zu verringern, diese sogar zu motorisieren. Dabei sollen die Anfangsschwierigkeiten der neuen Methodik nicht verschwiegen werden und ebensowenig der Umstand, daß die einstweilen hinter uns liegende reichlich halbjährige Arbeitsperiode es nicht gestattete, alle auftauchenden Fragen durch so ausgedehnte Versuchsreihen zu erledigen, wie es wünschenswert schien, obschon Wert darauf gelegt wurde, unter möglichst verschiedenen Bedingungen zu beobachten, wie sie zumal die Winterzeit mit sich gebracht hat.

Der *Deutschen Forschungsgemeinschaft* danken wir die notwendige geldliche Unterstützung in Gestalt der Zuwendung von 900 RM., ferner der *Kurverwaltung* des Nordseebades *Westerland/Sylt*, die beträchtliche Mittel zur Verfügung stellte, um den Winterbetrieb in der Forschungsstation zu ermöglichen.

I. Methodik. Hinsichtlich der Bodenunruhe am Strande war zu erwarten, daß eine allgemeine Unruhe des Strandsandes bestehe, die durch Brandungsangriffe hervorgerufen wird, sowohl durch solche am unmittelbaren Strande, als auch durch die Außenbrandung an dem der Küste parallel vorgelagerten Sandriff. Wegen der nicht vollkommenen Parallelität der beiden Brandungszonen sowohl wie der einzelnen Wellenfronten war eine „Verschmierung“ der Impulswirkungen an jedem Messungsorte zu erwarten, aber auch wegen des anzunehmenden Abklingens ferner gelegener Impulse die Ausprägung der Impulse, die in der nächsten Nachbarschaft des Meßortes erfolgen. Vice versa gelten solche Vorstellungen auch für die Windangriffe, deren Bedeutung zu erfassen uns als weitere Aufgabe erschien. Untersuchen müßte man einerseits die Stärke des Angriffs an verschiedenen gelegenen Angriffsorten, andererseits den Weg der Impulsfortleitung, drittens die Form, in der das Sediment die Fortleitung durchführt, viertens die an verschiedenen Meßpunkten auftretenden Energien. Im Rahmen unserer bisherigen Untersuchungen konnten wir wesentlich zu den letzten beiden Punkten, zum Teil auch zum ersten, Beiträge liefern.

Die Kernstücke unserer Apparatur bildeten die uns von der Elektroakustik geliehenen „Erdschallempfänger“, deren zwei, je ein Horizontal- und ein Vertikalempfänger, wahlweise oder beide nacheinander für alle unsere Versuche zur Verfügung standen. Die Apparate stellen elektrische Seismographen von hoher Eigenfrequenz (3.5 Hz) und hinreichender Dämpfung dar. Sie bestehen aus drei getrennten, durch Drahtleitung verbundenen Teilen, dem Horizontal- oder Vertikalempfänger als eigentlichem Erschütterungskörper, dem Röhrenverstärker mit regelbarem Verstärkungsgrad und dem Galvanometer. Gemessen wird die Geschwindigkeit (ds/dt) der Bodenbewegung, wobei der Übertragungsfaktor von der Frequenz abhängt. Die Eichung der Aufnahmegeräte auf dem Schütteltisch für verschiedene Frequenzen seitens der Herstellerfirma ergab eine nahezu lineare

Zunahme des Ausschlags der Gerätanzeige mit der Frequenz der Bodenerschütterung für den Fall konstanter Amplitude der Bewegung. Einer gegebenen Bodengeschwindigkeit entspricht also mit hoher Genauigkeit stets derselbe Apparat-ausschlag. Für sinusförmige Schwingungen kann daher bei Kenntnis der Frequenz die wahre Bodenbewegung in cm errechnet werden. Diese Rechnung führten wir bei einigen Aufnahmebeispielen durch unter Annahme einer Hauptfrequenz von 50 Hz, wie sie tatsächlich bei später zu beschreitenden Schnellregistrierungen wiederholt gefunden wurde. Die Empfänger werden jeweils mit der zu prüfenden Untergrundschicht unter Freilegung einer entsprechenden Aufsatzfläche von nur 20 cm Durchmesser in Verbindung gebracht. Sorge zu tragen war dabei, daß nicht zugleich auch von unerwünschter Quelle her Erregungen erhalten, insbesondere nicht Erschütterungen der Empfängerkabel durch den Wind übertragen wurden. Deswegen wurden stets die Empfänger selbst mit der Einführungsstelle des Kabels mit Erde überschüttet und möglichst auch die anschließende Kabelstrecke der Windeinwirkung entzogen. Als mindestens ebenso wichtig erwies sich aber bei der Aufstellung der Empfangsgeräte die Vermeidung der nahen Nachbarschaft von Masten, Pfosten und anderen aufragenden Gegenständen, die unter Umständen durch Wind in Schwingungen versetzt werden. Störungen der allgemeinen Bodenunruhe durch den menschlichen Verkehr in allen seinen Formen waren im wesentlichen dadurch ausgeschaltet, daß die Mehrzahl der Versuchsreihen nachts oder auch in relativ stiller Mittagsstunde durchgeführt wurden. Einmal erwiesen sich einige weidende Schafe, die sich unserer Empfangsstelle unbemerkt auf einige Meter genähert hatten, als Störungsquelle bzw. als Verursacher einer auffälligen Verstärkung der Bodenunruhe. Die Eigenfrequenz der Empfänger, die bei 3 bis 4 Hz liegt, stört, wie wir später sehen werden, nicht das Bild der dem Boden charakteristischen Schwingungen; auch eine infolge einer Aufhängevorrichtung im Empfängerinnern mögliche Eigenschwingung von 34 Hz war in Betracht zu ziehen, trat aber praktisch, soviel ersichtlich, nicht in Erscheinung. Mit Hilfe der verfügbaren Kabelstrecken konnten wir in einem Umkreis von etwa 100 m um unsere Station Empfangsstellen auswählen, ohne mit der übrigen Apparatur das Haus verlassen zu müssen.

Die aufgenommenen Bodenerschütterungen wurden über einen Röhrenverstärker den Galvanometern zugeführt. Da deren drei verschiedene benutzt wurden, so zerfallen unsere Beobachtungsreihen meßmethodisch in drei entsprechende Gruppen:

1. Unmittelbar feldmäßig und von jeder Behausung unabhängig ist die Messung mit „Multavi II“ der Firma Hartmann und Braun, Frankfurt a. M., einen Drehspul-Milliamperemeter mit eingebautem Trockengleichrichter. Die Eigenschwingung des stark (etwa 1 : 400) gedämpften Geräts liegt bei 1 Hz. Die Ausschläge dieses Instruments, deren mehrere in den Bereich einer Sekunde zu fallen pflegen, und deren höchstens einer pro Sekunde bei subjektiver Beobachtung zahlenmäßig festgelegt werden kann, vermögen zunächst anzudeuten, daß Bodenunruhe von zeitweilig ganz verschiedener Intensität vorkommt. Weiter werden

auch aufeinanderfolgende Ausschläge ganz verschiedenen Ausmaßes, die immer wieder zu beobachten sind, eine Realität als Abbilder der Anregung haben müssen, obwohl die Trägheit des Instruments annehmen läßt, daß in diesen Ausschlägen eine Anzahl von Einzelbewegungen summiert erscheint. Unsere subjektiven Beobachtungen wurden stets nach einer Beobachtungszeit von einigen Minuten so festgelegt, daß drei Werte notiert wurden, nämlich für die mittleren Minimalausschläge — im folgenden unter „*x*“ aufgeführt —, für die mittleren Maximalausschläge — „*y*“ — und für die extremen Maximalausschläge — „*y'*“.

2. Die verstärkten Bodenerschütterungen wurden einem Mikromollgalvanometer (schnellschwingendes Spiegelgalvanometer mit $\frac{1}{20}$ sec Schwingungsdauer) mit photographischer Registrierung zugeleitet, wobei das Galvanometer durch einen Shunt so stark gedämpft war, daß *Eigenschwingungen des Instruments nicht stören konnten*. Andererseits verhinderte der langsame Papiervorschub des einzigen, derzeit zur Verfügung stehenden photographischen Registriergeräts (bestenfalls 30 mm pro Minute) eine Auflösung schneller zeitlicher Schwankungen, die infolge „Verschmierung“ unkenntlich werden mußten. Mehr als drei Ausschläge pro Sekunde sind also nicht auflösbar trotz des an sich bis etwa 50 Hz empfindlichen Galvanometers. Man erkennt in den Bildern also nicht die wahren Bodenbewegungen, sondern einmal Spitzenwerte der Ausschläge als isolierte Striche, sodann als verschmiertes Band die Gesamtheit aller mittleren und kleinen Ausschläge.

3. Die verstärkten Bodenerschütterungen wurden einem Schnellszillographen mit einer Siemens-Schleife T 4 zugeführt. Die hiermit erhaltenen Photogramme geben bei Einstellung des Papiervorschubs auf 10 cm pro Sekunde einen Vorgang von längstens 2 Minuten Dauer (oder bei 20 cm pro Sekunde Vorschub das Geschehen während 1 Minute) kontinuierlich wieder; bei einem langsameren, aber als auskömmlich erkannten Papiervorschub von 6 cm pro Sekunde erzielten wir wegen des Gewinns an Lichtstärke bessere Bilder. Die Eigenfrequenz der Schleife T 4 von 2000 bis 2500 Hz kommt nicht störend in Betracht. Auch dieser Szillograph konnte dank seiner lichtsicheren Kamera außerhalb der Station eingesetzt werden. Nur mußten wir feststellen, daß er gegen den bewegten Feinsand unserer küstennahen Beobachtungsstellen nicht genügend geschützt ist, so daß durch Versagen von Einzelheiten der Kameramechanik einige Mißerfolge verursacht wurden.

Im Lauf unserer Versuche wurden zusätzliche Apparaturen geschaffen (Balensiefer), und zwar deren erste, als die große Bedeutung des Windes für die örtliche Bodenunruhe erkannt wurde. Es wurde ein „Böenmesser“ konstruiert — auf der Station stehen nur Schalenkreuzanemometer zur Verfügung —, in Gestalt des „photoelektrischen Druckmessers nach Balensiefer“ (DRPa.). Das neue Instrument läßt sich jeweils in der Nachbarschaft des Bodenunruheempfängers (dicht über dem Boden) aufstellen und nimmt die einzelnen dort auf das Gelände wirkenden Windstöße unter Umsetzung in einen Photostrom auf. Dieser wird einem Galvanometer zugeleitet, das auf dieselbe Trommel wie das Mikromoll zeichnet. Der Zweck ist, die in letzterem erscheinenden Impulse,

die ohnehin im Verdacht standen, auf Windanregung zu beruhen, mit den registrierten Böenstößen zu identifizieren.

Der Versuch, einen objektiven Brandungsmesser für unsere Zwecke zu bauen und gleichzeitig mit den seismographischen Aufnahmen einzusetzen, scheiterte vorläufig an dem Fehlen des hierzu erforderlichen langen Seekabels, dessen Beschaffung mehr Geld erfordert hätte als die uns verfügbaren Mittel zusammengekommen, und da die erbetene behördliche Anschaffung eines solchen Kabels sich verzögerte. Die entsprechenden Versuche müssen nachgeholt werden.

Endlich ergab sich die Notwendigkeit des Vergleichs der natürlichen B. U. mit einer künstlich erregten, was die Beurteilung der ersteren zu sichern geeignet war. Während nun solche künstliche Anregung von Untergrundschichten bisher entweder durch Sprengungen oder durch „Schwingermaschinen“ bewerkstelligt zu werden pflegt, sahen wir (Balensiefer) von beiden Arten der „Gewalttätigkeiten“ gegenüber der Schichtstruktur und den Schichtverbänden ab, um unter der bei der Empfindlichkeit unserer Seismographen möglichen sparsamen Energiezufuhr zu erkunden, welche Schwingungen die Schichten leicht aufnehmen, in welche sie also auch fremde Impulse bei weiträumiger Fortleitung umzuwandeln vermögen. Ein gewöhnlicher Lautsprecher wurde als Erreger mit der zu untersuchenden Schicht in Berührung gebracht. Seine Erregung erhielt der Lautsprecher durch einen eigens hierfür konstruierten Frequenzerzeuger, der es uns mit einem Handgriff (Bedienung eines Widerstandes) gestattete, Frequenzen von einigen bis über 1000 Hz zu erzeugen. Die zugeführte Wattzahl blieb dabei annähernd konstant (3 Watt). Ob die erzeugte Schwingung sinusförmig ist und ob insbesondere der Lautsprecher selbst infolge seiner Eigenschwingungen Intensitätsmaxima zeigt, muß noch untersucht werden. Die Empfänger wurden in verschiedener Entfernung (7 bis zu 40 m) in dieselbe Schicht eingegraben. (Die von unseren Empfängern dabei aufgenommene künstliche B. U. konnte wiederum unseren oben beschriebenen drei Meßgeräten zugeleitet werden, an denen während beliebiger Zeitspanne geprüft werden konnte, bei welchen bestimmbareren Frequenzen der in den Boden geschickten Schwingungen dieser selektiv ansprach.)

Die Transportfrage im Falle der Aufnahmen fern von der Station war einfach zu lösen, wenn es sich um unsere kürzeren Strandexkursionen handelte, bei denen die B. U. an verschiedenen Punkten mit dem „Multavi“ geprüft werden sollte. Die Apparatur (Empfänger, Verstärker, Batterien, Kabel, Multavi) findet auf einem zweirädrigen Karren Platz. Die Gummibereifung der ehemaligen Fahrradfelgen ermöglichte es, den Karren durch den Strandsand fortzubewegen. So erhielten wir eine Beobachtungsreihe über mehrere benachbarte Punkte innerhalb der Zeitspanne etwa 1 Stunde, während der die langfristige veränderlichen Außenbedingungen der Gezeiten und des Windes usw. als praktisch unverändert gelten konnten. Auch als wir am Strande südlich von Westerland einen Punkt wählten, wo fern von menschlichen Bauten die Küstenbodenunruhe mit dem Schnelloszillographen aufgenommen werden sollte, reichte unser oben erwähntes Transportmittel aus. (In diesem Falle mußten noch ein besonderes Kabel und ein Akku

mitgeführt werden, der Oszillograph braucht Lichtleitungsanschluß.) Für weitere Entfernung verschiedener schnell nacheinander zu besuchender Beobachtungsstellen war es nötig, unser Instrumentarium zu *motorisieren*, was natürlich keine Umstände machte, wenn lediglich Multavibeobachtungen beabsichtigt waren, da die Geräte in einem Personenkraftwagen leicht neben dem Beobachter Platz finden. Aber auch das Mikromollgalvanometer konnte mitgeführt und somit unterwegs photographisch registriert werden, nachdem die Einzelteile dieser Einrichtung auf einem Tischchen fest montiert waren, das in den Wagen hineingestellt werden konnte. Daß die Registriertrommel ohne Lichtschutz läuft, ermöglichte es uns, die Lichtpunktbewegungen auf dem Photopapier subjektiv zu kontrollieren und erforderlichenfalls die Empfindlichkeit des Galvanometers vor der Registrierung in Anpassung an die Papierbreite und die jeweilige Unruheintensität meßbar zu verringern oder zu vergrößern. Nur mußten demnach diese Kraftwagenmeßfahrten nachts unternommen und die Wagenfenster durch Verdunkelungspapier gesichert werden. In solcher Weise konnte auch eine Nachtmeßfahrt mittels Schienenautos auf der die Insel der Länge nach durchziehenden Bahnstrecke durchgeführt werden. Stündlich konnten bei unseren motorisierten Meßfahrten durchschnittlich drei oft mehrere Kilometer voneinander entfernte Beobachtungsstellen absolviert werden. Das erforderliche Personal war nur durch den Chauffeur auf drei Personen vermehrt.

II. Die Küstenbodenunruhe am Sylter Weststrande. Es bedarf zunächst einer Kennzeichnung der unmittelbar *sichtbaren Brandungserscheinungen* unter normalen Verhältnissen und der sie bedingenden Reliefgestaltung. Parallel dem langen und fast geradlinigen Weststrand der Insel verläuft in 290 bis 490 m Abstand ein „Sandriff“, das unter normalen Verhältnissen die „äußere Brandung“ bedingt, durch die gewiß ein sehr großer Teil der ursprünglichen Wellenenergie auf den Sandgrund übertragen wird. Die hinter dem Riff auftretenden Wellen branden am flachgeböschten Strande selbst, ohne normalerweise das dahinterliegende Kliff zu erreichen, das freilich dem Angriff der Sturmflutwellen ausgesetzt ist und daher von Zeit zu Zeit frisch in den diluvialen Inselkern oder in die Küstendüne eingeschnitten wird. Die normalen Brandungswellen sind in ihrer Periode, Amplitude und Fortpflanzungsgeschwindigkeit hauptsächlich abhängig von der Wassertiefe und Breite des Raumes zwischen Riff und Strand, ihre annähernde Parallelrichtung hängt offenbar mit der Parallelität des Küstenreliefs zusammen, wobei das Verhältnis zwischen Ursache und Wirkung hier unerörtert bleibt — nach Defant [8] entwickeln sich die langkämmigen, subparallelen Wellen schon in größerem Strandabstand aus der „Kreuzsee“. Ziemlich regelmäßig kommen am Westerländer Strande in der Minute 9 (± 1) Wellen zur Brandung, wie zu verschiedenen Zeiten unter normalen Bedingungen festgestellt wurde *).

*) Bei Ostwind ist die Zahl der Wellen größer, als wenn der Wind mit den Wellen geht, es wurden 15 pro Minute gezählt. In diesem Falle ist auch die Gruppenbildung der Wellen unregelmäßig.

Es trifft also fast alle 7 Sekunden eine Welle ein. Wenn diese Wellen als ungleich stark erkannt werden, so zwar, daß Gruppen von hohen und von niedrigen Wellen abzuwechseln pflegen, etwa 4 große + 5 kleine oder auch 6 große + 3 kleine, so entspricht dies wenigstens qualitativ den Angaben Defants über den Gruppenrhythmus der Meereswellen, der durch Interferenz erklärt wird.

Es kommt an unserer Küste noch etwas hinzu. Die uns von der Forschungsgruppe Westerland des Staatlichen Marschenbauamtes freundlichst zugänglich gemachten Kurven des Westerländer selbstschreibenden Pegels, der so gedämpft ist, daß keine Einzelwellen registriert werden, zeigen gleichwohl welligen Verlauf derart, daß etwa auf je 3 Minuten eine Kurvenzacke entfällt. Dieser langzeitige Rhythmus, dem etwa 27 Einzelwellen zuzuordnen wären, kann vielleicht auf eine sehr langwellige Dünung zurückgeführt werden, oder auf eine Eigenschwingung der Wassermassen zwischen Riff und Strand.

Schon unsere ersten Multiviablesungen bei strandnahe Einsatz der Empfänger zeigten deutlich die Wirkung der einzelnen Brandungsschläge. Diese hervortretenden Brandungsimpulse waren aber auch noch zu erkennen, wenn der Empfänger vor unserer Station in etwa 75 m Strandabstand in den Sand der alten Küstendüne eingegraben war, obwohl hier noch die Komplikation vorlag, daß die große Westerländer Strandmauer die direkte Erschütterungsförleitung durch Sand unterbricht (die Strandmauer ist dem unter Strandsand anstehenden pliozänen Schluff aufgesetzt, ihre Rolle ist weiterhin noch zu erörtern). Fig. 1 (Photo 13) zeigt den häufigeren Typ der Mikromollaufnahmen, wobei aber von den extremen Ausschlägen abzusehen ist, auf die wir in anderem Zusammenhang zurückkommen. Einfacher deutbar ist eine Mikromollaufnahme von der Art der Fig. 2 (Photo 11). Auch hier befand sich der Empfänger in Klappholtal (Strandentfernung 150 m), auf dem Nordflügel der Insel, wo durch Brandung nur der Strandsand und der diesem aufgelagerte Dünensand erregt werden. Man erkennt nicht nur die durchschnittlich 9 stärkeren Ausschläge pro Minute, die den Wellenschlägen der nahen Brandung zuzuordnen sind, sondern auch eine Gruppierung dieser Brandungsausschläge in Bündel größerer und kleinerer Ausschläge, entsprechend dem erwähnten Gruppenrhythmus und wahrscheinlich auch noch dem langzeitigen Rhythmus von etwa 3 Minuten, der als Pegelschwankung (Aufnahmen des Herrn Dipl.-Ing. Hundt, siehe oben) beobachtet ist, und von dem vermutet wird, daß er sich nach Maßgabe eines entsprechenden Anschwellens und Rückschwellens der See in einer Verstärkung und Abschwächung der Wellen gegenüber Durchschnittstärke auswirkt.

Aus den Angaben des „Multavi“ und der langsamen Mikromollregistrierung ist über den wahren Verlauf der Bodenbewegung (bzw. Bodengeschwindigkeit) noch nichts zu ersehen außer der Tatsache, daß es sich um sehr schnelle Schwingungen handeln muß. Die geophysikalischen Kenntnisse auf diesem Gebiet ließen aber gerade aus dem Studium der Feinheiten der Bewegung Schlüsse auf die Struktur der erregten Schichten erwarten. Es erhebt sich insbesondere die Frage, ob wir es bei der B. U. nur mit aufgezungenen Bewegungen infolge Brandung und Wind

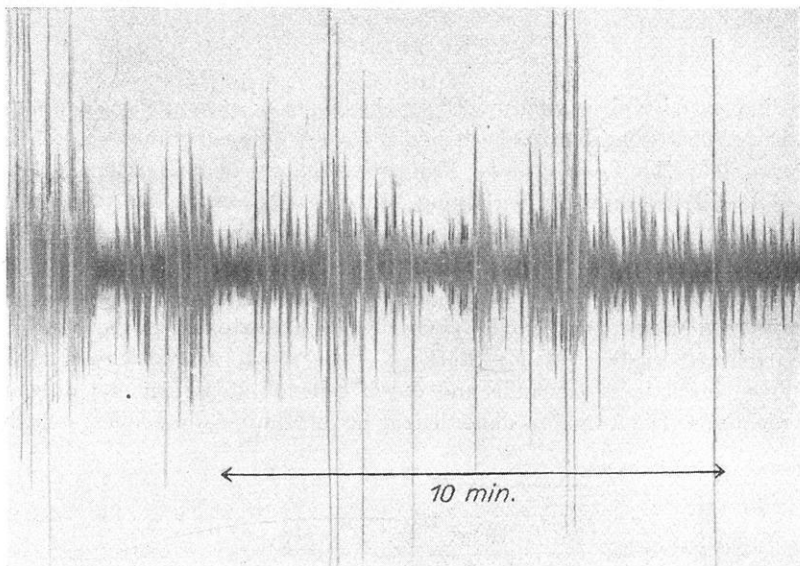


Fig. 1. Brandungsbodenunruhe an der Küste von Klappholtal, durch Mikromollregistrierung aufgezeichnet. Die maximalen Ausschläge sind wahrscheinlich durch Wind erzeugt (Photo 13).

0.8 mm aufgezeichneter Ausschlag = $3.2 \cdot 10^{-8}$ cm Bodenamplitude (bei 50 Hz).
 Den Maximalausschlägen entspricht daher eine Amplitude von etwa $3 \cdot 10^{-6}$ cm,
 den vermutlichen Brandungstößen $1.4 \cdot 10^{-6}$ cm (Mittel $5 \cdot 10^{-7}$ cm)

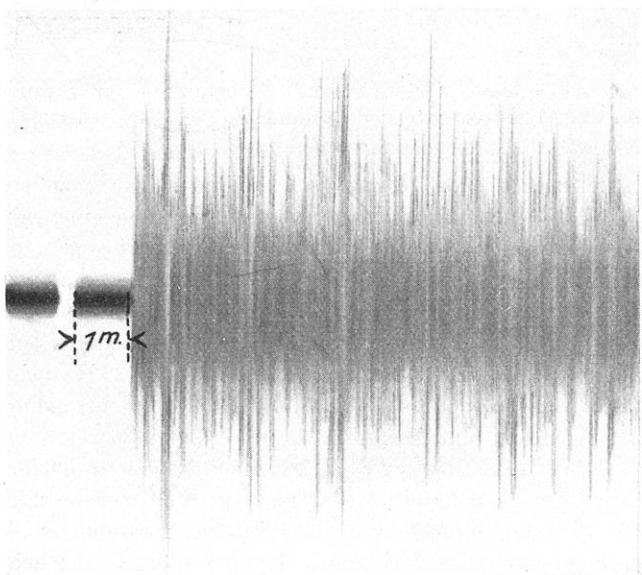


Fig. 2. Brandungsbodenunruhe an der Küste von Klappholtal, durch Mikromollregistrierung aufgezeichnet. Pro Minute etwa neun kräftige Ausschläge, die auf Brandungstöße bezogen werden können. (Photo 11.)

1 mm aufgezeichneter Ausschlag = $3.2 \cdot 10^{-8}$ cm Bodenamplitude (bei 50 Hz)

zu tun haben, oder ob es sich um Eigenschwingungen einzelner geologischer Gebilde bzw. künstlicher Baublöcke handelt, welche durch die äußeren Kräfte angeregt werden. Zur Lösung dieser Probleme stand — leider nur für ganz kurze Zeit — der Oszillograph zur Verfügung, mit dem an zwei Stellen Aufnahmen gemacht wurden, von denen trotz noch nicht ganz gelöster technischer Mängel (unscharfe Abbildung) in Fig. 3 und 3 a Kopien wiedergegeben sind. Fig. 3 zeigt einen Ausschnitt aus der Registrierung Nr. 16 vom 14. April um 15.20 Uhr am *Dünenfuß* des Westerländer Südstrandes bei 75 m Abstand von der Strandlinie. Es herrschte Nord-West-Wind, Stärke 3, Seegang 2, sehr leichte Brandung. Störungen durch nahe Gebäude und durch gehende Menschen und dergleichen lagen nicht vor. Die Aufnahmedauer betrug fast 2 Minuten, die Papiergeschwindigkeit

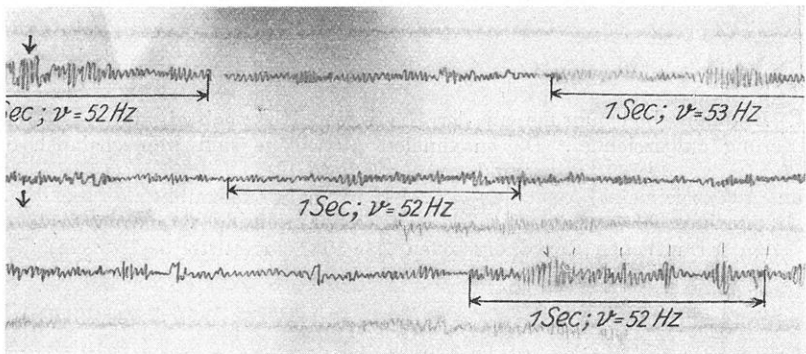


Fig. 3. Schnelloszillogramm der Brandungs-Bodenunruhe im Strandsand. Pfeile bedeuten die Abbildungsorte der Brandungsschläge. (Registrierung Nr. 16)

keit im Registriergerät etwa 61 mm pro Sekunde. Die Laufgeschwindigkeit des Papiers wurde lediglich durch Marken am Anfang und am Schluß der Registrierung festgestellt.

Das ganze Bild der B. U. wird beherrscht von einer Frequenz von 53 ± 1 Hz (die Unterschiede sind wohl auf unregelmäßigen Lauf des Gerätes zurückzuführen). Diese schnellste bisher erkennbare Schwingung zeigt an vielen Stellen eine Schwebung von 7 Hz überlagert. Ferner ist eine Schwingung von 22 Hz mehrfach erkennbar. — Im übrigen lassen sich diskrete plötzliche Amplitudenzunahmen erkennen, welche sich in einigen Fällen im Abstand von etwa 7 Sekunden wiederholen. Die Amplitude steigt dabei innerhalb etwa $\frac{1}{5}$ Sekunde bis auf den dreifachen Betrag, um dann innerhalb $\frac{1}{2}$ bis 1 Sekunde wieder zur normalen Unruhe zurückzusinken. Es dürfte sich hier um die Abbildung der einzelnen Brandungsschläge handeln.

1 Stunde vor dieser Registrierung, also bei nahezu gleicher Wind- und Brandungslage, wurden gleichartige Registrierungen vor der Station, also *auf der Düne hinter der Strandmauer* ausgeführt. Die Hauptfrequenz dieser viel ausgeglicheneren Kurve ist 20 ± 2 Hz. Außerdem wurden am 12. April 1938 um

2 Uhr schnell hintereinander gleichartige Registrierungen in unserer Station vorgenommen (Aufnahme 13, 14, Fig. 3 a), wobei der Horizontalempfänger erstens *auf der Strandmauer* (mit Sand überschüttet), zweitens *auf dem Dünensand* stand. Der Wind war Nord-West, Stärke 3, Seegang 2, sehr leichte Brandung. Die Registrierung auf der Strandmauer ist in ganz entscheidender Weise gegenüber den anderen verändert. Sie zeigt mit zum Teil sehr großer Regelmäßigkeit eine Frequenz von 22 ± 1 Hz. Weder einzelne Brandungsstöße noch andere Frequenzen sind auf ihr mit Sicherheit auszumachen. Die Düne, also der Ort hinter der Strandmauer, zeigt ebenfalls als Hauptfrequenz 22 ± 1 Hz, ferner tritt meist eine

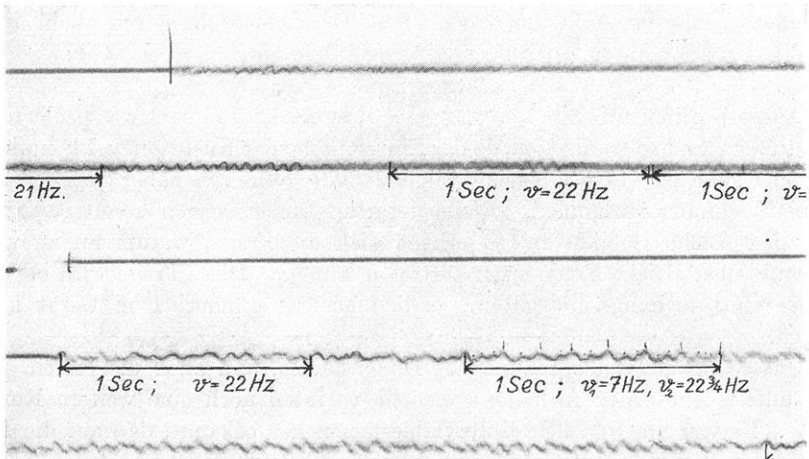


Fig. 3 a. Schnelloszillogramm der Unruhe, die aus der Brandungsunruhe 1. in der Strandmauer (oben) und 2. im Dünensand (unten) entsteht. (Registrierung Nr. 13/14)

Schwebung von 7 (genauer 6.8) auf. Erkennen läßt sich außerdem in der Feinstruktur eine höhere Frequenz, welche nahe 50 Hz zu liegen scheint, also vielleicht mit der von 53 am Südstrand gleichwertig ist.

Wir haben also folgende Schwingungen:

- a) Freier Strand 22, 53, 46 bzw. 60 (nach Schwebung).
- b) Strandmauer 22.
- c) Düne hinter Strandmauer 22 3/4, 16 bzw. 29 1/2 (nach Schwebung), etwa 53.

Die beherrschenden Frequenzen sind unterstrichen. Welches sind nun die schwingungsfähigen Gebilde?

Nimmt man also solche horizontale Schichten an, so folgt nach Wiechert und Zöppritz für diese ihre Dicke, falls wir ihre Geschwindigkeit für Transversalwellen (V) und die Schwingungsform kennen (Grund- oder Oberschwingung, Bauch oder Knoten an der Unterfläche). V hängt als „Materialkonstante“ praktisch allein von Dichte und Formelastizität des Materials ab. V ist bisher aus Messungen

für diesen Sand nicht bekannt, die Zahlen der Literatur liegen um 200m pro Sekunde. — Ebenfalls ist nicht zu entscheiden, ob wir an der Unterseite der Schichten freie Bewegung (Bauch) oder Festhaften auf der Unterlage haben (Knoten). Für den letzten, wahrscheinlicheren Fall ist nach Wiechert $d = 1/4 \cdot V/F$, wenn d die Dicke in m, V die Geschwindigkeit in m/sec und F die Frequenz 1/sec ist. Die Schwingungen ergeben eine Schichtdicke $d = 2.3$ m ($F = 22$) und $d = 0.95$ m ($F = 53$).

Daß sich die Strandmauer in so weitgehender Weise „selbstständig macht“, kann entweder daran liegen, daß $F = 22$ ihre Eigenschwingung ist (falls bei ihrer baulichen Struktur ein $V = 1000$ eingesetzt wird, wäre etwa $d = 10$ m) oder darin, daß sie durch die obere dünne Deckschicht hindurch allein in die Schicht mit $F = 22$, die auch an den beiden anderen Stellen erkennbar ist, eintaucht.

Ausgesprochene „Schichten“ der genannten Dicke sind nach den geologischen Kenntnissen kaum anzunehmen, da der Einzelaufbau der Küste äußerst kompliziert ist. Eher sind keil- und ellipsoidförmige Gebilde verhältnismäßig geringer Horizontalausdehnung vorhanden, welche derartige Dicken zeigen könnten. Nimmt man aber solche Gebilde an, so erhebt sich die Frage, warum an zwei entfernten Stellen gleiche Frequenzen auftreten können. Diese Frage wird erst eine weitere Untersuchung mit gutem, örtlich leicht veränderlichem Gerät klären können.

Unsere Schnelloszillogramme des Dünsandes, und zwar die ersten, nicht einwandfrei gelungenen Aufnahmeversuche verraten noch eine weitere Komplikation. Es war uns von den Multavialesungen her bekannt, daß auf die B. U. des Sandes der Horizontalempfänger besser, d. h. mit durchschnittlich doppelt so weiten Ausschlägen anspricht, als der Vertikalempfänger, weswegen wir für die meisten Messungen und insbesondere für die Meßfahrten den Horizontalempfänger einsetzten. Bei unseren ersten Schnellregistrierungen verwandten wir vergleichshalber beide Empfänger. Die entsprechenden Aufnahmen zeigen nun nicht bloß den erwarteten Amplitudenunterschied der Horizontal- und Vertikalkurven, sondern zugleich Frequenzunterschiede. Die *Horizontalkurven* mit den großen Amplituden enthalten Frequenzen um 22 Hz (nicht genau ablesbar, zum Teil mögen auch Überlagerungen durch höhere Frequenzen vorhanden sein), die *Vertikalkurven* mit den kleinen Amplituden enthalten stets höhere Frequenzen, etwa um 54 Hz, vielleicht noch höhere. Diese Dinge wurden nicht weiter verfolgt, einmal aus Zeitmangel und auch, weil wir unsere anfängliche Beobachtungsstelle für die Versuche, die im Dünsande vor der Station lag, für wenig geeignet zur Analyse der natürlichen B. U. halten mußten im Hinblick auf die Nachbarschaft der Baulichkeiten (Strandmauer einerseits, Stationsgebäude andererseits).

Wesentlich ist in unserem Zusammenhang die Feststellung, daß die Brandungsunruhe des unmittelbaren Strandes mit ihrer Rhythmisierung durch die Wellenschläge schon auf der Küstendüne in eine Bodenunruhe übergegangen ist, dafür aber mannigfach beeinflusst sein kann von anderen Momenten, insbesondere von

Wind, der auf den Dünenkörper unmittelbar oder durch Vermittlung von Baulichkeiten wirkt.

Wenn auf der Düne die B. U. auch nicht den Charakter der Brandungsunruhe voll bewahrt hat, so erwies sich unser Dünenbeobachtungspunkt doch als

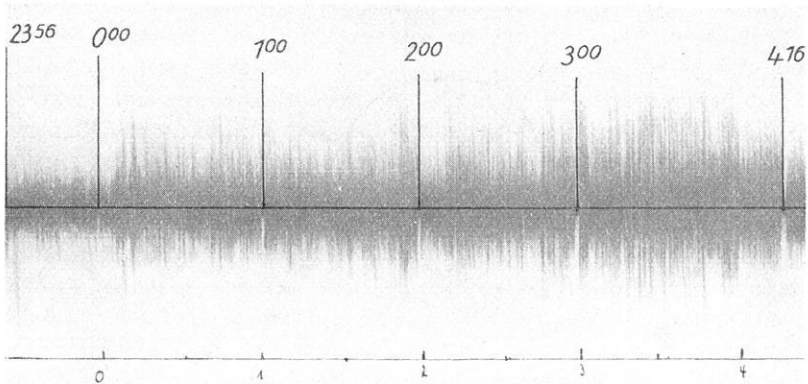


Fig. 4. Vergrößerung der Amplituden der Brandungsunruhe mit aufkommender Flut. (Dauerregistrierung Nr. 16)
0.6 mm Ausschlag auf dem Diagramm entspricht $2.5 \cdot 10^{-8}$ cm Bodenamplitude bei 50 Hz

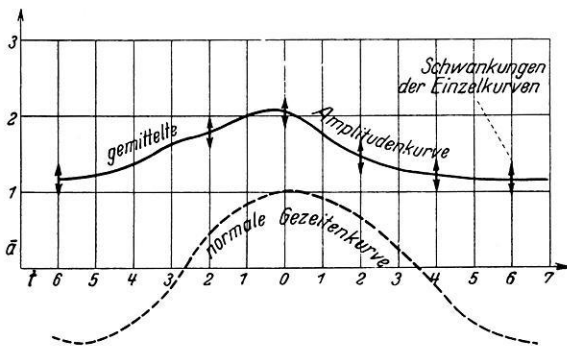


Fig. 5. Obere Kurve: mittlere B.U.-Werte und deren Schwankung.
Untere Kurve: Normale Seespiegelhöhe. Abszisse: Zeit in h, 0 = Hochwasser.
0.5 mm Kurvenanstieg entspricht bei der Unruhekurve einem Unterschied der B. U. von $3 \cdot 10^{-8}$ cm (für 50 Hz). Bei maximaler Flut beträgt die gemittelte absolute Bodenamplitude $1.2 \cdot 10^{-6}$ cm, bei Ebbe $0.7 \cdot 10^{-6}$ cm

sehr geeignet, um *quantitative Wandlungen* der B. U. zu studieren, die mit dem *Gange der Gezeiten* zu erwarten waren. Aus einer Fülle von Einzelbeobachtungen, von denen die Dauerregistrierung Nr. 16 über 7 Stunden ein Beispiel sei (Fig. 4),

ergab sich das Diagramm (Fig. 5), das die Kurve der gemittelten Amplitudenwerte über der Gezeitenkurve zeigt. Der Kurve liegen acht Ablesereien mit dem Multivi und drei Registrierungen mit dem Mikromollgalvanometer zugrunde, die bei

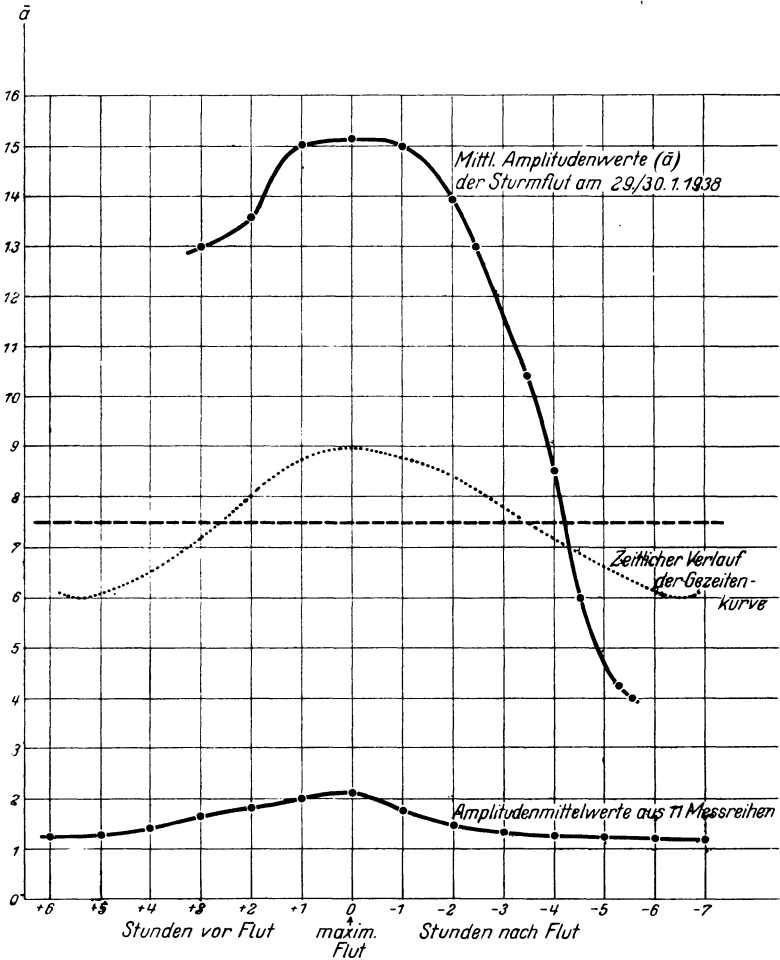


Fig. 6. Vergleich der Brandungs-Bodenunruhe bei gewöhnlichen Gezeiten und bei Sturmflut.

1 Vertikaleinheit entspricht $6 \cdot 10^{-7}$ cm Bodenamplitude (für 50 Hz). Bei Sturmflut wurden also Amplituden von $1 \cdot 10^{-5}$ cm gemessen

gleichen maritimen Verhältnissen gewonnen wurden. Man erkennt, daß die Flut-amplituden beinahe den doppelten Betrag ($7/4$) der Ebbeamplituden erreichen. Die Erklärung dafür ist weniger in dem Umstand zu suchen, daß die Flutbrandungs-linie dem Empfänger 20 m näher gerückt ist als die Ebbebrandungslinie, mehr

in dem Umstande, daß zur Flutzeit der Strand selbst mehr Wellenenergie aufnimmt als bei Ebbe, *da das Riff draußen unter Flutwasser nicht so hoch aufragt*. Besonders wertvoll erscheint es, daß auch bei einer winterlichen *Sturmflut* die B. U. des Dünenandes registriert werden konnte, nämlich bei der Sturmflut in der Nacht vom 29. zum 30. Januar 1938, während welcher WNW-Wind in Stärke 7 bis 8 wehte, und das Hochwasser einen fast 1.60 m höheren Stand als Normalhochwasser zeigte. Das Diagramm Fig. 6 läßt erkennen, daß die Amplitudenmittelwerte der Ebbephase dieser Sturmflut etwa achtmal so groß wie die entsprechenden Werte unter normalen Verhältnissen, und die Amplitudenmittelwerte der Flutphase fast siebenmal so groß wie die entsprechenden Normalwerte sind. Diese Feststellung bei Gelegenheit einer nicht einmal extremen Sturmflut ist insofern von geologischer Bedeutung, als die verschiedene Größenordnung der Unruheamplituden die Unterschiede der auf die Küste zerstörend wirkenden Energiebeträge anzeigt. Wenn sich die See unter normalen Verhältnissen selbst der vollen Wirkung auf die Küste durch den Aufbau des Sandriffs und auch durch die Böschung des Vorstrandes beraubt, so fällt bei Sturmflutbedingungen die Bremswirkung des dann tief untergetauchten Riffes fort, und eine vielleicht 50fache Energiemenge (Amplitudenverhältnis 7 : 1, Energien 49 : 1) wirkt auf den Strand selbst, ja auch auf das hinter ihm sich erhebende Kliff.

III. Brandungsunruhe und Strandböschung. Es handelt sich um die geologische Beurteilung der örtlichen Differenzierung der Brandungsunruhe. Unsere Vermutung, daß an verschiedenen Strandstrecken sich verschiedene Brandungsintensität auch in verschieden großer B. U. bemerkbar machen würde, wurde zunächst durch eine Meßreihe bestätigt, bei welcher Multaviablesungen an fünf Punkten vorgenommen wurden. Von diesen ist das Unterwasserprofil von der Strandlinie bis einige 100 m Küstanabstand bekannt und war uns durch die mehrfach erwähnte Westerländer Dienststelle des staatlichen Marschenbauamts zugänglich gemacht. Während der zur Absolvierung der Meßstellen erforderlichen Zeit von 1³/₄ Stunden schienen die Außenbedingungen praktisch konstant. Es wurde der Horizontalempfänger stets in 10 m Wasserabstand eingesetzt. Da kurz nach Maximaltide gemessen wurde, kam als Brandungsbereich nur die äußerste Zone der im weiteren Verlauf variablen Böschung in Betracht, so daß nachstehend für jede Beobachtungsstelle nur *ein* maßgebender Böschungswinkel durch seinen Tangens anzugeben ist:

	Multaviablesungen (Ampl.)			Böschung (tang.)	Küstenabstand des Riffes (m)
	x	y	y'		
Südlich der Westerl. Strandmauer	1.	3	5	0.02	426
	2.	5	9	0.03	233
Vor der Strandmauer	3.	6	11	0.044	309
	4.	6	10	0.047	444
Nördl. der Strandmauer	5.	4.5	8.5	0.038	385

× 0.5 · 10⁻⁷ cm für 50 Hz.

Das Anwachsen der B. U.-Intensität mit wachsendem Böschungswinkel macht sich deutlich bemerkbar, zugleich aber auch der Einfluß eines anderen die B. U. beeinflussenden Faktors. Als solcher kommt offenbar die verschieden große

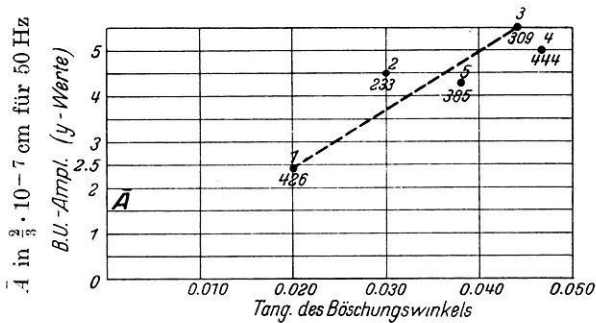


Fig. 7

Entfernung des der Küste vorgelagerten Sandriffs in Betracht. Die Meßpunkte, denen das Riff, die Hauptprallzone des Seegangs, fern liegt, zeigen relativ geringere B. U.-Amplituden, was unser Diagramm (Fig. 7) dadurch deutlich macht, daß



Fig. 8. Bodenunruhe auf dem Südflügel der Insel Sylt während der Schienenauto-Meßfahrt, 14./15. April 1938, Meßpunkt 6 in 325 m Küstenabstand. Böen selten. 1.1 mm Ausschlagweite entspricht $2 \cdot 10^{-8}$ cm Bodenamplitude (bei 50 Hz)

zu der Nummer des Meßpunkts die Meterzahl des dortigen Küstenabstands des Riffes gesetzt ist — vgl. insbesondere die Meßpunkte 3 und 4 miteinander*).

Als zweite Meßreihe wählten wir eine Anzahl Punkte längs der Inselbahn aus, genauer gesagt der Längsstrecke, die den Inselkern (Westerland) mit der

*) Wenn, wie in Kapitel 2 festgestellt wurde, die B. U. bei Ebbe stets wesentlich geringer als bei Flut ist, so kann nunmehr als Grund dafür neben den oben angeführten Gründen auch der geltend gemacht werden, daß ausweislich der ausgeloteten Unterwasser-Strandprofile der Böschungswinkel der strandnächsten Region seewärts in der Regel etwas abgeflacht wird.

Südspitze Sylts (Hörnum) verbindet und ausschließlich durch Dünen sand verläuft, welcher älterem Strandsand aufgesetzt ist. Der zeitlich genügend kurz hintereinander erfolgte Besuch aller dieser Meßpunkte war dadurch möglich, daß wir ein Schienenauto benutzen konnten, in dem unsere Registriereinrichtung (Mikromollgalvanometer) lichtsicher aufgestellt war. So konnte nachts von 1½ bis 4½ Uhr das Meßprogramm durchgeführt werden. Die Erkundung der B. U. in diesem gleichförmig gebauten Gebiet alluvialen Alters, in welchem der ältere und festere Untergrund tiefer liegt als in der Umgebung Westerlands, mußte unserer Voraussicht nach den Zusammenhang zwischen der Intensität der B. U. und dem strandnahen Unterwasserprofil noch klarer heraustreten lassen, als es bei der letzterwähnten Meßreihe möglich schien. Freilich sind in diesem Bereich nur zwei Unterwasserprofile bisher durch Lotungen genau bekannt, dafür sind aber die Veränderungen des Weststrandes während der letzten 60 Jahre gut bekannt und kartographisch festgelegt, mit anderen Worten die Stellen erkennbar, an welchen infolge Versteilung der Unterwasserböschung eine Rückwärtsverlegung der Strandlinie um größere oder geringere Beträge erfolgte. Aus der nachstehenden Tabelle ist daher vor allem der Zusammenhang zwischen der Intensität der Brandungs-B. U. und der (geologisch interessanten wie praktisch wichtigen) Zerstörungswirkung der Brandung ersichtlich. Daher sind die Zahlenwerte für die B. U.-Intensität, die durch Ausmessung der Durchschnitts-amplituden auf dem Mikromollphotogramm gewonnen sind, in einer besonderen Rubrik dadurch vergleichbar gemacht, daß entsprechend den durch die Trace der Inselbahn gegebenen verschiedenen Küstenabständen der Meßpunkte und entsprechend unseren Erfahrungen über das Abklingen der B. U. (vgl. S. 351 ff.) jeweils ein Vergrößerungsfaktor zugefügt wurde (die Meßpunkte sind von S nach N gezählt):

Meßpunkt Nr.	Küstenabstand m	Entfernung:		A *)	A'	Strandverschiebung seewärts des Meßpunktes
		Riff—Strand m	Böschung (tg)			
2	338			29	40	Abtragung
3	775			10	41	„
4	560					„
5	700			8	26	kaum Abtragung
6	325	119	0.0384	7.5	10	keine Abtragung
7	662	340	0.0274	7	20	keine Abtragung

*) Es bedeutet: A = beobachteter Amplitudenwert der B. U. A' = Amplitudenwert, umgerechnet auf 100 m Küstenabstand.

Augenfällig ist besonders der Vergleich zwischen Meßpunkt 2 und 6. Bei Meßpunkt 3 ist die Abtragung bedeutend stärker als bei Meßpunkt 5, auch das spiegelt sich in den Intensitäten der B. U. wieder. Meßpunkt 7 ist von den übrigen getrennt zu halten, da er bereits dem Westerländer Inselkern angehört. Trotzdem er doppelt so weit von der Küste entfernt liegt als Meßpunkt 6, und auch der dortige Abstand des Außenriffs dreimal so groß ist wie bei Meßpunkt 6, ist die B. U. von 7 nur unbedeutend schwächer als die von 6, was nicht allein durch den

geringeren Böschungswinkel zu erklären ist, sondern höchstwahrscheinlich vor allem durch den Umstand, daß im diluvialen Inselkern (7) die B. U. besser fortgeleitet wird als in den alluvialen Sandschüttungen des Inselflügels.

IV. *Veränderung der Bodenunruheintensität durch Windböen.* B. U. Registrierungen, die bei stark windigem Wetter ausgeführt wurden, unterscheiden sich so charakteristisch von Registrierungen bei ruhigem Wetter oder gleichmäßigem Wind, daß der Einfluß des Windes auch auf die küstennahe B. U. nicht übersehbar ist.

Als Beispiel für deutlich in Erscheinung tretende Windwirkung wählen wir zunächst Messungen, die in Klappholtal, also auf dem Nordflügel der Insel, in etwa 150 m Wasserabstand auf dem Westabhang der Düne beim strandnächsten Häuschen gemacht wurden, und zwar erstens als Multaviablesungen:

Windrichtung	Windstärke	Multaviablesungen		Extremausschläge inf. Böen
		<i>x</i>	<i>y</i>	
N	3	6 (3.6)	12 (7.2)	60 (36)
N	4	6 (3.6)	12 (7.2)	55 (33)
E	3	8 (4.8)	20 (12)	70 (38.5)

N. B.: Werte in Klammern = 10^{-7} cm Bodenamplitude bei 50 Hz.

Die vorstehend verzeichneten Extremausschläge der B. U. von fünffacher Größe der *y*-Werte passen nach sonstigen Erfahrungen nicht zur Brandungsbewegung. Bei den Registrierungen, die mit dem Mikromollgalvanometer mehrfach durchgeführt wurden, und von denen Fig. 1 die Aufnahme 13 wiedergibt, finden wir auf dem Photogramm Extremausschläge von der sechsfachen Größe der durchschnittlichen Amplituden und stellen fest, daß die Gesamtzahl der Ausschläge pro Minute erheblich die Zahl 9 übersteigt, die die durchschnittliche Häufigkeit der Brandungsschläge pro Minute bezeichnet — vgl. S. 344 —, während in einer böenfreien Minute nur acht Normalausschläge zu unterscheiden sind. Da bei Aufnahme 13 die Windstärke nur den Wert 2 (SE) besaß, so muß man schließen, daß schon in geringem Küstenabstand — hier 150 m — das Land, insbesondere freilich eine Fläche mit Dünenkonfiguration, unter nur mäßigem, böigem Wind Erschütterungen aufnimmt, die sich in der B. U. als übermächtig im Vergleich mit den bis dorthin geleiteten Brandungserschütterungen erweisen.

Der Versuch gleichzeitiger gesonderter Registrierung der B. U. und der Windstöße wurde in Westerland gemacht unter Einschaltung des S. 341 erwähnten Böenschreibers. In die viertelstündige Expositionszeit fielen 15 kräftigere Böenstöße, also pro Minute durchschnittlich nur einer, während die übrigen Böen so unbedeutend waren, daß sie im Seismogramm nicht aus der ungünstigerweise gerade relativ starken Brandungsunruhe heraustreten. Leider konnte dieser Synchronisierungsversuch bisher nicht unter günstigeren Bedingungen wiederholt werden, die solcher Kombination der Beobachtungen volle Beweiskraft

verleihen könnten. Nur die folgenden Zahlenverhältnisse aus unserem Versuch sprechen allenfalls für unsere Deutung:

Minutenstrecke des Diagramms	a)	Gesamtzahl großer B.U.-Ausschläge	Böenzahl nach Böenschreiber	Rest: Brandungsschläge
	b)	20	7	13
	c)	17	8	9
		17	6	11

Um die Deutung unserer Mikromolldiagramme als durch Böenstöße beeinflusst, weiterhin zu stützen, erschien es wichtig, die Veränderung dieser Bilder mit zunehmendem Küstenabstand zu studieren. Dazu stehen zunächst die Meß-

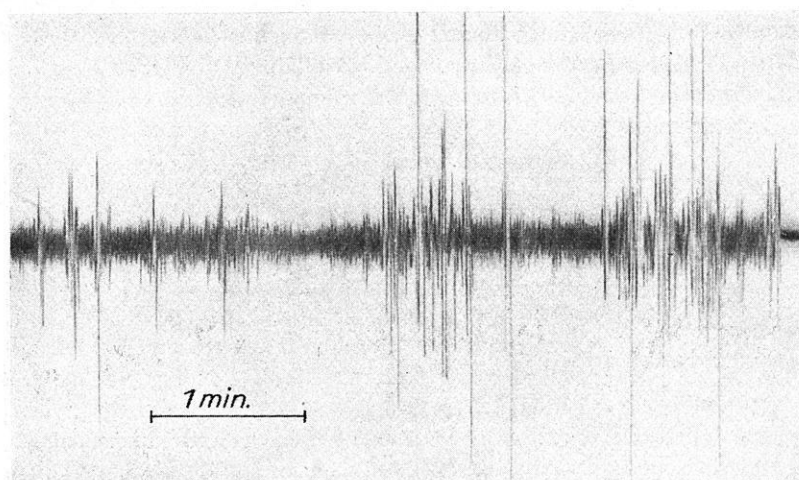


Fig. 9. Bodenunruhe im Inselinnern, stark beeinflusst durch Windböen. (Aufgenommen auf Meßfahrt Nr. 2 am 20./21. Januar 1938 im Meßpunkt III.)
 $\frac{2}{3}$ mm Diagrammausschlag entspricht $1 \cdot 10^{-8}$ cm Bodenamplitude (bei 50 Hz). Die Böen bedeuten also eine Steigerung auf $1 \cdot 10^{-6}$ cm

punkte längs der Sylter Südbahn zur Verfügung und weiter Meßpunkte, die auf später noch zu behandelnden Inlandmessungen besucht wurden, die hier freilich unter der Voraussetzung gedeutet werden, daß die allgemeine B. U. noch hauptsächlich von der Brandung herrührt.

	Meßpunkt Nr.	Küstenabstand (m)	Verhältnis Brandungsunruhe:Böenunruhe
Meßfahrt auf Schienenauto	1	465	1: 6
	2	338	1: 5
	4	560	1: 2.8
	3	775	1: 7
Inlandmeßpunkte (vgl. Fig. 12)	VI	2200	1: 8
	III	3160	1: 7
	IV	3750	1: 2.5
	V	5250	1: 10

Wenn diese Zahlen auch das steigende Übergewicht der Böenwirkung zum Ausdruck bringen, so muß doch zumal bei der zweiten Serie der großen Küstenabstände angenommen werden, daß dort die kleineren Ausschläge, die der Anregung durch Brandungsschläge zugeschrieben wurden, in Wahrheit schon Impulse durch Windwirkung kombiniert mit Brandungsimpulsen darstellen. (Warum das Verhältnis bei den Meßpunkten 4 und IV. aus der Reihe herausfällt, konnte nicht festgestellt werden.) Die Häufigkeit größerer Böenstöße war teils zwei Böen pro Minute, teils auch nur knapp eine pro Minute.

Überschaut man die Gesamtheit der in diesem Kapitel mitgeteilten Zahlenverhältnisse, so muß wohl geschlossen werden, daß die Brandungsimpulse an einer Flachküste mit Sanduntergrund höchstens bis 2 km Küstenabstand von entscheidender Bedeutung sind, während eine weiter landeinwärts registrierte B. U. bereits wesentlich dem Winde ihre Impulse verdanken dürfte.

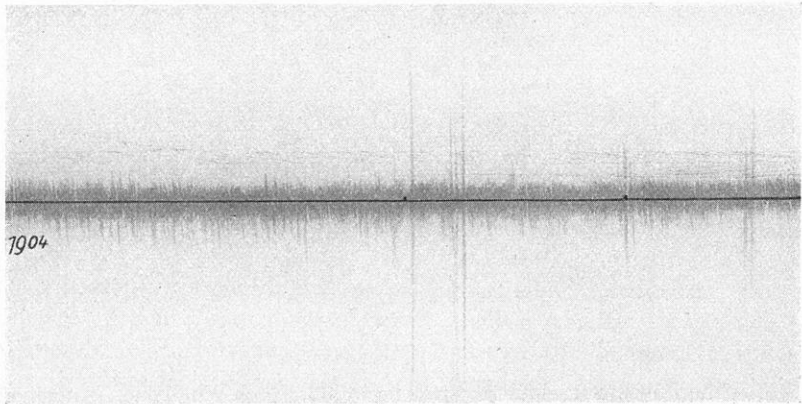


Fig. 10. Beeinflussung der Bodenunruhe durch Frost. (Einzelne sehr große Ausschläge.)
0.47 mm Diagrammausschlag entspricht $3.7 \cdot 10^{-8}$ cm Bodenamplitude (bei 50 Hz).
Frosterschütterungen bis zu $3.3 \cdot 10^{-6}$ cm

V. *Bodenunruhe durch Frost.* Die Tatsache, daß das Gefrieren des Wassers in oberflächlichen Bodenschichten als Anregung der B. U. in Frage kommt, ist schon verschiedentlich erkannt worden — Brand [3], Gutenberg [7], Landsberg [12]. Auch in unseren, in Winternächten aufgenommenen Photogrammen erscheinen unvermittelte Extremausschläge, die den Umständen entsprechend auf den Gefriervorgang bezogen werden müssen; Fig. 10 gibt ein Bild davon. Unsere Annahme konnte insofern experimentell gestützt werden, als in einer Frostnacht, in der die gelegentlichen Impulse in der B. U. bemerkt wurden, die entsprechenden Verdacht erregten, in der Nachbarschaft des Empfängers in einem Umkreis von 1 bis 2 m warmes Wasser auf den Sandboden gegossen wurde. Der Auftauvorgang zeitigte alsbald entsprechende Ausschläge, die schnell abklagen. Die Erscheinung, die somit wenigstens zum Teil eine Nahwirkung auf den

Empfänger darstellt, hat für die B. U. im allgemeinen keine sonderliche Bedeutung. Nach Gutenberg [7] entspricht der Frostanregung eine unregelmäßige Erschütterungsperiode von 20 bis 50 Sekunden (falls Seismographen großer Schwingungsdauer benutzt werden).

VI. Versuche mit künstlicher Erregung von Bodenunruhe im Dünensand.

In Kapitel II. wurde mitgeteilt, daß bei der Schnellregistrierung der B. U. des Strandsandes, bzw. des aus ihm allmählich hervorgehenden Dünensandes, die Frequenz 53 Hz als eine unter verschiedenen Bedingungen wiederkehrende festzustellen ist, daß daneben aber auch eine Frequenz von 7 Hz im Dünensand vor der Station vorkommt, und endlich auch eine Frequenz von 20 bis 22 Hz. Nach Hertwig, Früh und Lorenz [18] besitzt „der Boden ein verwickeltes, schwingendes System, Grundschwingungen und Oberschwingungen“. Mitgeteilt wird meistens nur je eine Frequenz als charakteristisch für bestimmte „Boden-

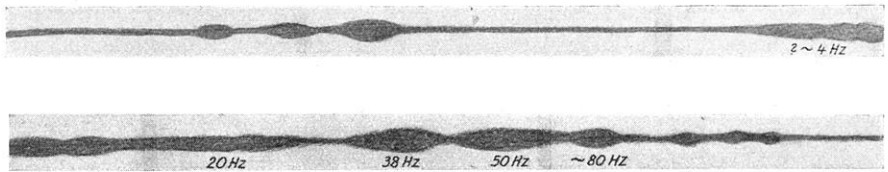


Fig. 11. Schnelloszillogramm der Bodenunruhe des Dünensandes bei künstlicher Anregung mit Lautsprecher. (Stark verkleinerte Kopie.) Die Frequenz der Anregung wurde gleichmäßig erhöht.

arten“ bei Belastung mit der Schwingmaschine. Hertwig, Früh und Lorenz [18] und Hertwig [19] geben für verschiedene Sande 22, 24, 29, 30, 32 bis 33 Hz an, Schweydar und Reich [4] für „losen Sand“ 17 Hz. Freilich fand Köhler [9] im Potsdamer Diluvialboden vier verschiedene Schwingungsarten von maximal allerdings nur 17 Hz, und Angenheister und Schneider [5] fanden drei verschiedene Eigenschwingungen des mit Häusern belasteten Bodens.

Als wir nun mit der S. 342 beschriebenen neuen Einrichtung unserem Dünensande Erschütterungen aller Frequenzen von wenigen bis weit über 100 Hz zuführten, wobei wir den Vorteil unserer Methode in der äußersten Sparsamkeit der Energiezufuhr sehen, da Strukturänderungen die wahrscheinliche und zum Teil erwiesene Folge starker Erschütterungen sind, zeigte sich, daß die vom Vertikalempfänger aufgenommene B. U. bei ganz bestimmten Erregungsfrequenzen scharf ausgeprägte Steigerungen verrät, wie sie in dem Oszillographenphotogramm Nr. 11 abgebildet sind. Die Resonanzbereiche liegen bei diesem Versuch bei 9 bis 11, 15, 25, 40, 52, 88 Hz. Ein zweites Schnelloszillogramm ergab die Anregungsbereiche 24, 40, 50 bis 60, 88 Hz, ein drittes 9, 28, 43 Hz. (Die Frequenzen sind aus Tonhöhe und zum Teil aus der Registrierkurve des Oszillographen ent-

nommen, also noch verbesserungsbedürftig.) Bei diesen Versuchen benutzten wir zunächst den Vertikalempfänger, da wir auch die Schwingungsstöße des Lautsprechers vertikal auf den Boden wirken lassen. Die Eigenschwingung des Empfängers (3.6 Hz) fällt nicht in unsere Anregungsbereiche. Eher wäre möglich, daß eine Aufhängevorrichtung im Empfänger eine Eigenschwingung von 30 Hz in die Registrierung einbringen könnte, was aber nicht zu bemerken war. Die Realität mindestens der Mehrzahl obiger Anregungsbereiche erwies sich auch bei zahlreichen Anregungsversuchen, bei denen die B. U. mit dem Multavi abgelesen wurde. Hierbei ergab sich, daß auch der Horizontalempfänger die Schwingungen in wenig geringerer Amplitude übernahm. Ferner zeigte sich, daß nicht alle Anregungsbereiche mit gleich großen Amplituden angezeigt werden, sondern bevorzugt eine Frequenz, nämlich die von 52 Hz. — Diese, die auch bei verschiedenen Versuchen mit natürlicher B. U. durchdrang, nennen wir Hauptfrequenz. Ferner hatte es den Anschein, als lägen jenseits von 88 Hz noch Oberschwingungen, denen freilich nur schwächere Ausschläge entsprechen. Endlich prüften wir, wie die künstlich angeregte B. U. in verschiedener Entfernung vom Anregungsort ihren Charakter ändert. Nachdem wir den Horizontalempfänger zunächst in 7 m Abstand vom Anreger eingegraben hatten und mit dem Multavi acht durch verschiedene Frequenzen unterschiedene Anregungsbereiche festgestellt hatten, brachten wir den Empfänger auf 17 m Abstand. Nunmehr waren zwar die Anregungsbereiche noch alle erkennbar, aber die Amplituden mehrerer von ihnen auf reichlich die Hälfte reduziert, dagegen die Amplituden der Hauptfrequenz nur unbedeutend verringert. Sodann brachten wir den Empfänger auf 40 m Abstand. Nunmehr war nur noch die Hauptfrequenz mit gut ein Drittel der ursprünglichen Amplitude erkennbar. Diese Reichweite von 40 m wäre sicher wesentlich größer gefunden worden, wenn mit größerer Energie gearbeitet worden wäre.

Auf eine unerwünschte künstlich erregte B. U. stießen wir bei unserer Meßfahrt ins Inselinnere — siehe Kapitel VII. —, als es sich darum handelte, Grubenaufschlüsse mit verschiedenen Schichtarten auszunutzen. Es zeigte sich, daß in verschiedenen Gruben, die bis zu 370 m Abstand vom Westerländer Elektrizitätswerk (Stadtwerke) besitzen, die Untergrundschichten nicht die normale B. U. zeigten, sondern eine starke Daueranregung, die offenbar von der Stromerzeugungsmaschine des Werkes ausgeht. Die Maschine läuft mit 214 Touren. d. h. 3.57 Hz, und die durch sie erregte Frequenz dürfte ein Vielfaches von 3.6 Hz sein *). Das Werk steht auf pliozänem Kaolinsand. Von diesem könnte eine Schwingung, die ein Vielfaches von 3.6 Hz beträgt, übernommen sein. Das Sechsfache wäre 21.6 Hz. Nun zeigte nach S. 347 die Westerländer Strandmauer, die ebenfalls auf Pliozän aufgesetzt ist, 20 ± 2 Hz. Es wäre immerhin denkbar, daß hiermit eine für die vorliegende Schicht feinkörnigen Pliozänsandes charak-

*) Westerland hat Gleichstrom, eine elektrische Erregung des Gerätes scheidet also aus.

teristische Frequenz gefunden wäre. Wahrscheinlich ist, daß dieses Sediment eine andere „Frequenzgarnitur“ und eine andere Hauptfrequenz besitzt als unser Dünensand. Die Ermittlung würde leicht nach derselben Methode erfolgen können, wie vorstehend vom Dünensand beschrieben.

VII. Die Bodenunruhe der Gesteinsschichten des Inselinnern und der Abklingvorgang der Brandungsunruhe. Nachdem im Kapitel IV. (S. 354) bereits die Bedeutung des Küstenabstands für die Intensität der Brandungsunruhe gestreift wurde, wobei es sich um den in größerem Küstenabstande übermächtig werdenden Windeinfluß handelte, untersuchten wir nunmehr eigens den Abklingvorgang der Brandungsunruhe zunächst auf kürzere Entfernung. Nachstehende Tabelle auf Grund von Messungen in Klappholttal mit dem Horizontalempfänger zeigt die Abnahme der Amplituden der B. U. des Strandsands (bei konstanter Bodenbeschaffenheit):

Abstand von der Wasserlinie m	Multivablesungen		
	x	y	y'
0	4 (2.08)	27 (14)	60 (31)
40	6 (3.1)	10 (5.2)	16 (8.3)
80	5 (2.6)	8 (4.2)	13 (6.8)

N. B.: Werte in Klammern = 10^{-7} cm (bei 50 Hz).

Die y -Werte gehen also schon im Bereich der Strandebene auf ein Drittel des Ursprungswertes zurück. (Die künstlich erregte B. U. des Dünensandes, von der im Kapitel VI. die Rede war, verminderte sich schon auf eine Entfernung von 40 m auf ein Drittel des Wertes, der in 7 m Abstand von der Erregungsstelle gemessen war.) Bei größeren Entfernungen ist natürlich nicht ein weiteres Abklingen der B. U. zu erwarten, da dort den Schichten in zunehmendem Maße Anregungen aus dem Gesamtbereiche nicht nur der Küstenbrandung, sondern auch der Außenbrandung zufließen und zusammenwirken, wozu dann noch die Windanregung (Kapitel IV.) hinzutritt, die bei der für Sylt charakteristischen Witterung nur selten ganz fehlen wird. So ergaben denn zwei winterliche Meßfahrten ins Inselinnere Abklingkurven mit entsprechend konkavem Verlauf (Fig. 12). Freilich blieb bei diesen ersten Meßreihen der Schichtenbau des Inselkerns noch unberücksichtigt — der Empfänger wurde jeweils oberflächlich eingegraben — dafür wurde den Temperatureinflüssen Beachtung geschenkt, indem die erste Meßfahrt bei Frostwetter, die zweite nach Tauwetter ausgeführt wurde. Die Kurven, die auf Grund der Auswertung von Mikromollregistrierungen gezeichnet sind, zeigen, daß bei etwa 2 km Küstenabstand die B. U. des Inselinnern einen weiterhin nur noch wenig veränderlichen Wert angenommen hat — dies Verhalten war schon in Kapitel IV. (S. 354 ff.) vorausgesehen worden —, daß aber diese „allgemeine“ B. U. in gefrorener Oberflächenschicht stärker ist als in nicht gefrorener. Nach den Ergebnissen der vorausgehenden Kapitel lag nun dringende Veranlassung vor, den Abklingvorgang gesondert für die Gesteinsschichten der

Insel zu untersuchen. Die hierfür ausgewählten Meßpunkte sind Grubenaufschlüsse, die uns jeweils mehrere Schichtarten zugänglich machten, und die auf einer Strecke quer durch die Insel vom Nordrande Westerlands bis Munkmarsch liegen. Leider

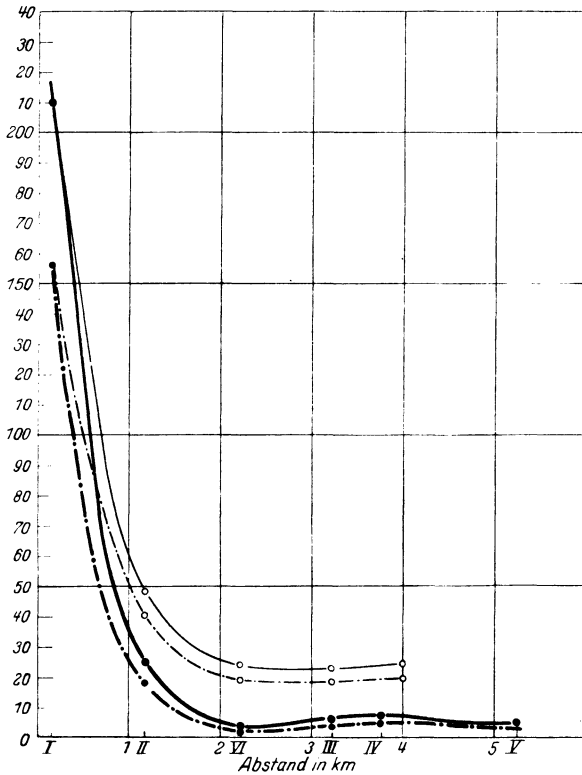


Fig. 12. Abklingkurven der B. U. Dünne gezeichnete Kurven: Erste Meßfahrt, bei Frost. Dick gezeichnete Kurven: Zweite Meßfahrt, nach Tautwetter. Relative Amplitudenhöhen: Ausgezogene Kurven: Maximale Amplituden. Strichpunktierte Kurven: Minimale Amplituden.

Vergleich der Werte beider Meßreihen unter Gleichsetzung der maximalen Amplituden am Meßpunkt I

fielen von den ausgesuchten sechs Meßstellen zwei deswegen praktisch aus, weil sich herausstellte, daß sie im Bereiche der künstlichen Bodenanzegung durch das Westerländer Elektrizitätswerk liegen, vgl. Kapitel VI., S. 358. Das geologische Schichtprofil des Meßgebiets ist folgendermaßen aufgebaut:

3. Heidsand mit Steinsohle.
2. Geschiebelehm, altdiluvial.
1. Kaolinsand, pliozän.

Unsere dritte Meßfahrt, die in weniger als 2 Stunden sämtliche sechs Meßpunkte erfaßte, erbrachte folgendes Material an Multaviablesungen:

Meßpunkt	Küsten- abstand m	Heidsand			Geschiebelehm				Kaolinsand						
		x	y	y'	Böen- ausschlag		x	y	y'	Böen- ausschlag		x	y	y'	Böen- ausschlag
A	350	4	10	18	25	5	13	15	2	5	7	16			
B	575	(22—26)*							23—27						
C	900	(23—26)*							25—30						
D	1500	5	11	21		3	7	10,5	20						
E	2600	3	7	10		2	4	7							
F	3580	unter 2	3	4	(5)					2	2	knapp 3			

*) Künstlich.

N. B.: Einheit = $0.52 \cdot 10^{-7}$ cm (bei 50 Hz).

Das aus diesen Werten konstruierte Diagramm Fig. 13 zeigt die drei Abklingkurven (Heidsand, Geschiebelehm, Kaolinsand) in der Weise, daß ein Vergleich mit der Abklingkurve der vorletzten Meßfahrt möglich ist; dazu wurde ange-

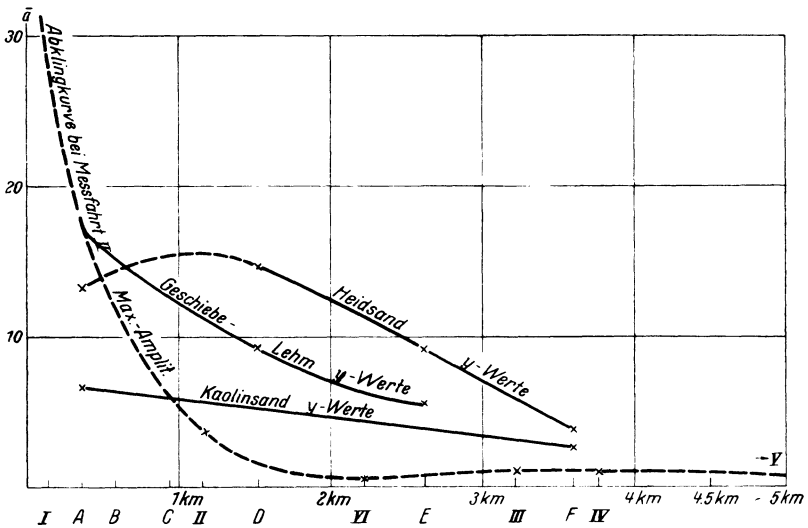


Fig. 13. Abklingkurven der B. U. in den Schichten des Sylter Inselkerns

nommen, daß letztere Kurve im wesentlichen eine solche für Geschiebelehm sei und die relativen Werte der Amplituden so umgerechnet, daß im Meßpunkt A Gleichheit für die alte und die neue Geschiebelehmkurve besteht. Man gewinnt so einen Eindruck davon, bis zu welchem Grade die B. U. auch ein und derselben Schicht zu verschiedenen Zeiten sich verschieden verhalten kann. Dennoch darf aus diesen Kurven geschlossen werden, daß der Geschiebelehm, der in der unter-

suchten Inselzone am Strande (unter oberflächlicher Sandbedeckung) ausstreicht und somit nahezu unmittelbar von der Brandung angeregt wird, in Küstennähe relativ die stärkste B. U. besitzt, daß ihr aber mit zunehmendem Küstenabstand relativ schnelles Abklingen eigen ist. Der Kaolinsand erhält an der Küste die Anregung durch die Brandung nur mittelbar und seine B. U. ist dementsprechend schwächer, klingt aber auf größere Entfernung weniger schnell ab. Der Heidsand kann seine Anregung nur durch den unterlagernden Geschiebemergel bzw. Kaolinsand, andererseits aber bevorzugt durch Wind erhalten, demnach ist seine Kurve uncharakteristisch, und Punkte mit höheren B. U.-Amplituden dürften beliebig im Innern der Insel gefunden werden können.

Nimmt man alles zusammen, so erscheint die B. U. erzeugende Wirkung der Brandung an der Sylter Küste schon für das Inselinnere als recht untergeordnet, erst recht aber für das hinter dem Wattenmeer liegende Festland, wobei zu beachten ist, daß die Sylter Westküste zwar unter normalen Bedingungen (von Sturmflut abgesehen) tatsächlich als Flachküste zu werten ist, aber als eine mit ungewöhnlich schnell abfallendem Vorstrand (unausgeglichene Flachküste). Die Bedingungen für die Übertragung von Brandungsenergie nähern sich schon denjenigen einer sogenannten Steilküste, zumal einer mit einer Abrasionsplatte umgebenen. Unsere Erfahrungen über die B. U. des Hinterlands gestatten vornehmlich deswegen keine Verallgemeinerung, weil an Steilküsten als Träger der B. U. ganz andere Schichtarten in Frage kommen. Die Fortsetzung unserer Untersuchungen, die auf Helgoland beabsichtigt ist, dürfte in dieser Beurteilung der Rolle der Brandungsruhe weiterführen. — Die Registrierungen ergeben unter der Annahme einer Periode von 50 Hz Amplitudenwerte von etwa 10^{-6} bis 10^{-5} cm (Normalwert bis Sturmflut, Fig. 6). Die Geschwindigkeit, mit der sich die Bodenteilchen bewegen, beträgt $5 \cdot 10^{-5}$ bis $5 \cdot 10^{-4}$ cm sec⁻¹. Die zur Verfügung stehende Energie des Gramms bewegter Masse beträgt also $25 \cdot 10^{-10}$ bis $25 \cdot 10^{-8}$ erg oder $25 \cdot 10^{-13}$ bis $25 \cdot 10^{-11}$ cm g-Gewicht. Wahrscheinlich ist das aber nicht die ganze Energie, da noch merkliche Teile in den nicht untersuchten langsameren Schwingungen stecken werden.

VIII. Allgemeine Ergebnisse der bisherigen Untersuchungen und theoretische und praktische Ausblicke. 1. Die Brandungsruhe, wie sie von uns am Sandstrande der Sylter Westküste beobachtet wurde, ist nicht nur unter verschiedenen Gezeitenbedingungen von meßbar verschiedener Intensität und unter Sturmflutbedingungen von ganz anderer Größenordnung als sonst, sie ist auch bei gleichen maritimen Bedingungen örtlich verschieden, wenn keine andere ändernde Ursache in Frage kommt als geringfügige Verschiedenheiten des Böschungswinkels in der Brandungszone. Man kann also durch die am Strande leicht zu bewerkstellenden B. U.-Messungen auch *Voraussagen treffen über das Unterwasserprofil der Küstenstrecken, von denen noch keine eingehenden Peilungen vorliegen, und kann Strandbereiche ausfindig machen, die infolge steiler gewordener Unterwasserböschung als gefährdet anzusehen sind* (vgl. S. 351).

2. Die Reichweite der Brandungsunruhe als solcher ist, nach unseren Messungen zu schließen, an der untersuchten Küste gering. Als Grund für zeitweise erhöhte B. U. in mehr als 2 km Küstenabstand dürfte überall, wie an unseren Meßstellen, Windwirkung in Frage kommen, falls nicht örtlich eine künstliche Anregung durch Maschinen und dergleichen stattfindet. Unsere Erfahrungen lassen es uns als mindestens fraglich erscheinen, ob die Brandungsunruhe der Felsküsten so viel weiter ins Landinnere dringt, daß sie die B. U. des europäischen Inlandes wesentlich unterhält, oder ob Wind- bzw. Luftdruckwirkung entscheidend sind. (Gherzi [6] und [13], Critikos [10], Kohlbach [11], Visser [14], Banerji [15], Sezawa und Kanai [16], Whipple und Lee [17]).

3. Die neue Methode der künstlichen Bodenanregung (S. 342 und 357) erscheint geeignet, für jede Schichtart eine „Frequenzcharakteristik“ aufzustellen, mit der die Vielheit der möglichen Schwingungen erfaßt wird. Die Methode vermeidet die Gefahr, daß die untersuchte Schicht durch starke Erschütterung strukturell verändert wird. *Zugleich erfordert die Methode nur ein Minimum an Zeitaufwand.* Wenn alle in Frage kommenden Schichtarten ihrer Frequenzcharakteristik und ihrer Abklingkurve nach bekannt sind, ist die Aufnahme von künstlichen Bodenerschütterungen bis in alle Einzelheiten auszuwerten. Somit liegt die geologische *Anwendbarkeit der Methode auf der Hand im Rahmen der praktischen Bodenforschung.* Kontinuität und Lagerung bestimmter Schichten im Untergrund werden sich analog den anderen seismischen Verfahren ermitteln lassen, auch die schichtmäßige Wasserführung im Untergrund, da die Frequenzcharakteristik sich mit dem Wassergehalt der Schichten ändern muß. (Weitere Möglichkeiten: Unterscheidung künstlicher Bodenauftragungen von gewachsenem Boden, Prüfung der Deiche auf örtliche Festigkeitsunterschiede.)

4. Während von uns bisher nur oberflächliche oder oberflächennahe Schichten auf ihre Schwingungen hin studiert wurden, besteht durchaus die Möglichkeit, mit unserer Apparatur auch in *größere Tiefen zu dringen, da sowohl Sender als Empfänger in Bohrlöcher heruntergelassen werden können.* Dabei denken wir uns den Einsatz der Apparatur vornehmlich zur Ermittlung von Einzelheiten der Untergrundstruktur, während andere seismische Verfahren, denen das unsere ergänzend zur Seite tritt, den Bau im großen etwa schon erschlossen haben.

5. Wenn der Empfänger zum *Meeresboden* heruntergelassen wird, wobei allerdings eine Schutzvorrichtung vorzusehen ist, die den Empfang von unerwünschten Schwingungen des Wassers bzw. der Kabel abschirmend ausschließt, so kann die alte Frage nach der Ruhe oder Unruhe des Meeresbodens in verschiedenem Oberflächenabstände aufgegriffen werden, was in verschiedener Hinsicht von theoretischem Interesse wäre.

6. Die Möglichkeit der schnellen Ortsveränderungen aller bei unserer Methode in Frage kommenden Geräte erlaubt es, Schichtuntersuchungen für irgendwelche Zwecke auf ein größeres Gebiet räumlich auszudehnen, da die Gewähr dafür besteht, daß während der kurzen Dauer der Messungen und Meßfahrten die Be-

dingungen der natürlichen Bodenunruhe und der Schichtdurchfeuchtung als unverändert gelten dürfen. Die Unabhängigkeit der Apparatur von Behausungen und Strombedarf aus Ortsnetzen ist gleichfalls grundlegend für den Umfang der Einsatzmöglichkeiten der Apparatur.

Schrifttum:

- [1] E. Wiechert u. K. Zöppritz: Über Erdbebenwellen. Nachr. K. Ges. Wiss. Göttingen, 1907.
- [2] F. Linke: Die Brandungsbewegungen des Erdbodens und ein Versuch ihrer Verwendung in der praktischen Meteorologie. Abhandlg. K. Ges. Wiss. Göttingen. M. Ph. Kl. N. F. 7, Nr. 3 (1909).
- [3] J. Brand: Ein Beitrag zum Studium der Bodenbewegungen nichtseismischen Ursprungs. Dissertation Göttingen 1925. Zeitschr. f. Geophys. 1, 348 (1925).
- [4] W. Schweydar u. H. Reich: Aufzeichnungen von künstlichen Erdbeben. Zeitschr. f. Geophys. 2, 350 (1926).
- [5] G. Angenheister u. W. Schneider: Messungen der Erschütterungen von Boden und Gebäuden, hervorgerufen durch Maschinen und Fahrzeuge. Zeitschr. f. techn. Physik 9, 115 (1928).
- [6] E. Gherzi: Note sur des microséismes solitaires (ondes „Z“) de longue période et sur les microséismes à groupes. Zeitschr. f. Geophys. 4, 422 (1928).
- [7] B. Gutenberg: Bodenunruhe durch Brandung und durch Frost. Ebenda 4, 246 (1928).
- [8] A. Defant: Einführung in die Geophysik III. Dynamische Ozeanographie, Berlin 1929.
- [9] R. Köhler: Harmonische Schwingungen des Untergrundes. Zeitschr. f. Geophys. 6, 123 (1930).
- [10] N. A. Critikos: Über die Ursache der mikroseismischen Bodenunruhe von 4–8 Sekundenperiode in Athen. Ebenda 7, 22 (1931).
- [11] W. Kohlbach: Untersuchungen über die mikroseismische Bodenunruhe in Gr. Raum. Schr. Phys. Ökon. Ges. Königsberg i. Pr. 87, H. 2 (1931).
- [12] H. Landsberg: Seismische Bodenunruhe. Zeitschr. f. Geophys. 9, 156 (1933).
- [13] E. Gherzi: Le problème des microséismes et le defertement et des vagues. Ebenda 10, 317 (1934).
- [14] W. Visser: On the relation between mikroseisms and depressions in western europe and on the ozean. Königl. Akadem. Wetensk. Amsterdam 37, 10 (1934).
- [15] S. K. Banerji: Theory of microseisms. Proc. Indian Acad. (A) 1 (1935).
- [16] K. Sezawa u. K. Kanai: The nature of microseisms of local type. Bull. Earthy Res. Inst. 13, 729 (1935).
- [17] F. Whipple u. A. W. Lee: Notes on the theory of microseisms. Monthl. Not. Geophys. Suppl. 3, 287 (1935).
- [18] A. Hertwig, G. Früh u. H. Lorenz: Die Ermittlung der für das Bauwesen wichtigsten Eigenschaften des Bodens durch erzwungene Schwingungen. Veröff. Inst. d. Forschungsges. f. Bodenmech. (Degebo.) Techn. Hochschule Berlin, H. 1 (1936).
- [19] A. Hertwig: Bericht über die dynamische Bodenuntersuchung. Intern. Ver. f. Brückenbau u. Hochbau. 2. Kongreß, Berlin 1936.
- [20] Angenheister: Ausbreitung von Maschinenschwingungen im Untergrund. Forsch. Fortschr. 10, 260 (1934).
- [21] H. D. Krug: Ausbreitung der natürlichen Bodenunruhe (Mikroseismik) nach Aufzeichnungen mit transportablem Horizontalseismographen. (Seism. Unters. d. Geophys. Inst. in Göttingen 1932). Zeitschr. f. Geophys. 13, 328 (1937).

Die Bedeutung des Ausgleichungsverfahrens für die Auswertung von Nahbeben-Seismogrammen

Von Gerhard Schmerwitz, Jena

Auch in der Geophysik bildet allein ein in den Grundlagen exakt mathematisches und physikalisches Verfahren den einzigen Forschungsweg, auf dem wir unsere Erkenntnisse erweitern können. Daß ein solcher Weg insbesondere bei der Bearbeitung des mitteleuropäischen Nahbebenmaterials *) mit Erfolg begangen worden ist, haben neben zahlreichen Aussprachen zwei in dieser Zeitschrift kürzlich erschienene Veröffentlichungen **) ***) erneut bestätigt. Trotz des gleichen Ziels und gleichartiger physikalischer Voraussetzungen stimmen die ein- und vorgeschlagenen Wege jedoch nicht restlos überein. Daher kann ein abschließendes Urteil, ob gerade der gewählte Weg auch der am besten geeignete ist, solange nicht gefällt werden, als man nur diesen einzigen allein genau kennt.

Zu dieser Frage gehört z. B. die der zweckmäßigen Wahl der Koordinaten. Ob in der Verwendung rechtwinklige *) , geographische **) oder geozentrische ***) Koordinaten vorteilhafter sind, wird der Beurteilung des praktischen Rechners überlassen werden müssen.

Da die rechtwinkligen Koordinaten an Einfachheit und Übersichtlichkeit in diesem Falle nicht übertroffen werden und ihre Berechnung an Hand von Tabellen des Erdellipsoids nur den Gebrauch des Rechenschiebers und bescheidene mathematische Überlegungen erfordern, haben diese sich bei der Anwendung in der Nahbebenseismik ebenso bewährt wie etwa das Gitternetz in der neuzeitlichen Geodäsie. Für die Verminderung der Rechenarbeit ist es in Anbetracht der mitunter sehr zahlreichen Koeffizienten der Fehlergleichungen außerdem nicht ohne Belang gewesen, daß diese gerade hierbei in der einfachsten Form auftreten.

Von grundsätzlicher Bedeutung ist jedoch die Frage, ob bei dem Ausgleichungsverfahren, welches von mir zugleich für fünf Unbekannte durchgeführt wird, in Hinsicht auf die Genauigkeit der Herdtiefenangaben alle Stationen ohne Rücksicht auf ihre Entfernung gleichmäßig benutzt werden dürfen.

H. Bungers **) äußert die Ansicht, daß der Grund, weshalb so große Fehlergrenzen bei meiner Herdtiefenbestimmung auftreten (es handelt sich vor allem um das Nordtiroler Beben) darin liegt, daß alle Stationen unabhängig von ihrer Entfernung benutzt werden, wodurch überaus große Fehler zur Ausgleichungs-

*) G. Schmerwitz: Ausgleichung der besten Stationsbeobachtungen mitteleuropäischer Erdbeben. Zeitschr. f. Geophys. **14**, 351 (1938).

) R. Bungers: Zur Methodik der Nahbebenbearbeitung. Zeitschr. f. Geophys. **15, 160 (1939).

***) H. Jeffreys: Remarks on the Paper of G. Schmerwitz on Central European Earthquakes. Zeitschr. f. Geophys. **15**, 158 (1939).

rechnung mitgeschleppt werden sollen. Der als Beleg herangezogene Unterschied in der Genauigkeit zwischen einer Herdtiefenbestimmung aus entfernten Stationen und einer entsprechenden Bestimmung aus nahen Stationen an Hand der Katheten- und Hypothenusendifferenz im rechtwinkligen Dreieck wird kaum einem Physiker unbekannt sein. Es ist jedoch nicht richtig, durch Übertragung dieser Tatsache einen Beweis dafür als erbracht anzusehen, daß auch das Ausgleichungsverfahren für fünf Unbekannte am gleichen Objekt angewendet auch dem gleichen Fehler unterliegt.

Wenn das Ausgleichungsverfahren wirklich nichts anderes leisten würde als die Summierung aller derartiger Herdtiefenbestimmungen auf Grund der Hypothenusen-Kathetendifferenz und es damit die ihm zur Last gelegten großen Ungenauigkeiten enthielte, dann wären gewiß derartige Herdtiefenbestimmungen unbrauchbar gewesen und ich hätte mir die langwierigen Rechnungen ersparen können.

Was leistet das Ausgleichungsverfahren? Geht man von der Tatsache aus, daß die Bestimmungen der Zeiteinsätze t_1, t_2, \dots, t_n an jeder Station in der Zeiteinheit gemessen im Mittel gleich genau vorgenommen werden, so besteht kein Recht oder Anlaß, diese Zeitmessungen etwa wegen ihrer Entfernung vom Epizentrum zu belasten. Es ist keine Regel einzusehen, nach der man den Zeitdienst einer entfernteren Station (z. B. Göttingen oder Jena), wo genau so mit 60 mm pro Minute registriert wird wie an einer im allgemeinen näher gelegenen Station (wie etwa Stuttgart, Straßburg oder dergleichen), mit einem geringeren Gewicht belegen müßte. Die Ablesungen werden überall auf eine Zehntel Sekunde genau ausgeführt und mit diesem gleichen Fehlerbereich angegeben.

Die so abgelesenen Zeitwerte paßt nun das Ausgleichungsverfahren, so gut wie es auf keine andere Weise möglich ist, einem gesuchten Kurvenverlauf der Weg-Zeitbeziehung, hier z. B. der Hyperbel, an. [Siehe Fig. 2 in *]. Für die Güte dieser Anpassung ist es ohne wesentlichen Einfluß, ob über die Stelle, wo Asymptote und Hyperbel zusammenfallen, hinaus noch Meßpunkte herangezogen werden oder nicht; denn der Herdtiefenwert und seine Genauigkeit hängt *allein nur* von der Anfangskrümmung der Hyperbel ab bzw. von der Anpassung der Meßpunkte an dieses Kurvenstück. Da man nun bei Heranziehung auch der entfernten Stationen den mehr linearen Verlauf noch sicherer festlegen kann, so muß sich das selbstverständlich auch auf das erste Teilstück der Kurve etwas auswirken. D. h. es muß entgegengesetzt zu der Ansicht von H. Bungers bei dem Ausgleichungsverfahren durch Hinzuziehung der entfernten Stationen die Genauigkeit der Herdtiefenermittlung sogar noch erhöht werden.

Da die Folgerungen, die aus dem Ausgleichungsverfahren für die Erdkruste gezogen wurden, von grundsätzlicher Bedeutung sind und eine irrtümliche

*) G. Schmerwitz: Berechnung der Dicke der Erdkruste und einiger physikalischer Eigenschaften aus mitteleuropäischen Nahbebenaufzeichnungen. Zeitschr. f. Geophys. 15, 268 (1939).

Meinung über den Wert dieses Verfahrens auch von einigen anderen Stellen gelegentlich geäußert worden ist, soll ein Zahlenbeispiel hier jeglichen Zweifel beseitigen.

Entsprechend der Ableitung der Hypothenusen-Kathetendifferenz sei ein gerades Profil vom Epizentrum zur Station zugrunde gelegt. Epizentrum und Herdzeit seien bekannt. Es handele sich also nur darum, die Herdtiefe (neben der Geschwindigkeit) zu bestimmen. Die n Stationen liefern dann die Beziehungen:

$$t_n = \frac{\sqrt{\Delta_n^2 + z_0^2}}{v}. \quad \text{Die entsprechenden Fehlergleichungen lauten:}$$

$$\frac{\sqrt{\Delta_n^2 + z_0^2}}{v} - t_n = v_n,$$

wobei die linke Seite dieser Gleichungen jeweils eine Funktion von z_0 und v darstellt: $F_n = F_n(z_0, v)$. Die einzuführenden Näherungswerte seien: (z_0) und (v) :

$$z_0 = (z_0) + z; \quad v = (v) + \nu.$$

z und ν sind die gesuchten Korrekturen. Die Funktion wird nun an der Stelle der Näherungswerte entwickelt:

$$F_n = F_n^{(0)} + \frac{\partial F_n^{(0)}}{\partial (z_0)} \cdot z + \frac{\partial F_n^{(0)}}{\partial (v)} \cdot \nu.$$

Zur Vereinfachung der Übersicht seien die Fehler gleichmäßig um die gesuchte exakte Kurve verteilt und abwechselnd $+0.5$ bzw. -0.5 sec. Die genauen, jedoch hier zunächst noch unbekanntenen Werte seien $z_0 = 30$ km sowie $v = 5.6$ km/sec.

Die Koeffizienten in den Fehlergleichungen, welche vereinfacht in der Form: $a_n \cdot z + b_n \cdot \nu + l_n = v_n$ geschrieben werden, lauten:

$$a_n = \frac{\partial F_n^{(0)}}{\partial (z_0)} = \frac{(z_0)}{(v) \sqrt{\Delta_n^2 + (z_0)^2}},$$

$$b_n = \frac{\partial F_n^{(0)}}{\partial (v)} = -\frac{1}{(v)^2} \sqrt{\Delta_n^2 + (z_0)^2}.$$

Es mögen nun im ganzen 20 Stationen vorliegen jeweils in 50 km Entfernung voneinander. Die erste Station sei ebenfalls 50 km vom Epizentrum fort. Von diesen 20 Stationen sollen zunächst alle zur Ausgleichung verwendet werden und zum Vergleich dann nur die ersten 6 Stationen. Hiernach wird sich bei einer Durchrechnung bis zu dem mittleren Fehler der Herdtiefe herausstellen, ob die Ausgleichung die überaus großen Fehler aus den entferntesten Stationen wirklich mitschleppt. Zum besseren Vergleich ist es angebracht, auch die bei der Hypothenusen-Kathetendifferenz einzeln für jede Station auftretenden Fehler zu berechnen. Das

soll noch vorweggenommen werden. Nach der Formel: $dz_0 = \frac{s_n}{z_0} \cdot v \cdot dt_n = 0.0933$

$\cdot s_n$ km (mit den aufgeführten wahren Werten und dem Fehler ± 0.5 sec) ergeben sich die Herdtiefenbestimmungsfehler für die einzelnen Stationen:

1. $dz_0 = \pm$	5.4 km	$\Delta =$	50 km	11. $dz_0 = \pm$	51.4 km	$\Delta =$	550 km
2.	9.7		100	12.	56.0		600
3.	14.3		150	13.	60.7		650
4.	18.8		200	14.	65.4		700
5.	23.5		250	15.	70.0		750
6.	28.0		300	16.	74.7		800
7.	32.7		350	17.	79.3		850
8.	37.4		400	18.	84.0		900
9.	42.0		450	19.	88.7		950
10.	46.7		500	20.	93.3		1000

Bei Verwendung aller 20 Stationen beträgt hier der mittlere Fehler (durchschnittliche Fehler) ± 55 km (± 49) gegenüber ± 18 km (± 16) bei Beschränkung auf die 6 Nahstationen. Dieser Fehler steigt, wie selbstverständlich, bei Hinzuziehung der entfernten Stationen ganz erheblich an.

Für die Anwendung des Ausgleichsverfahrens auf das gleiche Beispiel sind in der folgende Tabelle in der ersten Spalte die wahren Laufzeiten für die einzelnen Stationen, in der zweiten Spalte die mit dem jeweiligen Fehler $\pm 0,5$ sec gemessenen Beobachtungen eingetragen.

Tabelle 1.

	Wahre Laufzeiten in sec	Gemessene Werte in sec		Wahre Laufzeiten in sec	Gemessene Werte in sec
1.	10.41	9.91	11.	98.36	97.86
2.	18.64	19.14	12.	107.28	107.78
3.	27.32	26.82	13.	116.20	115.70
4.	36.11	36.61	14.	125.11	125.61
5.	44.96	44.46	15.	134.04	133.54
6.	53.84	54.34	16.	142.96	143.46
7.	62.73	62.23	17.	151.88	152.38
8.	71.63	72.13	18.	160.80	161.30
9.	80.53	80.03	19.	169.73	169.23
10.	89.45	89.95	20.	178.65	179.15

Da der mittlere Fehler von dem Grade der Annäherung, die probeweise eingesetzt wird, nicht abhängig ist, kann als Näherungswert auch der wahre Wert für (z_0) und (v) genommen werden. Mit Rücksicht hierauf können dann die Quadrat- und Produktsummen für alle 20 Stationen bis zu 1000 km Epizentralentfernung und dann aus den Nahstationen Nr. 1 bis 6 die entsprechenden Summen bis zu 300 km Entfernung gebildet werden.

Diese lauten für 20 Stationen:

$$[aa]_{20} = + 0.01497, \quad [ab]_{20} = - 3.42, \quad [bb]_{20} = + 7351, \quad [ll]_{20} = + 5.0.$$

Und für die ersten 6 Stationen allein:

$$[aa]_6 = + 0,01377, \quad [ab]_6 = - 1.025, \quad [bb]_6 = + 237, \quad [ll]_6 = + 1.5.$$

Hieraus gewinnt man die Gewichtskoeffizienten:

$$[aa \cdot 1]_{20} = + 0.0134 \quad \text{und} \quad [aa \cdot 1]_6 = + 0.00933.$$

Aus diesen ergeben sich unmittelbar die mittleren Fehler der Herdtiefenbestimmung. Im Falle der Verwendung von 20 Stationen bis zu 1000 km Stationsentfernung liefert die Ausgleichsrechnung folgenden Wert:

$$(m_z)_{20} = \sqrt{\frac{5.0}{18 \cdot 0.0134}} = \pm 4.6 \text{ km.}$$

Für Stationen bis 300 km Entfernung:

$$(m_z)_6 = \sqrt{\frac{1.5}{4 \cdot 0.00933}} = \pm 6.3 \text{ km.}$$

Ein Vergleich dieser beiden Zahlen zeigt deutlich, daß selbst bis zu 1000 km Stationsentfernung, einem Betrag, der bei Erdbebenauswertungen kaum je in Frage kommt, die Herdtiefenbestimmung bei diesem Verfahren in keiner Weise ungünstig beeinflußt wird. Mit dem hohen Fehlerbetrag aus der Hypothenusen-Kathetendifferenz hat somit die Ausgleichsrechnung nichts zu tun. Selbst der beste Einzelwert ist dort noch ungenauer als der Mittelwert der Ausgleichung auch der entferntesten Stationen.

Tabelle 2. Gegenüberstellung der aus der Ausgleichung sich ergebenden und der bei der Hypothenusen-Kathetendifferenz des rechtwinkligen Dreiecks auftretenden mittleren Fehler

	Ausgleichung	Hypothenusen-Kathetendifferenz
Stationen bis 300 km Entfernung	$\pm 6.3 \text{ km}$	$\pm 17 \text{ km}$
Stationen bis 1000 km Entfernung	$\pm 4,6 \text{ ,,}$	$\pm 52 \text{ ,,}$

Der Gang der mittleren Fehler ist, wie auch aus der Tabelle 2 an Hand der Zahlen ersichtlich, genau entgegengesetzt.

Die im Verlauf dieser eingehenden Rechnung nachgewiesene Eigenschaft der Ausgleichung zeigen natürlich schon die von mir durchgerechneten Beispiele*), S. 366, wenn man dort die Gewichtskoeffizienten der Beben, wo (bis zu 500 km) entfernte Stationen verwendet werden, mit den Beispielen der Nahstationen (bis zu etwa 200 km) vergleicht. Die Zahlenwerte der Gewichtskoeffizienten $1/\sqrt{cc \cdot 4}$ für die Herdtiefenfehler besitzen trotz der Differenzen in den Entfernungen keine größere Schwankung als ungefähr 10 %. Die geringe Abnahme des mittleren Fehlers mit der Entfernung, welche die hier eingehend durchgeführte Rechnung deutlich zeigte, macht sich in der Praxis nicht so augenfällig bemerkbar, zumal auch die Art der Verteilung der Stationen auf den Gewichtskoeffizienten von Einfluß ist.

Hiermit dürfte endgültig klargestellt sein, daß das Ausgleichungsverfahren bei richtiger Anwendung doch etwas mehr leistet als ihm mitunter zugetraut wird.

Der hohe Betrag des Herdtiefenfehlers bei dem Nordtiroler Beben ist, wie auch von mir ausdrücklich und unmittelbar in dem folgenden Absatz bemerkt worden ist, auf eine ganz andere Ursache zurückzuführen, die in dem Faktor $[vr]$ liegt.

Ein Ausgleichungsverfahren gestattet es, durch Zusammenfassung vieler Beobachtungen, die Sicherheit einer Aussage zu erhöhen, ohne zuvor die Ablesegenauigkeit des Einzelprozesses zu steigern. Wenn die Vorbedingungen gegeben sind, kann also aus einer Meßreihe durch Ausgleichung mehr an Genauigkeit herausgeholt werden, als die Grenze der Ablese- und Schätzgenauigkeit zuläßt. In verschiedenen Nachbargebieten hat man sich diese Erkenntnisse über den Wert des Verfahrens bereits weitgehend zunutze gemacht und in zahlreichen Fällen praktisch erprobt und bestätigt.

Eine derartige Beanspruchung der Ergebnisse bis zu der äußerst zulässigen Grenze ist jedoch bei den Folgerungen bezüglich der Abnahme der Geschwindigkeit der elastischen Wellen innerhalb der Erdkruste nicht einmal erforderlich gewesen.

Die Schichttiefe in Verbindung mit den \bar{P} -Wellen. Nach der Ansicht von H. Jeffreys muß die Hypothese, daß die \bar{P} -Schicht 16.6 (± 0.9) km dick ist, einer jeden Nahbebenrechnung von vornherein zugrunde gelegt werden. Erdbebenherde dürften daher bei dieser Voraussetzung in keinem Falle in Verbindung mit \bar{P} -Wellen jenseits dieser Tiefe nachweisbar sein. Wenn von dieser dogmatischen Grundlage ausgegangen wird, so ist damit zwangsweise das Verfahren verbunden, alle größeren Herdtiefenwerte in Verbindung mit \bar{P} -Wellen zu widerlegen. Angesichts der erheblichen Menge auch anderweitig bestimmter Herdtiefenlagen bis zu der 50 km Grenze herab erscheint es fraglich, ob derartige Versuche noch sinnvoll sind.

Wird die Wert- und Sicherheitsabschätzung von H. Jeffreys (S. 171--172) auf die von ihm zugrunde gelegten New Jersey- und Herefordshire-Auswertungen***), S. 365, angewendet, welche eine der Hauptstützen der geringen \bar{P} -Schichtdicken bilden, so würden die hier etwa 10mal größeren Zeitfehler gerade diese Hypothese in keiner Weise mehr sicherstellen.

Auch nur dann, wenn man von der Anschauung einer sehr dünnen \bar{P} -Schicht ausgeht, ist allein auch das Verfahren der Mittelwertbildung von $v_{\bar{P}}$ - und $v_{\bar{S}}$ -Werten begreifbar. Es werden die bereits durch eine ausführliche Ausgleichung gefundenen Mittelwerte der Geschwindigkeiten erneut durch Zusammenfassung zu einer Mittelwertbildung benutzt, sodaß schon allein infolge dieses wiederholten Verfahrens die mittleren Fehler überaus klein werden und Werte von ± 0.01 km/sec und darunter erreichen. Diese Berechnungen sind nach den von mir gezogenen Folgerungen und den Anschauungen über die \bar{P} -Schicht nicht zulässig.

Wenn einige wenige Beispiele der Dispersion der Love-Wellen auf geringere Schichtdicken führen, als sie sich aus zahlreichen Herdtiefenbestimmungen mit

\bar{P} -Wellen ergeben, so erscheint es naheliegender, die Bedenken auf das theoretisch und auch experimentell noch keineswegs gesicherte erstgenannte Verfahren zu lenken, als an der mathematisch einfachen und übersichtlichen Bestimmung aus Nahbebenwellen zu zweifeln.

Das mitteleuropäische Bebenmaterial dieses Jahrzehnts ist von mir in den beiden Veröffentlichungen*), S. 365, nach einheitlichem Verfahren und bei größtmöglicher Unabhängigkeit von vorgefaßten und verfestigten Anschauungen ausgewertet worden. Gerade in der Nahbebenseismik wurden bisher je nach Wunsch und Eignung die verschiedenartigsten Bestimmungsmethoden für die Herdtiefe angewendet. Das geschah oft ohne Rücksicht darauf, daß die Voraussetzungen des einen Verfahrens die des anderen ausschlossen. (Hier bleibt noch ein erheblicher Betrag an kritischer Sichtungsarbeit unerledigt.) Es erschien notwendig, zuerst einmal die Herdtiefen- und Schichtungsfrage an Hand des \bar{P} - und \bar{S} -Wellen-Laufzeitverfahrens so sicher wie nur irgend möglich zu stellen, um damit für alle weiteren Erklärungen von Welleneinsätzen auf Seismogrammen eine gefestigte Ausgangsbasis zu schaffen. Ob und wie weit das gelungen ist, kann nur in Zukunft an neuem experimentellem Material und hierbei nur unter Ausführung wirklich praktischer Zahlenrechnungen geprüft und beurteilt werden.

Jena, Juni 1939.

Ermittlung des Zustandes des Erdinneren aus dem Energieinhalt

Von **H. Lorenz**, München. — (Mit 1 Abbildung)

Berechnung des auf die Masseneinheit bezogenen Schwerepotentials der Erdschichten und der Gesamterde. Geringer Einfluß der verschiedenen Dichtegesetze. Zusammenziehung eines von der Sonne abgeschleuderten einatomigen Gasballs, dessen Energieinhalt dabei durch Strahlung verloren geht. Berechnung der Mittelpunktstemperatur des Gasballs und der Erde aus der dortigen Verdichtung. Daraus Bestimmung der Gaskonstanten und des Atomgewichts des Erdkerns und des Gasballs. Rückschlüsse auf den Sonnenzustand.

1. Das Schwerepotential der Erdschichten. Angesichts der trotz aller Bemühungen der Seismologen und Geophysiker noch unbefriedigenden Erkenntnis des Erdinnern erscheint es vielleicht zweckmäßig, den *Energieinhalt des Erdballs* auf Grund der Schwerearbeit bei ihrem Aufbau ins Auge zu fassen. Diese Arbeit oder das Potential der einzelnen Erdschichten ist nur von der radialen Dichteverteilung abhängig, ohne Rücksicht auf den Aggregatzustand. Ist δ die dem Radius r zugehörige Dichte, δ_m die mittlere Dichte der Gesamtkugel vom Halbmesser a , so ist die Masse einer Kugelschale von der Dicke dr gegeben durch $d m = 4 \pi \delta r^2 dr$ und die Gesamtmasse $m_0 = \frac{4}{3} \pi \delta_m a^3$, während sich mit

$\delta: \delta_m = \nu, r: a = \xi$ und dem zugehörigen Schwereverhältnis $g: g_a = \zeta$ das Verhältnis der innerhalb des Radius r befindlichen Masse zur Gesamtmasse aus

$$\frac{m}{m_0} = 3 \int_0^r \frac{\delta r^2 dr}{\delta_m a^3} = 3 \int_0^\xi \eta \xi^2 d\xi = \frac{g}{g_a} \frac{a^2}{r^2} = \frac{\zeta}{\xi^2} \dots \dots \dots (1)$$

berechnet. Mit der Gravitationskonstante $f = 6.6 \cdot 10^{-8}$ ist dann das Potential bzw. die Schwerearbeit des Massenelements $d m$ beim Falle aus dem Unendlichen bis zum Radius r wegen $f m_0 = g_a a^2$

$$\frac{dU}{dm} = f \frac{m}{r} = \frac{g_a a^2}{r} \frac{m}{m_0} = \frac{g_a a}{\xi} \frac{m}{m_0} \dots \dots \dots (2)$$

und das Potential für die ganze Kugel innerhalb r

$$\frac{U}{m_0} = f \int_0^r \frac{m dm}{r m_0} = g_a a \int_0^r \frac{a}{r} \frac{m}{m_0} d\left(\frac{m}{m_0}\right) = g_0 a \int_0^\xi \frac{1}{\xi} \frac{m}{m_0} d\left(\frac{m}{m_0}\right) \dots \dots (3)$$

also der Mittelwert für die Masseneinheit

$$\frac{U_m}{m_0} = g_a a \int_0^1 \frac{1}{\xi} \frac{m}{m_0} d\left(\frac{m}{m_0}\right) \dots \dots \dots (3a)$$

Danach ist das Potential einer polytropen Gaskugel*) vom Index n und dem Radius r_0 , der Gesamtmasse m_0 und der Oberflächenbeschleunigung g_0

$$\frac{U_0}{m_0} = \frac{3}{5-n} f \frac{m_0}{r_0} = \frac{3}{5-n} g_0 r_0 \dots \dots \dots (4)$$

also z. B. für die Sonne mit $n = 3$

$$\frac{U_0}{m_0} = \frac{3}{2} g_0 r_0 \dots \dots \dots (4a)$$

mit dem Dichteverhältnis $\delta_0: \delta_m = 54$ im Zentrum, dem Trägheitsarm $\alpha r_0 = r_0 \sqrt{0.07} = 0.265 r_0$ und dem Verhältnis der Mittel- zur Zentraltemperatur $T_m: T_0 = K 0.589$.

Die zur Auswertung der Gln. (1), (2), (3) notwendige Dichteverteilung des im Gegensatz zu einer Gaskugel außen erstarrten Erdballs muß einigen Bedingungen genügen, die ich in den „Beiträgen zur Theorie des Erdaufbaus“**) näher untersucht habe, und deren dimensionslosen Ergebnisse in den folgenden rationalen Formeln sich ausdrücken lassen. Dabei ist mit $g_a = 9.81 \text{ m sec}^{-2}$, $a = 6.37 \cdot 10^6 \text{ m}$, $\delta_m = 5.52 \cdot \text{g cm}^{-3}$, $g_a \delta_m a = p_m = 3.45 \cdot 10^6 \text{ kg cm}^{-2}$ für

1. konstante Dichte:

$$\eta = 1, \quad \frac{m}{m_0} = \xi^3, \quad \frac{p_0}{p_m} = \frac{1}{2}, \quad \frac{U_m}{m_0} = \frac{3}{5} g_a a = 0.6 g_a a,$$

*) Eddington: Der innere Aufbau der Sterne, S. 111. Berlin 1928.

**) Lorenz: ZS. f. Geophys. 14. Heft 5/6, 1938.

2. *lineare Dichteabnahme* $\nu_l = \nu_{l0} - (\nu_{l0} - \nu_{la}) \xi = \frac{1}{2} (5 - 4 \xi)$:

$$\frac{m}{m_0} = \frac{\xi^3}{2} (5 - 3 \xi), \quad \frac{p_0}{p_m} = 0.958, \quad \frac{U_m}{m_0} = \frac{37}{56} g_a a = 0.6607 g_a a.$$

3. *parabolische Dichteabnahme nach Roche*

$$\eta = \eta_0 - (\eta_0 - \eta_0) \xi^2 = \frac{1}{24} (45 - 35 \xi^2):$$

$$\frac{m}{m_0} = \frac{\xi^3}{8} (15 - 7 \xi^2), \quad \frac{p_0}{p_m} = 0.877, \quad \frac{U_m}{m_0} = \frac{95}{144} g_a a = 0.6587 g_a a.$$

4. *Dichteverteilung nach Helmerl*

$$\eta = \eta_0 - \beta_1 \xi^2 + \beta_2 \xi^4 = \frac{1}{64} (145 - 210 \xi^2 + 105 \xi^4):$$

$$\frac{m}{m_0} = \frac{\xi^3}{64} (145 - 126 \xi^2 + 45 \xi^4), \quad \frac{p_0}{p_m} = 0.973, \quad \frac{U_m}{m_0} = \frac{2710}{4096} g_a a = 0.6616 g_a a.$$

Von diesen scheidet die erste ohne weiteres aus, da sie der offenkundigen Dichtezunahme nach innen widerspricht, und außerdem das Verhältnis der Quadrate des Trägheitsarmes zum Halbmesser $\alpha^2 = 2/5 = 0.4$ dem wahren Wert $\alpha^2 = 1/3 = 0.33$ nicht genügt. Die lineare Dichteabnahme liefert zwar den plausiblen Oberflächenwert $\nu_{la} = 0.5$ für die Krustendichte, ist aber unwahrscheinlich, da sie für den Erdmittelpunkt die Ableitung $\nu'_{l0} = -2$ ergibt, während man dort $\nu'_{l0} = 0$ erwarten sollte. Der dritte, von Geophysikern und Geologen bevorzugte Ansatz von Roche genügt dieser Bedingung, liefert aber für die Oberfläche den offenbar zu kleinen Wert $\nu_{la} = 5/12 = 0.417$. Demgegenüber habe ich a. a. O. die Beiwerte der vierten Helmerl'schen Formel mit der Bedingung $\nu'_{la} = 0$ entsprechend einer plastisch-volumenbeständigen Außenschicht berechnet, die so auf $\nu_{la} = 5/8 = 0.625$ führt, also mit $\delta_m = 5.52 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ für den Erdball die bekannte Dichte $\delta_a = 3.45 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ des Sima ergibt, aus dem die nur mehr dünnen Krustenschollen im Schwimmgleichgewicht nur wenig herausragen und daher das Trägheitsmoment der Gesamtkugel nur unmerklich beeinflussen.

Aus der vorstehenden Zusammenstellung erkennen wir jedenfalls, daß sich abgesehen von dem praktisch bedeutungslosen ersten Fall der Homogenität — sowohl die Mittelpunktsdrucke p_0 als auch die mittleren Potentialwerte U_m der außen erstarrten Erdkugel für die verschiedenen Dichteverteilungen nur wenig voneinander unterscheiden. Weiter folgt aus (2), daß aus der danach für den 4. Fall berechneten Zahlentafel der Energiezuwachs $dU : dm$ im Mittelpunkt selbst, d. h. zu Beginn der Zusammenballung, mit $m : m_0$ und ζ verschwindet und erst an der Oberfläche den Höchstbetrag $g_a a = 981 \cdot 637 \cdot 10^6 = 6.25 \cdot 10^{11} \text{ erg} \cdot \text{g}^{-1} = 14918 \text{ cal} \cdot \text{g}^{-1}$ erreicht. Etwa zwei Drittel dieses Betrages, also $4.15 \cdot 10^{11} \text{ erg} \cdot \text{g}^{-1} = 10000 \text{ cal} \cdot \text{g}^{-1}$, entfallen nach den obigen Zahlen auf den ganzen Erdball, wenn dieser aus der Zusammenballung einer unendlich ausgedehnten bzw. zerstreuten Masse ohne Wärmeabgabe nach außen, d. h. ohne Strahlungsverlust, hervorgegangen

ist. In der folgenden Tabelle sind $\bar{\delta}_r$ und $\bar{\eta}_r$ bzw. $\bar{\eta}_{r_0}$ Mittelwerte für die Kugel mit dem Halbmesser r ; außerdem sind darin noch die Werte für $\xi = 0.65$ eingetragen, da diesem Abstandsverhältnis gerade der Mittelwert entsprechend $\left(\frac{dU}{dm}\right) = \frac{U}{m_0} = 0.66 g_a a$ zugeordnet sind.

Zahlentafel

ξ	$\bar{\eta}_r = \frac{\bar{\delta}_r}{\delta_m}$	$\bar{\eta}_{r_0} = \frac{\bar{\delta}_r}{\delta_0}$	$\frac{m}{m_0}$	$\frac{1}{g_a a} \frac{dU}{dm} = \frac{m}{m_0} \frac{1}{\xi}$	$\eta = \frac{m}{m_0} \frac{1}{\xi^2}$
1	1	0.441	1	1	1
0.9	1.117	0.492	0.814	0.903	1.005
0.75	1.380	0.608	0.582	0.776	1.025
0.65	1.560	0.690	0.428	0.660	1.014
0.5	1.817	0.800	0.227	0.454	0.909
0.25	2.144	0.944	0.033	0.134	0.537
0.1	2.246	0.989	0.0022	0.022	0.225
0	2.270	1	0	0	0

2. Die Erdverdichtung aus einem Gasball. Ist der Erdball nicht durch Zusammensturz einer beliebig ausgedehnten Masse, sondern durch fortschreitende Verdichtung aus einer größeren massengleichen Kugel hervorgegangen, welche ebenfalls kugelsymmetrisch aufgebaut war, so treten an Stelle der Potentialwerte (2) und (3) bzw. (3a) die Unterschiede der beiden Körpern zugeordneten Beträge als Energiezuwachs

$$\frac{dU'}{dm} = f m \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'} \right) = \frac{g_a a}{\xi} \frac{m}{m_0} \left(1 - \frac{r}{r'} \right) \dots \dots \dots (5)$$

$$\frac{U'}{m_0} = f \int_0^r \frac{m}{m_0} dm \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'} \right) = g_a a \int_0^{\xi} \frac{1}{\xi} \left(1 - \frac{r}{r'} \right) \frac{m}{m_0} d \left(\frac{m}{m_0} \right) \dots \dots (6)$$

Darin bedeutet $r : r'$ das im Falle einer homogenen Verdichtung, d. h. bei gleichbleibender Dichteverteilung konstante Radienverhältnis der entsprechenden Kugelschalen beider Körper, womit sich die Werte von (5) und (6) von (2) und (3) nur durch einen festen mit den Außenhalbmessern beider Kugeln gegebenen Beiwert unterscheiden würden. Nun habe ich aber in der Arbeit*) über den „Ablauf und Dauer der Planetenabschleuderung und Sonnenschrumpfung“ gezeigt, daß die Erde nahezu gleichzeitig mit dem von vornherein selbständigen Mond als Gasball von $a_1 = 50000 \text{ km} = 7.76 a$ Halbmesser von der Sonne abgeschleudert wurde, die damals einen Halbmesser von $r_1 = 41 \cdot r_0$ mit einem Drehwert $\omega_1 = 0.82 \omega_0$ besaß, wo $r_0 = 6.95 \cdot 10^5 \text{ km}$ und ω_0 der jetzige Drehwert entsprechend einer Umdrehungsdauer der Sonne von 24.6 Erdtagen bedeuten. Da, wie a. a. O. nachgewiesen, der Abschleuderungsvorgang aller Planeten und

*) Lorenz: Astr. Nachr. 264, Nr. 6321, 1937.

die damit zusammenhängende Schrumpfung der Sonne ziemlich rasch verliefen, so daß die Bildung des Sonnensystems schon nach rund 800000 Jahren abgeschlossen war, so dürfen wir den jetzigen polytropen Gleichgewichtszustand der Sonne wohl als das Ergebnis dieses Prozesses ansehen. Insbesondere hat die Erde nur rund 19000 Jahre gebraucht, um vom Abschleuderungsradius der Sonne unter der Rückwirkung der Flutbremsung auf diese in ihre jetzige Bahn vom Halbmesser $215 r_0$ zu gelangen. Der jetzige Sonnenzustand ist aber nach den Untersuchungen von St. Meyer*) vor etwa $4.6 \cdot 10^9$ Jahren erreicht worden, während die Erstarrung der Erdkruste schon vor rund $1.5 \cdot 10^9$ Jahren vollendet war, so daß für die damit wohl in der Hauptsache abgeschlossene Schrumpfung der Erdkugel aus dem Gasball von 50000 km Halbmesser die lange Zeit von $3 \cdot 10^9$ Jahren zur Verfügung stand. Dieser Vorgang muß sich demnach schon innerhalb der jetzigen Erdbahn abgespielt haben, als die Sonne schon lange ihren heutigen Gleichgewichtszustand erreicht hatte und nur mehr schwache Flutwirkungen auf die Erdoberfläche ausüben konnte. Wir dürfen darum annehmen, daß der Drall des Erdkörpers während seiner Schrumpfung keine merkbare Änderung erfahren hat. Da dies auch für die Erdmasse zutrifft, so ist mit einem Trägheitsmoment $\alpha^2 a^2 m_0$ und

$$\omega_1 = 0.82 \omega_0 = \frac{0.82}{24.6} \omega = \frac{\omega}{30}, \quad a_1 = 7.76 a,$$

$$\alpha^2 a^2 \omega = \alpha_1^2 a_1^2 \omega_1 \dots \dots \dots (7)$$

$$\frac{\alpha_1^2}{\alpha^2} = \frac{a^2}{a_1^2} \frac{\omega}{\omega_1} = \frac{30}{7.76^2} = \frac{30}{60.2} \sim \frac{1}{2} \dots \dots \dots (7a)$$

woraus wegen $\alpha^2 = 1/3$ am erstarrten Erdball für den von der Sonne abgeschleuderten Gasball $\alpha_1^2 = 1/6 = 0.166$ folgt. Diesem Wert entspricht aber nach einer interpolierten Tafel von Krause**), „Über das Trägheitsmoment polytroper Gaskugeln“, ein Polytropenindex $n = 2.3$ und damit nach Gl. (4) für diesen Gasball mit $r_0 = a_1, g_0 = g_1 = g_a \frac{a^2}{a_1^3}$ ein mittleres Potential von

$$\frac{U_1}{m_0} = 1.11 g_1 a_1 = 1.11 g_a a \frac{a}{a_1} = 0.143 g_a a \dots \dots \dots (8)$$

also $= 8.95 \cdot 10^{10} \text{ erg} \cdot \text{g}^{-1} = 2140 \text{ cal} \cdot \text{g}^{-1}$, welches im Betrage der oben berechneten Schwereenergie von $10000 \text{ cal} \cdot \text{g}^{-1}$ für die Zusammenballung aus dem Unendlichen mit enthalten ist. Wegen $U' = U - U_1$ nach Gl. (6) ist daher der mittlere Energiezuwachs des Erdballs infolge der Verdichtung des Gasballs

$$\frac{U'}{m_0} = (0.66 - 0.143) g_a a = 0.66 (1 - 0.216) g_a a = 0.52 g_a a \dots \dots (6a)$$

*) St. Meyer: Naturwiss. 1837, S. 764; Forsch. u. Fortschr. 1838, S. 43.
 **) Krause: Astr. Nachr. 265. Nr. 6360 (1937).

d. h. also $3.25 \cdot 10^{11} \text{ erg g}^{-1} = 7760 \text{ cal g}^{-1}$, ohne Rücksicht auf eine Wärmeabgabe nach außen. Für den Gasball selbst kommt infolge der unmittelbaren Nachbarschaft der Sonne bei seiner Bildung ein Strahlungsverlust nicht in Frage. Aus dem Vergleich von (6a) mit (6) ergibt sich ferner ein mittleres Verhältnis der linearen Verdichtung von $r : r' = 0.216$ oder $r' = 4.63 r$, während doch für die Kugelhalbmesser $a_1 : a = 7.76$ war. Darin drückt sich natürlich nur die der Polytrope $n = 2.3$ entsprechende stärkere Kernverdichtung von $\delta'_0 : \delta'_m = 16$ nach der Tafel von Krause, a. a. O., gegenüber dem Werte von $\delta_0 : \delta_m = 2.27$ der außen erstarrten Erdkugel aus. Für den bisher noch nicht berücksichtigten Strahlungsverlust bei der Verdichtung sind wir, da eine Analogie zur Sonnenstrahlung aus deren Innerem hier nicht besteht, nur auf eine Schätzung angewiesen, die den Gesamtbetrag der Schwereenergie des ursprünglichen Gasballs kaum übersteigen dürfte. Mit diesem ungünstigen Falle dürfen wir den Betrag von 7760 cal g^{-1} nunmehr als den *wirklichen mittleren Energieinhalt des Erdballs* ansprechen. Dieser Wert übersteigt jedenfalls alle Schmelz- und Verdampfungswärmen der uns bekannten Stoffe, so daß wir uns das *Erdinnere nur als gasförmig* vorstellen können.

3. *Der Zustand des Erdkerns.* Um über den physikalischen Zustand des Erdkerns Aufschluß zu gewinnen, fassen wir zunächst den Erdmittelpunkt ins Auge, dessen Druck und Dichte durch das Schweregleichgewicht bedingt sind. Für die Temperaturbestimmung dagegen müssen wir auf den ursprünglichen Gasball mit dem Polytropenindex $n = 2.3$ zurückgreifen, welcher nicht nur nach der Kuzneschen Tafel das Dichteverhältnis $\delta'_0 : \delta'_m = 16$ sondern auch nach der Gl. (62, 1) von Eddington, a. a. O., S. 112, das Temperaturverhältnis $T'_0 : T'_m = 1.79$ bestimmt. Die hierin vorkommende Mitteltemperatur T'_m ist andererseits gegeben durch diejenige der Außenschicht der Sonne, aus welcher der Gasball bei dem 41fachen des jetzigen Sonnenhalbmessers entsprungen ist. Hat nun die Sonne seitdem ihre gesamte Ausstrahlung nicht geändert, so besteht mit der jetzigen Außentemperatur $T_e = 6000^\circ$ die einfache Beziehung:

$$T_m^4 r_1^2 = T_e^4 r_0^2. \quad \text{oder} \quad \frac{T'_m}{T_e} = \sqrt[4]{\frac{r_0}{r_1}} = \frac{1}{\sqrt{41}} = \frac{1}{6.4} \dots \dots (9)$$

woraus sich

$$T'_m = \frac{6000}{6.4} = 940^\circ. \quad T'_0 = 940 \cdot 1.79 = 1680^\circ$$

als Mittelpunktstemperatur des abgeschleuderten Gasballs ergibt. Diese wiederum steht mit der Mittelpunktstemperatur des Erdballs und dem Dichteverhältnis beider in der adiabatischen Beziehung

$$\frac{T_0}{T'_0} = \left(\frac{\delta_0}{\delta'_0}\right)^{\frac{1}{n-1}} = \left(\frac{\delta_0}{\delta'_0}\right)^{\frac{1}{2.3}} \dots \dots \dots (10)$$

worin $\kappa = \frac{5}{3}$ das Verhältnis der spezifischen Wärme des bei den zu erwartenden Temperaturen einatomigen Kerngases bedeutet. Da nun nach früherem

$$\frac{\delta'_0}{\delta'_m} = 16, \quad \frac{\delta_0}{\delta_m} = 2.27, \quad \frac{\delta_m}{\delta'_m} = \left(\frac{a_1}{a}\right)^3 = 7.76^3 = 467.$$

$$\frac{\delta_0}{\delta'_0} = \frac{\delta_0}{\delta_m} \frac{\delta_m}{\delta'_m} \cdot \frac{\delta'_m}{\delta'_0} = \frac{2.27 \cdot 467}{16} = 66.$$

so folgt

$$\frac{T_0}{T'_0} = 66^{2/3} = 16.35, \quad T_0 = 16.35 \cdot 1680 = 27400^{\circ}$$

für die *Mittelpunkttemperatur des Erdballs*. Daraus ergibt sich mit dem aus dem Schweregleichgewicht bekannten Mittelpunktsdruck von $p_0 = 3.355 \cdot 10^6 \text{ kg cm}^{-2}$ und der Zentraldichte von 12.52 g cm^{-3} aus der Gasgleichung

$$p = R \gamma T = R g \delta T \dots \dots \dots (11)$$

die Gaskonstante

$$R = \frac{p_0}{\gamma_0 T_0} \equiv \frac{3.355 \cdot 10^6 \cdot 10^4}{12.52 \cdot 10^3 \cdot 27400} \sim 98$$

und daraus wegen $\mu R = 848$ das Molekular- bzw. *Atomgewicht* $\mu = 8.5$ des Kerngases. Weiter berechnet sich mit dem Wärmeäquivalent $A = 1 : 427$ die Differenz der spezifischen Wärme zu

$$c_p - c_v = A R = \frac{98}{427} = 0.23, \quad \text{während } c_p = 1.66 c_v = \frac{5}{3} c_v. \quad (12)$$

war, also $c_p = 0.575$, $c_v = 0.345$. Daraus ergibt sich alsdann der Energieinhalt im Mittelpunkt

$$\left(\frac{U}{m}\right)_0 = c_p \cdot T_0 = 0.575 \cdot 27400 = 15750 \text{ cal} \cdot \text{g}^{-1}.$$

also von derselben Größenordnung wie das Schwerepotential $g_a \cdot a = 14920 \text{ cal} \cdot \text{g}^{-1}$ der äußersten Schicht, das nach Gl. (2) und den obigen Tafelwerten bis zur Kugelmitte auf Null abnimmt. Für den halben Erdradius ist der Druck nach der früheren Abhandlung „Beiträge“ $p_{1/2} = 8.61 \cdot 10^5 \text{ kg cm}^{-2}$ und die Dichte $\delta_{1/2} = 8.56 \text{ g cm}^{-3}$, daher nach (11) die Temperatur

$$T_{1/2} = \frac{p_{1/2} \delta_0}{p_0 \delta_{1/2}} = \frac{8.61 \cdot 12.52}{93.55 \cdot 8.56} T_0 = 0.375 \cdot 27400^{\circ} = 10275^{\circ}$$

entsprechend einem Energieinhalt von $c_p T_{1/2} = 0.575 \cdot 10275 = 5900 \text{ cal g}^{-1}$, während das Schwerepotential an der gleichen Stelle $0.454 g_a a = 6770 \text{ cal g}^{-1}$ und mit 20% Strahlungsverlust $0.784 \cdot 6770 = 5390 \text{ cal g}^{-1}$ beträgt. Wir erkennen also, daß die beiden auf thermodynamischem Wege und aus der Schwerearbeiter rechneten, in der Figur über dem Radius aufgetragenen Energiebeträge der Masseneinheit von gleicher Größenordnung sind. Durch ihr entgegengesetztes

Gefälle bedingen sie eine äußere Verdichtungsarbeit und eine Energiewanderung von außen nach innen, deren Ergebnis der jetzige Gaszustand des Erdinnern ist. Mit der Verflüssigung und schließlich Schlackenbildung an der Oberfläche wird wegen der gegenüber dem Gas fast völligen Volumenbeständigkeit der so gebildeten leichteren Kruste die geschilderte Schrumpfung des Erdballs fast unmerklich. Jedenfalls kann wegen der auch auf die Kruste sich erstreckenden Dichteabnahme nach außen

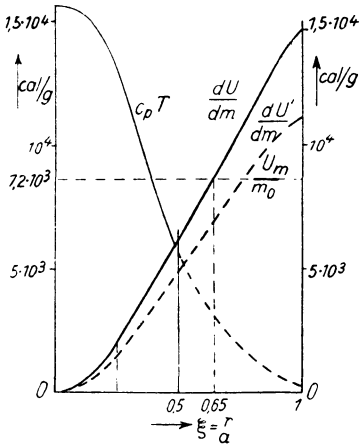


Fig. 1.

Energieaustausch im Erdkörper

von einem auch nur teilweisen Einsinken derselben ins Erdinnere keine Rede sein. Ihre Dicke und ihr Aufbau läßt sich, wie ich a. a. O. gezeigt habe, nur aus Messungen der Schwereabnahme und Temperatursteigerung mit der Tiefe, nicht aber aus Schwereanomalien an der Oberfläche ermitteln. Leider liegen nur wenige solcher Messungen bisher vor, während zur Zeit recht genaue und handliche Gravimeter und viele tiefe Bohrlöcher zur Verfügung stehen, von deren Benutzung wir einen wesentlichen Fortschritt unserer Erkenntnis erwarten dürfen.

Schließlich sei noch darauf hingewiesen, daß die vorstehende Theorie der Zusammenballung auch für die Entstehung der Fixsterne, z. B. der Sonne gilt. So

hatten wir oben mit Gl. (8) für den Energiegehalt des von dieser abgeschleuderten Gasballs vom Polytropenindex $n = 2.3$ ein Schwerepotential von 2140 cal g^{-1} bei einer mittleren Temperatur $T'_m = 9400$ gefunden, woraus sich mit $c_p = \frac{2140}{940} = 2.277$ und wegen der Einatomigkeit $c_v = \frac{3}{5} c_p = 1.366$ ergibt. Mit Gl. (12) folgt daraus $AR = c_p - c_v = 0.911$, also die Gaskonstante $R = 427 \cdot 0.911 = 389$ und das Atomgewicht $\mu' = \frac{842}{329} = 2.18$, in bester Übereinstimmung mit

der Annahme 2.2 von Eddington, a. a. O., S. 14 für das Molekulargewicht der Sonnenmaterie, der ja der abgeschleuderte Gasball entstammt. Schreiben wir für das Schwerepotential der Sonne Gl. (4a) mit $g_0 = 27.9 g_a$, $r_0 = 109 a$

$$\frac{U_0}{m_0} = \frac{3}{2} \cdot 27.9 \cdot 109 \cdot g_a a = 4561 \cdot g_a a = 6.8 \cdot 10^7 \text{ cal g}^{-1},$$

oder mit 0.2 Strahlungsverlust $U'_0 : m_0 = 5.44 \cdot 10^7 \text{ cal g}^{-1}$, so ergibt sich die mittlere Sonnentemperatur nach Division mit c_p zu $T_m = 2.4 \cdot 10^7$ und daraus die Mittelpunktstemperatur $T_0 = \frac{T_m}{0.584} = 4.1 \cdot 10^7$ Grad, wiederum in guter

Übereinstimmung mit den von Eddington, a. a. O. berechneten Werten.

Die oben gewonnenen mittleren Atomgewichte $\mu = 2.2$ für den Gasball und $\mu = 8.5$ für das Kerngas der Erde deuten einen starken Gehalt an Protonen bzw. Neutronen, d. h. Wasserstoffkernen an, der aber bei der Verdichtung unter Bildung schwerer Atomkerne sich vermindert hat. Dabei geht sicher auch die Homogenität des Erdgases verloren, so daß man nicht mehr über den ganzen Halbmesser mit derselben spezifischen Wärme von 0.575 rechnen kann, die mit dem mittleren Energieinhalt der Erdkugel von 7720 cal g^{-1} auf eine mittlere Temperatur von rund 13500° , also etwa der Hälfte der Zentraltemperatur, führen würde. Jedenfalls aber ist die vielfach verbreitete Annahme eines mehr oder weniger festen Nickel-Eisenkerns der Erde mit dem obigen Atomgewicht unvereinbar. Die aus Erdbebenwellen erschlossene Elastizität und Starrheit der Erde erklärt sich einfach aus der nach Versuchen von Bridgman festgestellten enormen Zunahme der Zähigkeit mit dem Druck und der Temperatur, die einen festen, wenn auch nicht kristallinen Zustand vortäuscht.

Die Bewegung der Kontinente und die Köppen-Wegenersche Polkurve

Von **Ludwig Becker**, Prof. em. d. Astronomie, z. Z. Meran. — (Mit 10 Abbildungen)

Es wird gezeigt, daß die Köppen-Wegenersche Polkurve sich lückenlos beschreiben läßt, wenn man zur Zentrifugalkraft die Tatsache hinzunimmt, daß „Widerstandszentren“ die Bewegung der Kontinentalschollen hemmen. Die Ablösung der jetzt selbständigen Kontinente ergibt sich dann zwangsläufig zu den von Wegener angegebenen Zeitpunkten.

Eine Zusammenfassung der vorliegenden Arbeit ist bereits in der Geologischen Rundschau*) erschienen, wo auch die für den Geologen wichtigen Ergebnisse herausgestellt wurden. Hier wird nun der Gang der Rechnungen im einzelnen gezeigt und der Weg vorgeführt, auf dem man zu den bereits veröffentlichten Ergebnissen gelangt.

Ausgangspunkt ist die Köppen-Wegenersche Polkurve**), deren Sinn sich hier auf Grund möglichst primitiver Voraussetzungen ergibt.

§ 1. *Voraussetzungen.* 1. Die relative Lagenänderung von Pol und dem Kontinentalblock, Afrika-Europa, rührt nach Wegener her von der Lagenänderung der Kontinente auf dem zum Pol ruhenden Sima-Sphäroid.

2. Die Lagenänderung der Kontinente wird veranlaßt durch die Wirkung der Zentrifugalkraft, auf Grund des Dichteunterschiedes zwischen Sima und Sial.

*) Geologische Rundschau **30**, 304 (1939).

**) Köppen-Wegener: Die Klimate der geologischen Vorzeit. S. 154, 227. Berlin 1924.

3. Beim frühesten Polpunkt (Karbon) bilden die Kontinente eine zusammenhängende Schale und haben die von Wegener angegebene Lage. (Selbst Fehler von 10° beeinflussen die Resultate nicht.)

§ 2. Die Grundgedanken der Rechnung. In dieser Arbeit wird nur festgestellt, ob die resultierenden Kräfte die richtige Richtung haben, *nicht ob sie zu einer Bewegung ausreichen*. Da die Zentrifugalkraft eine Bewegung des Schwerpunktes nur in der Meridianrichtung hervorrufen kann, müssen Widerstandszentren eingeführt werden, die die Bewegung des Kontinents hindern und ihn zum Drehen um diese Angelpunkte zwingen. Ohne Widerstandszentren ist eine Poländerung im Wegenerschen Sinne ausgeschlossen! Der Ort eines Widerstandszentrums folgt allein aus der Polkurve und liegt auf dem rechtwinklig zur Polkurve gezogenen jeweiligen Meridian. Zwei Drittel sämtlicher Widerstandszentren-Meridiane gehen durch Westasien, was immerhin bemerkenswert ist.

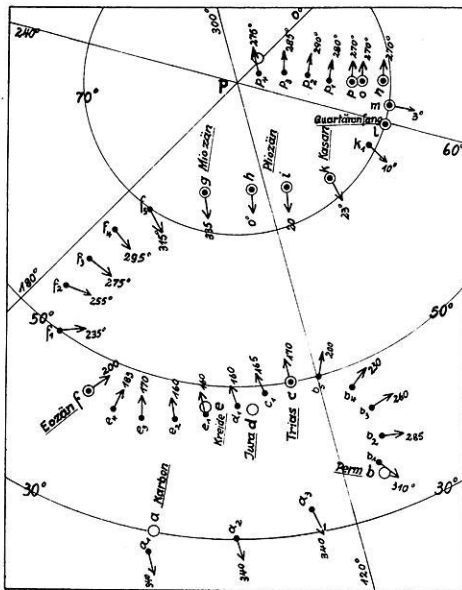


Fig. 1. Die Polkurve

Nun berechnet man auf Grund der Zentrifugalkraft die Drehmomente des Bezugsblockes Afrika-Europa-Westasien und von etwa fest damit verbundenen Kontinenten um das Widerstandszentrum. Der resultierende Drehsinn ist unabhängig von der jeweiligen Breite des Widerstandszentrums. Da ja der Drehsinn durch die Köppen-Wegenersche Polkurve bereits festgelegt ist, würde ein verkehrter Drehsinn einen Widerspruch bedeuten.

Der Drehsinn des Bezugsblockes kann beeinflusst werden durch zu lose Verbindung oder gar Ablösung eines Kontinents von dem Bezugsblock, da jener zum Drehmoment dann nicht mehr beiträgt. Es bietet sich damit ein Mittel, zu entscheiden, welche Kontinente mit dem Bezugsblock fest zusammenhängen müssen.

Im Laufe der Rechnungen zeigte sich, daß, etwa vom Eozän ab, der richtige Drehsinn nicht mehr darzustellen ist, es sei denn, daß die Voraussetzung (2) eine Erweiterung erfährt. Der Drehsinn kann nur umgekehrt werden, wenn man nun zuläßt, daß Teile der Kontinente *unter* dem hydrostatischen Gleichgewicht schwimmen. Wegener hat, auf Grund eines Experiments von U. P. Lely, bereits darauf hingewiesen, daß aus der Polflucht durch Verlagerung des Schwer-

punkts eine Äquatorflucht entstehen kann. Da verschiedene Ursachen für diese Gleichgewichtsstörung möglich sind, wurden drei verschiedene Fälle durchgerechnet.

Fall I: Da die Drehgeschwindigkeit und somit die Exzentrizität des Sima-Sphäroids fortlaufend abgenommen haben, kann die Exzentrizität des festen Sials etwas größer geblieben sein. Die Folge wäre, daß die Kontinente zwischen $\pm 35^\circ$ Breite über dem Gleichgewicht und sonst unter dem Gleichgewicht schwimmen würden. Bei Fall I sei der Einfachheit halber die Abweichung vom Gleichgewicht überall gleich, zwischen $\pm 35^\circ$ positiv, sonst negativ.

Fall II: Hier gilt dasselbe wie bei I, nur ist die Abweichung vom Gleichgewicht eine Funktion der Breite, eben wegen des Exzentrizitätsunterschiedes.

Fall III: Das Abtauen einer Eiskappe kann die gewünschte Störung hervorgerufen haben. Zwischen $\pm 45^\circ$ Breite sei also keine Abweichung vom Gleichgewicht. Außerhalb $\pm 45^\circ$ sollen die Kontinente um einen konstanten Betrag unter dem Gleichgewicht schwimmen. Die Grenze 45° kann ohne weiteres nach höheren Breiten verschoben werden, ohne das Gesamtergebnis zu beeinflussen.

§ 3. Die Polkurve. Köppen und Wegener haben die geographischen Längen und Breiten, λ^0 und Φ^0 , von 16 Polpunkten angegeben, die sich auf das jetzige Gradnetz und auf Afrika und Europa, den Bezugsblock, beziehen, und somit die relative Lage vom Pol und diesen Kontinenten bestimmen. Die Genauigkeit der Polorte ist auf $\pm 2^\circ$ geschätzt bei einem größten Fehler von 5° . Außer diesen Punkten, $a, b, \dots q$, werden zur Vervollständigung der Kurve noch 23 Zwischenpunkte eingeführt, die den obigen Bedingungen am besten genügen (Fig. 1).

Das Widerstandszentrum T (§ 2) ist durch den Bogen PP' bestimmt (Fig. 2), wo P den jeweiligen Pol und P' den nächstfolgenden Pol im jetzigen Gradnetz relativ zum Bezugsblock bedeuten. Die Längen (λ^0, λ^0) im jetzigen System werden von Greenwich und die Längen (λ) im jeweiligen System vom Meridian von P aus gezählt, so daß die jeweilige Länge von P^0 180° beträgt. Die jeweilige Länge (λ') des Pols P' wird aus den Koordinaten, λ^0, Φ^0 von P und P' berechnet, womit die jeweilige Länge des Widerstandszentrums sich zu $\lambda_T = \lambda' + 90^\circ$ berechnet. Die Pfeile in Fig. 1 zeigen die Richtungen der Widerstandszentren an. Die dazugehörigen Zahlen bedeuten die Werte von λ_T .

Durch negative Drehung von P um die Achse CT (Fig. 2) wird P in P' übergeführt. Daher ist eine positive Drehung des Bezugsblocks um CT erforderlich, damit dieser seine nächste Lage auf dem Sima-Sphäroid einnimmt. In Fig. 3 sind die Meridiane der Widerstandszentren im Laufe der Zeit eingezeichnet, und

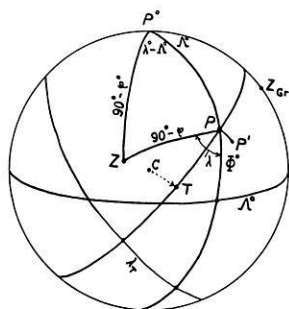


Fig. 2. Zur Berechnung der Widerstandszentren

zwar nur die Teile, die einen Kontinent zu der betreffenden Zeit schneiden. Je Meridian wurden 5 Punkte ($\varphi = 0, \pm 30^\circ, \pm 60^\circ$) berechnet, die der Einfachheit halber mit Geraden verbunden wurden.

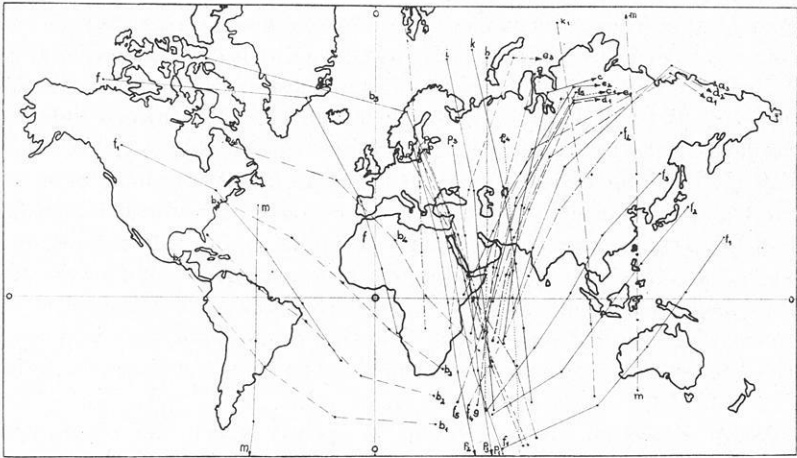


Fig. 3. Die Meridiane der Widerstandszentren

§ 4. *Die Kontinente.* Zwecks Berechnung der Zentrifugalkraft wurden die Kontinente durch 16 kreisförmige Kontinente ersetzt, nämlich der Bezugsblock

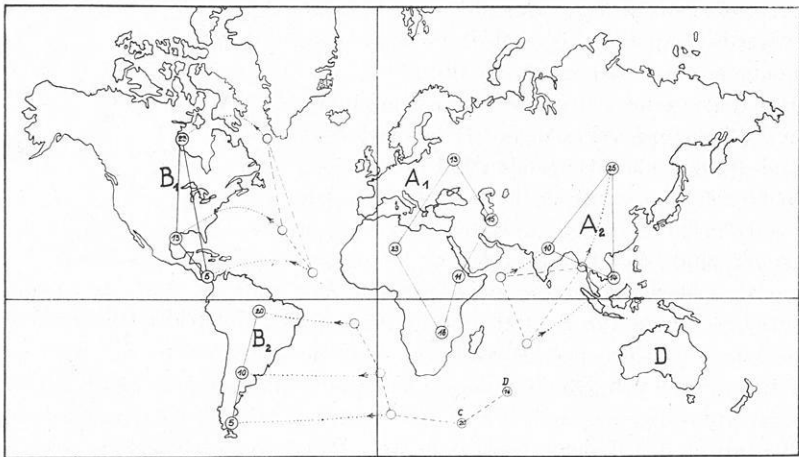


Fig. 4. Die Stellung der Kreiskontinente

(Afrika-Europa-Westasien) A_1 durch fünf, der übrige Teil von Asien A_2 , Nordamerika B_1 und Südamerika B_2 durch je drei, und die Antarktis C und Australien D durch je einen.

Fig. 4 zeigt die Mittelpunkte der Kreiskontinente im jetzigen Gradnetz, und zwar ihre Anfangsstellung und die in der Jetztzeit. Die Zahlen geben die Radien dieser Kontinente in Grad an. Fig. 5 gibt die Änderung der Breiten der Kreiskontinente im Laufe der Zeit wieder.

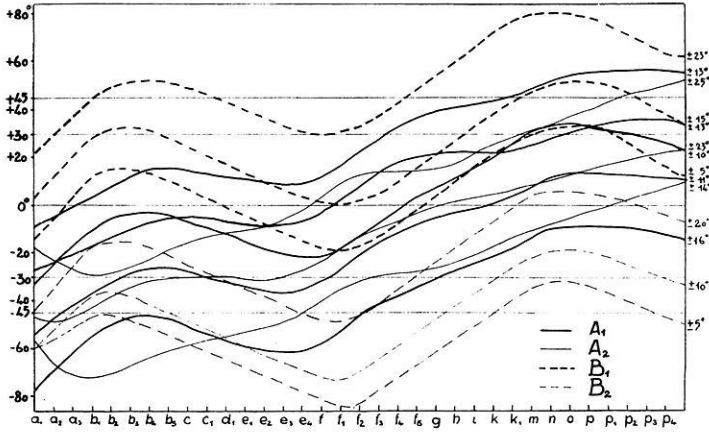


Fig. 5. Die Breitenänderung der Kreiskontinente

§ 5a. *Drehmoment eines Kontinentelements.* Fig. 6 zeigt im Meridianschnitt das Element dm_c eines Kontinents, der sich *unterhalb* des hydrostatischen Gleichgewichts befindet. Das Sima-Sphäroid wird von der Meridianebene in der Ellipse L' geschnitten, während für hydrostatisches Gleichgewicht die Ellipse durch L dargestellt würde. Die Differenz $L - L'$ sei k . dm_c hat die Basisfläche dF , die Dicke H und die Dichte ρ_c . Der Schwerpunkt sei G_c . Das verdrängte Simaelement dm_s hat den Schwerpunkt G_s und die Dichte ρ_s . Beim hydrostatischen Gleichgewicht ragt der Kontinent um h über das Sima hinaus. Ferner bezeichnen φ_1 und φ'_1 die geographische bzw. die geozentrische Breite von dm_c und λ_1 die geographische Länge. Dann ist $G_s G_c = (h - k)/2$. Die horizontalen Komponenten der Beschleunigung von G_s und G_c im jeweiligen Meridian sind:

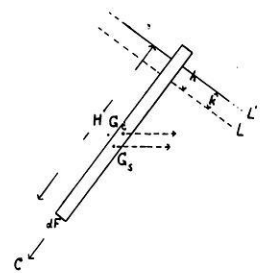


Fig. 6. Zur Berechnung der Zentrifugalkraft

$$r \cos \varphi'_1 \sin \varphi_1 w^2$$

und

$$(r + (h - k)/2) \cos \varphi'_1 \sin \varphi_1 w^2,$$

wo w und r Winkelgeschwindigkeit und Radius der Erde bedeuten. Da das Sima-Sphäroid sich im rotierenden Gleichgewicht befindet, so wirkt auf dm_c ein Drehmoment (dQ) um eine Achse CQ (Fig. 7) im jeweiligen Äquator und in $(\lambda_1 + 90^\circ)$

Länge. Drehmomente seien positiv gezählt, die gegen den Uhrzeiger, also hier nach wachsenden positiven Breiten, drehen. Es gilt dann:

$$(dQ) = - \left[r + \frac{h-k}{2} \right]^2 \cos \varphi_1 \sin \varphi_1 \omega^2 d m_c + r^2 \cos \varphi_1 \sin \varphi_1 \omega^2 d m_s$$

und

$$d m_c = \rho_c H dF = \rho_s (H - h) dF,$$

$$d m_s = \rho_s (H - h + k) dF = \rho_c H \left(1 + \frac{k}{H-h} \right) dF,$$

womit unter Vernachlässigung kleiner Größen:

$$(dQ) = - c (1 - \eta) \frac{\cos \varphi_1 \sin \varphi_1}{r^2 \pi} dF,$$

wo

$$c = \pi \rho_c H r^3 h \omega^2 \quad \text{und} \quad \eta = \frac{k \cdot r}{h(H-h)} \approx \frac{k}{30 \text{ m}}.$$

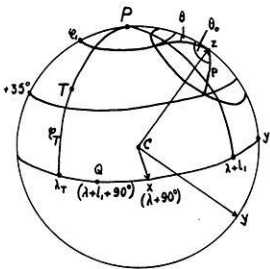


Fig. 7. Zur Berechnung der Drehmomente

Zur Berechnung von η wurden $H = 5 \cdot 10^4 \text{ m}$ und $h = 5 \cdot 10^3 \text{ m}$ angenommen.

Für Fall I und III (§ 2) gilt $k = \text{const.}$ Bei Fall II ist k eine Funktion der Breite. Hier sei δa der Wert von k am Äquator. Wegen der Konstanz des Volumens des Sima-Sphäroids gilt nun bei Fall II:

$$k = \delta a (1 - 3 \cdot \sin^2 \varphi).$$

§ 5 b. *Drehmoment eines kreisförmigen Kontinents mit dem sphärischen Radius p .* Die z -Achse des rechtwinkligen Koordinatensystems sei auf den Mittelpunkt des Kontinents gerichtet, dessen jeweilige Länge λ und Breite φ ist (Fig. 7). Die x -Achse liege im jeweiligen Äquator bei $(\lambda + 90^\circ)$ Länge. Der Meridian von c schneide den Äquator in y' . Die Länge von $d m_c$ sei $(\lambda + l_1)$. Das zugehörige Drehmoment (dQ) hat also die Länge $(\lambda + l_1 + 90^\circ)$. Folglich sind die beiden Komponenten der gewünschten Drehmomente um die x -Achse und die y' -Achse:

$$(x) = \int \cos l_1 (dQ) \quad (y') = - \int \sin l_1 (dQ) = 0,$$

wo

$$dF/r^2 = \cos \varphi_1 d \varphi_1 d l_1$$

einzusetzen ist. Die Integration über die Fläche gibt dann für die Fälle I und III:

$$(x) = c (1 \mp \eta) f \cdot F(\theta),$$

wo

$$f = \sin^2 p \cos p \sin \varphi \cos \varphi$$

und

$$F(\theta) = \frac{1}{\pi} \left(\theta - \frac{1}{2} \sin 2 \theta + \frac{2}{3} \text{tg } p \cot \varphi \sin^3 \theta \right).$$

Der Sinn von θ ergibt sich aus Fig. 7.

Fall I: Es gilt das negative Zeichen für den Teil des Kontinents, der zwischen den Polen und $\pm 35^\circ$ liegt, das positive Zeichen zwischen $\pm 35^\circ$.

Es gibt nun drei Möglichkeiten:

α) Die Parallelkreise $\pm 35^\circ$ schneiden den Kontinent:

$$(x)/c = (1 - \eta) f \cdot [F(0) - F(\theta_0)] + (1 + \eta) f \cdot [F(\theta_0) - F(\pi)] \\ = f \cdot [\eta (2 F(\theta_0) - 1) - 1].$$

β) Der Kontinent liegt außerhalb $\pm 35^\circ$:

$$(x)/c = f \cdot (-1 + \eta).$$

γ) Der Kontinent liegt innerhalb $\pm 35^\circ$:

$$(x)/c = f \cdot (-1 - \eta).$$

Fall III: Es gilt das negative Zeichen für den Teil des Kontinents, der zwischen den Polen und $\pm 45^\circ$ liegt, und für den übrigen Teil ist k gleich 0. Die drei Möglichkeiten, ähnlich wie oben, sind:

$$\alpha) (x)/c = (1 - \eta) f [F(0) - F(\theta_0)] + f [F(\theta_0) - F(\pi)] = f [\eta F(\theta_0) - 1]$$

$$\beta) (x)/c = (-1 + \eta) f.$$

$$\gamma) (x)/c = -f.$$

Für den Fall II, in der k eine Funktion der Breite ist, ergibt die Integration:

$$(x)/c = f(-1 + \eta F),$$

wo

$$F = 1 - 3 \cos^2 p \sin^2 \varphi - \frac{9}{4} \sin^2 p \cos^2 \varphi \quad \text{und} \quad \eta \approx \frac{\delta a}{30 \text{ m}}.$$

§ 5c. *Drehmoment eines kreisförmigen Kontinents um eine feste Achse CT.* Das Widerstandszentrum T habe die jeweiligen Koordinaten λ_T und φ_T . Das Drehmoment um CT ist:

$$(T) = (x) \sin(\lambda_T - \lambda) \cdot \cos \varphi_T.$$

Das Drehmoment eines aus mehreren, fest verbundenen, kreisförmigen Teilen bestehenden Kontinents ergibt sich somit zu:

$$(T) = \cos \varphi_T \sum_n (x)_n \sin(\lambda_T - \lambda_n).$$

Nach § 2 wird die Polkurve richtig wiedergegeben, wenn (T) stets positiv ist. Es muß also immer gelten:

$$\frac{1}{c} \sum_n (x)_n \sin(\lambda_T - \lambda_n) > 0.$$

§ 6. *Ergebnisse.* Die Fig. 8, 9 und 10 enthalten für die 34 Epochen $a_1 \dots p_4$ als Ordinaten die Werte von $(T) 10^3/c \cdot \cos \varphi_T$ für den Bezugsblock A_1 allein, und in fester Verbindung mit anderen Kontinenten. Da nach § 2 und 4 der Dreh-

sinn positiv sein muß, um im Einklang mit der Polkurve zu sein, so zeigen positive Ordinaten an, welche Kontinente in fester Verbindung mit dem Bezugsblock sein können oder sein müssen. Wenn z. B. die Ordinate für Kontinent A ($A = A_1 + A_2$) negativ und für $A + B$ positiv ist, so muß B mit A fest verbunden sein, um im Einklang mit der Polkurve zu sein; wenn andererseits sowohl die Ordinaten für A als auch für $A + B$ positiv sind, so ist die Möglichkeit der Verbindung vorhanden.

In Fig. 8 sind als Ordinaten die Drehmomente in den Epochen a_1 bis f_2 für A_1 , A ($A_1 + A_2$), $A + B$ ($= A_1 + A_2 + B_1 + B_2$), $A + B + C + D$ und $A + B_1$ dargestellt. Die Ordinaten sind positiv im ersten und letzten Drittel, aber negativ in den mittleren Epochen mit Ausnahme der Ordinaten für $A + B_1$. Während also zuerst und zuletzt irgendeine der obigen Verbindungen der Kontinente die Wegenersche Polkurve erzeugen würde, ist es notwendig, daß von Epoche b_4

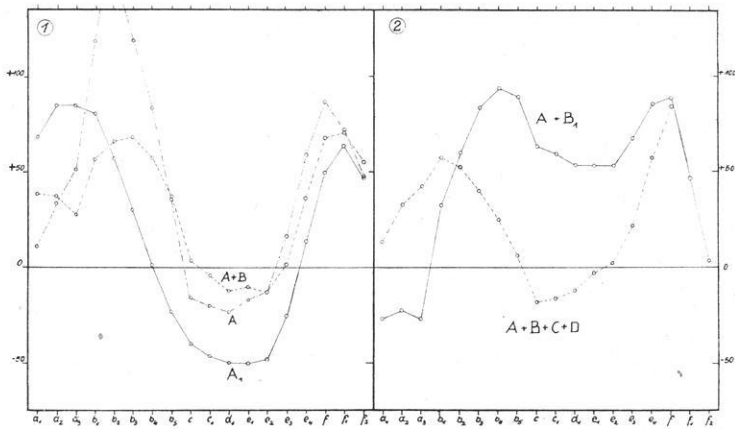


Fig. 8. Die Drehmomente der Epochen a_1 bis f_2

bis e_3 , die auf die Kontinente B_2 , C und D (Südamerika, Antarktis und Australien) wirkenden Kräfte keinen Einfluß auf die Bewegung des Bezugsblocks hatten. Dagegen muß B_1 (Nordamerika) mit dem Bezugsblock und Ostasien einen Block gebildet haben.

In den Epochen b_2 und b_3 gehen die jeweiligen Meridiane der Widerstandszentren durch Südamerika, und verschieben sich dann nach Osten und liegen während der Epoche c und e_2 in Westasien; danach bewegen sich die Meridiane wieder zurück nach Westen (Fig. 3). In den Epochen c bis e_2 ist auch ein Bestreben, von Süd- und Ostasien sich um die Widerstandszentren in Westasien von Ostafrika wegzudrehen.

Als Ergebnis sei also folgendes festgestellt: Von Epoche a bis b_3 (Karbon bis Trias) waren sämtliche Kontinente fest mit dem Bezugsblock (A_1) verbunden; von b_4 bis e_3 (Trias bis Eozän) hatten Südamerika (B_2) mit der Antarktis (C) und Australien (D) keinen Einfluß auf die Drehung von A_1 , was durch keine oder eine

zu lose Verbindung zwischen Nord- und Südamerika zu erklären wäre. In dieser letzten Periode würde sich auch Südamerika von Afrika entfernt haben. Vor Epoche f_2 , vielleicht schon nach e_3 , mußte die Verbindung von Süd- und Nordamerika oder von Südamerika mit dem Bezugsblock sich wieder befestigt haben (s. $A + B_1$ und $A + B$ bei f_2).

In der Epoche f_2 befand sich der Mittelpunkt der Antarktis auf dem Südpol. Da wegen der Polflucht Südamerika nach der einen und Australien nach der anderen Seite zog, konnten beide abreißen und nach Norden wandern. Südamerika erhielt somit wieder Anschluß an Nordamerika. Die Antarktis blieb liegen, da die Zentrifugalkräfte sich nun in ihr kompensierten. So werden in den späteren Epochen die Antarktis und Australien als von Südamerika und dem Bezugsblock abgelöst betrachtet.

Fig. 9 zeigt in den Feldern 3 bis 6 für $A_1, A_1 + B_1, A_1 + B, A + B$ getrennt die Drehmomente in den Epochen f_2 bis k_1 . Für $\eta = 0$ (stark ausgezogene Linie)

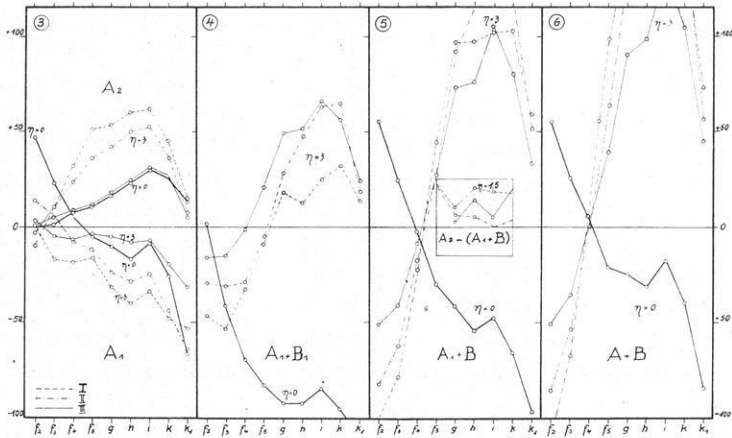


Fig. 9. Die Drehmomente der Epochen f_2 bis k_1

sind die Ordinaten in den meisten Epochen negativ, d. h. die Polkurve kann für diese Epochen nicht erklärt werden, wenn die Kontinente im hydrostatischen Gleichgewicht schwimmen. Fig. 9 gibt außerdem die Drehmomente für das Schwimmen unter dem Gleichgewicht, und zwar für $\eta = 3$ in den drei oben durchgerechneten Fällen (I, II, III). Für Zwischenwerte von η ($0 < \eta < 3$) kann man in jedem der behandelten Fälle zwischen den Grenzkurven linear interpolieren.

Nach Fig. 9/3 sind für alle η und während des größten Zeitraums die Drehmomente von A_1 und $A_1 + A_2$ negativ. Für $A_1 + B_1$ und $A_1 + B$ sind die Drehmomente in einem kleinen Bereich auch stets negativ. So fallen auch diese Kombinationen aus. Nur $A + B$ kann stets positiv erhalten werden. So müssen Süd- und Nordamerika zum Drehmoment des Bezugsblocks beigetragen

haben, und zwar zunächst bis f_4 mit $\eta = 0$ und später mit wachsendem η (bis $\eta \sim 4$) (Fig. 10). Dabei ist anzunehmen, daß Süd- mit Nordamerika und erst Nordamerika mit dem Bezugsblock verbunden waren. Man kann zeigen, daß zwischen den Epochen f_5 und i A_2 (Ostasien) die Tendenz hatte, sich von Afrika wegzudrehen: Die zu A_2 gehörigen Ordinaten (Fig. 9/3) sind positiv und für $\eta = 1,5$ größer als die zu $(A_1 + B)$ gehörigen positiven Ordinaten (Fig. 9/5). Zu gleicher Zeit liegen die Meridiane der Widerstandszentren zwischen A_1 und A_2 (Fig. 3), so daß A_2 sich um den Drehpunkt drehen kann, ohne notwendigerweise die Drehung von $(A_1 + B)$ zu beeinflussen. Damit waren die Verhältnisse günstig für eine Lagenänderung von Ost- und Südasiens relativ zum Bezugsblock, wodurch sie ihre jetzige Lage erreichen konnte.

In dem in Fig. 9 behandelten Zeitraum bewegten sich die Widerstandszentren von Ostasien nach Zentralasien.

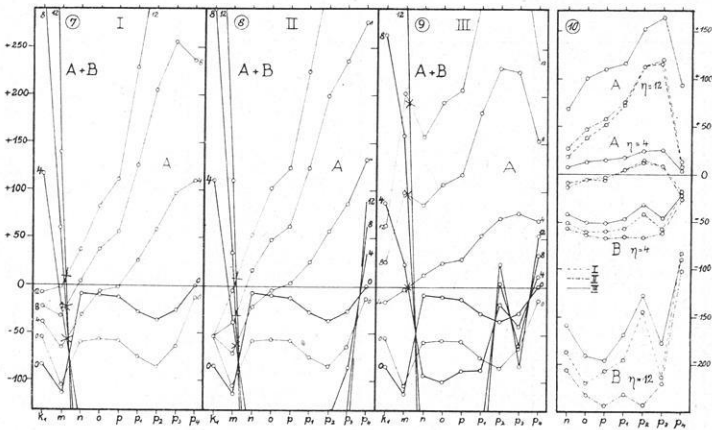


Fig. 10. Die Drehmomente der Epochen k_1 bis p_4

Die Ergebnisse für die letzten Epochen (k_1 bis p_4) sind aus Fig. 10 zu entnehmen, wo die auf A und $(A + B)$ wirkenden Drehmomente dargestellt sind: und zwar für den Fall I in (7), für Fall II in (8) und für Fall III in (9). Da für $(A + B)$ in jedem der drei Fälle der Schnittpunkt der η -Kurven auf der negativen Seite liegt (zwischen Epochen m und n), so sind nach der n -Epoche für alle Werte von η die auf $(A + B)$ wirkenden Drehmomente negativ. Amerika löste sich also zwischen den Epochen m und n ab. Andererseits sind die für A als Ordinaten gezeigten Drehmomente für große Werte von η positiv, d. h. der Bezugsblock mit Süd- und Ostasien, aber ohne Amerika, hatte die zur Erzeugung der Wegener'schen Polkurve richtige Drehrichtung. Für die Fälle I und II liegen die Schnittpunkte der zu $(A + B)$ und A gehörigen Kurven nur für $\eta > 12$ (k und $\delta a > 360$ m), auf der positiven Seite, während für den Fall III die Schnittpunkte schon für $\eta \sim 4$ ($k > 120$ m) auf der positiven Seite liegen.

Das Ergebnis lautet: Fälle I und II --- Epochen k_1 bis m : ($A + B$) schwimmt mit einem Werte von η , der von 4 bis 12 wächst, und dreht sich um Widerstandszentren, die sich in Asien von Länge 270° West nach 240° West (jetziges System) bewegen. Bald nach der m -Epoche trennt sich Amerika ab. A dreht sich um Widerstandszentren, die auf den vom Roten Meer nach der Ostsee laufenden jeweiligen Meridianen liegen, während η möglicherweise bis fast Null in der letzten Epoche p_4 abnimmt.

Fall III: Die Bedingungen sind insofern günstiger, als η den Wert 4 nicht zu überschreiten braucht, und bei der Abtrennung von Amerika für gleiche Werte von η die Drehmomente bedeutend größer sind. Für $\eta \geq 4$ findet die Abtrennung von Amerika in der k_1 -Epoche statt.

Die Polkurve, die sich ja auf den Bezugsblock bezieht, gibt keinen Aufschluß über die Bewegung von Amerika nach seiner Trennung von dem Bezugsblock. Zur Zeit der Trennung lag die Achse des auf Amerika wirkenden Drehmoments in geographischer Länge 146° West und Breite + 4° im jetzigen System. Die Winkelentfernung der Achse ist weniger als 90° von Alaska und mehr als 90° von Grönland. Damit sich Amerika von Europa hätte entfernen können, hätte es sich um ein Widerstandszentrum auf der nördlichen Halbkugel in negativer Richtung drehen müssen. Ein Widerstandszentrum in der Nähe von Grönland würde, da der Kosinus des Entfernungsbogens negativ ist, die Bewegung erklären, aber nicht eines in der Nähe von Alaska. Unter Annahme von Grönland ergeben sich die Drehmomente von Amerika B , die in Fig. 10 (Nr. 10) für die Werte 4 und 12 von η eingetragen sind. Sie sind wie gefordert negativ.

Daß die Entfernung Europa—Amerika wachsen konnte, zeigt die gleiche Fig. 10 (Nr. 10). Dort ist die Komponente des Drehmoments von A in Richtung Grönland für $\eta = 4$ und 12 eingetragen. Da sie im Gegensatz zu B positiv ist, entfernen sich beide Kontinente voneinander. Für Fall I und II muß $\eta > 7$, für Fall III $\eta > 3$ sein. Da ja η wahrscheinlich bis zur Gegenwart stetig auf Null abgenommen hat, ist eine Relativbewegung beider Kontinente heute nicht unbedingt zu erwarten. Da auch hier der Fall III mit kleinem η auskommt, scheint er am wahrscheinlichsten zu sein.

Es läßt sich mit Hilfe von Fig. 3 leicht zeigen, daß bei allen behandelten Ablösungen an der Bruchstelle stets Zugkräfte auftraten, was ja ebenfalls eine notwendige Bedingung ist. Ebenso kann man die Gegenden aufsuchen, die starke Druckkräfte aufnehmen mußten und mit dem Verlauf der Gebirge vergleichen, was sehr interessante Perspektiven eröffnet. Solche Betrachtungen würden aber im Rahmen dieser Arbeit zu weit führen.

§ 7. *Zusammenfassung.* Auf Grund möglichst primitiver Voraussetzungen wird gezeigt, daß sowohl die Köppen-Wegenersche Polkurve, sowie die Bewegung der Kontinente eine Folge der Zentrifugalkraft sind.

Durch Einführung von Widerstandszentren wird die Polkurve genau beschrieben. Die berechneten Drehmomente lassen nach ihren Vorzeichen ent-

scheiden, welche Kontinente mit Europa und Afrika fest verbunden waren. Bemerkenswert sind die sich ergebenden Zeitpunkte der Ablösung einzelner Kontinentteile in weitgehender Übereinstimmung mit Wegener.

In den letzten Epochen muß angenommen werden, daß die Kontinente nicht im hydrostatischen Gleichgewicht geschwommen haben. Gründe dafür werden diskutiert.

Diese Arbeit gibt nur die Bewegungsrichtung der Kontinente wieder, nicht ihre Bewegungsgeschwindigkeit, da uns Werte für die innere Reibung im Sima gänzlich fehlen.

Herrn Professor Dr. K. v. Bülow danke ich für die freundliche Vermittlung bei der Veröffentlichung in der Geologischen Rundschau.

Die Laufgeschwindigkeit c der Longitudinalwellen als Funktion der Temperatur

Von **Kurt Wegener**, Graz. — (Mit 2 Abbildungen)

Die Bedeutung von Temperaturdifferenzen in der Seismik wird an Beispielen gezeigt.

Über diese Beziehung wissen wir recht wenig. Das Tabellenwerk von Landolt-Börnstein liefert uns für einige Metalle den Elastizitätskoeffizienten E für Temperaturen von 0 bis 15° und für 200°. Ziehen wir die Wurzel aus E , so erhalten wir für das Verhältnis c_0/c_{200} der Geschwindigkeit bei 0 bis 15° zur Geschwindigkeit bei 200° C folgende Liste:

	c_0/c_{200}
Kupfer	1.2
Platin	1.2
Gußstahl	1.1
Eisen	1.2
Gold	1.1

Bei einer Temperatur von 1000°, die wir stellenweise schon in geringer Tiefe vorfinden, wäre also das Verhältnis c_0/c_{1000} linear extrapoliert, 1.5 bis 2.

Für das Eis ergeben die Messungen auf Alpengletschern von 0° C $c_0 = 3600$ m/sec; die Messungen Wölkens *) für -6° C $c_{-6} = 3720$, die Rechnung Brockamps **) für -16° C $c_{-16} = 4000$. Also eine Steigerung der Geschwindigkeit um 10 % bei einer Temperaturerniedrigung um nur 16°. Ein Vielfaches der obigen Zahlen.

*) Siehe Bd. II der Wiss. Ergebn. d. Deutsch. Grönland-Exped. Alfred Wegener.

**) Bd. III, ebenda.

Eine Arbeit v. Thyssens und O. Rülkes *) liefert uns für Gips

$$c_0 = 2430.$$

$$c_{100} = 2380.$$

Also für $2000 \sim 100$ m/sec oder rund 5 % Änderung.

Die beiden Autoren stellen aber beschleunigte Abnahme bei wachsender Temperatur fest. Die Erfahrung über das Eis bestätigt, daß diese schnellere Abnahme der Laufgeschwindigkeit mit der Annäherung an den Schmelzpunkt zusammenhängt. Wir müssen also wohl allgemein mit einer beschleunigten Abnahme der Laufgeschwindigkeit mit Annäherung an den Schmelzpunkt rechnen. Die Fortsetzung der sehr dankenswerten Arbeit dieser beiden Autoren wird uns wohl näheren Aufschluß über die Beziehung der Temperatur zu c für die Gesteine der Erde liefern.

Hier sei auf die Bedeutung der Temperatur für die Feinstruktur der Seismik, insbesondere für die Tiefenbestimmung, hingewiesen.

Das Theorem Clairauts für die Gestalt der Erde, das die Beziehung zwischen Anisotropie, Abplattung und Energieverteilung darstellt, läßt sich verallgemeinern für alle Energieformen oder ganz allgemein Eigenschaften, die sich von einem Punkt aus in einem für sie anisotropen Raum ausbreiten; also Strahlung, Wärmeleitung und elastische Wellen.

Denken wir uns in den Bebenherd den 0-Punkt eines xyz -Koordinatensystems gelegt, so ist die Wellenfront in jedem Zeitpunkt eine Äquipotentialfläche, also im isotropen Raum eine Kugelfläche, bei schnellerer Wanderung in den x - y -Richtungen ein Rotationsellipsoid.

Für die Schwere müssen wir wegen der Rotation der Erde fordern, daß in einem rechtwinkligen Koordinatensystem, dessen 0-Punkt mit dem Schwerpunkt zusammenfällt, und wo z die Richtung der Drehungsachse ist, $+x$ und $-x$ gleiche Größe besitzen, und ebenso $+y$ und $-y$. Für unsere Wellen entfällt diese Forderung. Hier kann die Ausbreitung in allen Richtungen verschieden sein. Allerdings können wir wegen unserer Unkenntnis der Temperatur unter uns nur wenig bestimmtes über die Form der Äquipotentialflächen aussagen. Wir sind (ähnlich wie bei der Schwere) darauf angewiesen, aus der Energieverteilung an der Erdoberfläche (die von den Äquipotentialflächen der elastischen Wellen geschnitten wird) zurückzuschließen. Es ist fraglich, ob die gegenwärtigen Messungen der Energie hierfür ausreichen.

Es genüge hier, ein vereinfachendes Modell zu betrachten.

Unter einem Krater herrsche bis zum Bebenherd die Temperatur 1200 bis 1400°. Horizontal nehme die Temperatur schnell ab. Zur Vereinfachung setzen wir die Geschwindigkeit in der x bis y -Richtung doppelt so groß als in der z -Richtung.

*) Zeitschr. f. Geophys. 1939, Heft 3/4, S. 139. Beschreibung des neuen Geräts zur Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit elastischer Wellen in Gesteinsproben und einige Meßergebnisse.

In unserer Zeichnung ist also $\overline{Ox} = 2\overline{Oz}$. In gleichen Winkelabständen sind vom Koordinatenanfangspunkt drei „Strahlen“ oder „Kraftlinien“ gezogen, die überall senkrecht auf der Wellenfront stehen. Die Energie wird bei z zusammengedrängt, bei x auseinandergezogen, und mit einer für die praktischen Zwecke ausreichenden Genauigkeit erhalten wir die Energie umgekehrt proportional dem Quadrat der auf der Wellenfront in unserer Zeichnung abgeschnittenen Kurvenstücke.

Der Krümmungsradius R bei z ist, da unsere Zeichnung ein Viertel einer Ellipse darstellt, $R = \frac{\overline{Ox}^2}{2\overline{Oz}} = 4\overline{Oz}$ oder viermal so groß als die wirkliche Tiefe des Bebenherdes. Auf diese viermal zu große Tiefe aber würden wir aus den „Iseisten“ schließen müssen, die wir beim Weiterwandern der Wellenfront erhalten.

Eine weitere Eigentümlichkeit erhalten wir aus der allgemeinen Zunahme der Temperatur mit der Tiefe. Wenn Temperatur und Druck mit der Tiefe zu-

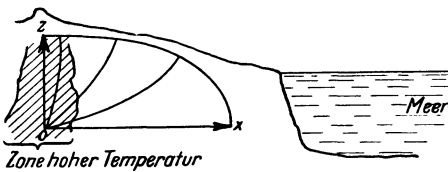


Fig. 1. Die Deformation der Äquipotentialflächen (Wellenfronten) durch die Temperatur

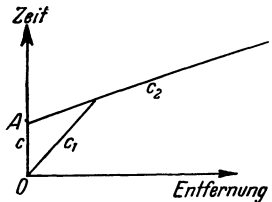


Fig. 2. Schichtdickenbestimmung bei einer Laufzeitkurve, die aus geradlinigen Stücken zusammengesetzt ist

nimmt, erhalten wir für jede homogene Gesteinsschicht die größte Laufgeschwindigkeit an der Oberfläche der Schicht. Nur diese können wir bestimmen. Wir erinnern uns hierbei an die theoretischen Untersuchungen K. Ullers über geführte Wellen. Nach der verfeinerten Methode, die die Lagerstättenforschung entwickelte, erhalten wir für die obersten Schichten der Erdkruste die Laufzeitkurve zusammengesetzt aus merklich geradlinigen Stücken, was doch wohl die erwähnte Folgerscheinung der Zunahme von Druck und Temperatur mit der Tiefe innerhalb jeder homogenen Schicht ist.

Wenn wirklich die Laufzeitkurve aus geraden Stücken besteht, ist die Bestimmung der Schichtdicken besonders einfach. Ist die Geschwindigkeit der Wellen in der obersten Schicht c_1 (gemessen), so hat die Welle, um in die untere Schicht und zurück von O zu kommen, die Dicke D der oberen Schicht zweimal durchgemessen in der Zeit τ . Also ist

$$c_1 = \frac{2D}{\tau}, \quad \text{und} \quad D = \frac{\tau}{2} \cdot c_1 \text{ usw.}$$

Hierbei geht die Welle senkrecht an die untere Schicht, läuft diese entlang, und taucht senkrecht wieder am Beobachtungsort auf. Ist die Schicht sehr mächtig.

so muß berücksichtigt werden, daß die von oben kommende Wellenfront in größerer Entfernung vom Fußpunkt unter dem Bebenherd fast zur gleichen Zeit eintrifft; hier muß also das Fermatsche Prinzip angewendet werden, was bei Schichten, deren Dicke klein ist im Vergleich zur Sprengentfernung, nicht nötig ist. Die Anwendung des Fermatschen Prinzips ist freilich durch die Krümmung der Kraftlinien oder Strahlen nach unten (infolge der Zunahme von Temperatur und Druck nach unten) erschwert.

Durch unsere Unkenntnis der Laufgeschwindigkeit in der Tiefe, die die unvermeidliche Folge der Abnahme der Laufgeschwindigkeit mit der Tiefe ist, kann die Tiefenbestimmung in Frage gestellt sein. Ich will zum Schluß im Prinzip zeigen, wie wir sie durch Zuziehung der Transversalwellen sichern können. Das Verhältnis der Geschwindigkeit c_l der Longitudinalwellen zur Geschwindigkeit c_t der Transversalwellen sei

$$\frac{c_l}{c_t} = \gamma.$$

Wir setzen es für unsere Zwecke genügend genau = 2. Die Mächtigkeit der Schicht sei durch die Laufzeitkurve oder durch Reflexion mit c_t um x zu groß gemessen, dann ist sie mit c_l um $2x$ zu groß geworden, oder allgemeiner für c_t um $\gamma \cdot x$. Also ist

$$D_l - x = D_t - \gamma x, \quad D_t - D_l = x(\gamma - 1).$$

$$x = \frac{D_t - D_l}{\gamma - 1} \sim D_t - D_l.$$

Auf diese Weise erhalten wir die berichtigte Tiefe und zugleich die mittlere berichtigte Laufgeschwindigkeit.

Es ist nämlich die wirkliche Tiefe

$$D \simeq D_l - (D_t - D_l) = 2D_l - D_t$$

und die wirkliche mittlere Laufgeschwindigkeit $[c_l]$ gleich der benutzten, multipliziert mit dem Verhältnis der Strecken D/D_l

$$[c_l] = c_l \cdot \frac{D}{D_l}.$$

Verringerte Laufgeschwindigkeit in der Tiefe kommt in den Laufzeitkurven unmittelbar auf andere Weise nicht zum Ausdruck. Allerdings wird man bei unserer Prüfungsmethode von Fall zu Fall auch untersuchen müssen, ob in der Tiefe eine Schicht anderen Materials die Ursache der Verringerung der Laufgeschwindigkeit war, oder ob es sich *nur* um die Wirkung von Temperatur und Druck handelte.

Die Hypothese, daß γ veränderlich sei, müssen wir aufgeben. Longitudinal- und Transversalwellen sollen also gleiche Schichtdicken ergeben, scheinbare Differenzen von der Verschiedenheit des Materials oder der Temperatur herrühren.

Referate und Mitteilungen

Meteorologisches Taschenbuch, 3. Ausgabe. Unter Mitarbeit von T. Bergeron, C. Kassner, K. Keil und K. Knoch. Herausgegeben von F. Linke. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., 1939. Preis geb. RM 17.80, br. RM 16.—

Der 3. Band des bekannten meteorologischen Taschenbuches ist in erster Linie zur Förderung der internationalen meteorologischen Zusammenarbeit gedacht. Er enthält im 1. Kapitel zunächst eine gegenüber dem 2. Band noch stark erweiterte Tabelle zur Geschichte der Meteorologie. Dann folgt im 2. Kapitel eine Liste der internationalen meteorologischen Kommissionen und Institute, sowie eine Liste der wichtigsten meteorologischen Zeitschriften. Das 3. Kapitel enthält eine Reihe der wichtigsten internationalen Vereinbarungen (Symbole der meteorologischen Erscheinungen, Bezeichnungen in den meteorologischen Jahrbüchern, Beaufort-Skala der Windstärken, Tabelle der Sichtigkeit, Hydrometeorbeschreibungen) sowie die dezimale Klassifikation der meteorologischen Literatur. Im 4. Kapitel sind die internationalen Wetterschlüssel, die Bedeutung der Schlüsselbuchstaben und die regelmäßigen Funkwettermeldungen zusammengestellt. Das 5. Kapitel stellt eine Ergänzung der bereits im 1. Band enthaltenen Klimadaten einer Reihe ausgewählter Stationen dar, und zwar für 340 Stationen (davon 84 deutsche Stationen) die Monats- und Jahresmittel von Temperatur und Niederschlag, zu denen ergänzend außerdem die mittleren täglichen Maxima und Minima der Lufttemperatur für 84 deutsche Stationen treten. Das 6. Kapitel enthält ein sechssprachiges meteorologisches Wörterbuch in Deutsch, Englisch, Französisch, Italienisch, Spanisch und Russisch. Es enthält mit rund 2500 Wörtern in wohl nicht mehr zu überbietender Vollständigkeit alle Ausdrücke der meteorologischen Fachsprache. Eine besondere Schwierigkeit bei seiner Abfassung lag darin, daß für manche moderne Fachausdrücke in einzelnen Sprachen noch gar keine Bezeichnungen bestanden, sondern erst neu geschaffen werden mußten. Ein kurzer Anhang enthält die internationalen Wolkenbezeichnungen, sowie die internationalen Morsezeichen.

G. A. Suckstorff.

W. G. Kendrew: *Climate. A Treatise on the principles of weather and climate.* Second edition. Oxford, at the Clarendon press, 1938.

Der Verfasser stellt einleitend fest, daß eine Klimaschilderung ohne gleichzeitige Berücksichtigung des „Wetters“ kein anschauliches Bild von den Witterungsvorgängen geben kann. Um eine Vereinigung dieser beiden Faktoren der Witterung zu geben, ist der Verfasser so vorgegangen, daß er zunächst die einzelnen meteorologischen Elemente, Strahlung und Temperatur, Druck, Wind usw. einzeln behandelt, in diese Einzelbehandlung aber gleichzeitig ganz spezielle Vorgänge, wie Luftmassentransporte, Einfluß einer Sonnenfinsternis auf den Temperaturgang usw., hineinarbeitet. Dadurch wird vielleicht der strenge Aufbau in seiner Folgerichtigkeit etwas gestört, die Anschaulichkeit aber außerordentlich gesteigert. Zu betonen ist außerdem, daß der Verfasser zur Illustration seiner Überlegungen immer außerordentlich lebendige Vergleiche bringt. So mag als Beispiel erwähnt werden, daß das kontinentale Klima auf Grund von Isothermenkarten des mittleren täglichen Minimums im Januar und des mittleren täglichen Maximums im Juli auf den Britischen Inseln erläutert wird. Die großräumige Verteilung der Passatwinde wird durch Segelschiffskurse illustriert, während das rasche Fortschreiten der Tiefdruckgebiete im Winter auf dem Nordatlantik von West nach Ost durch Registrierungen des Druckverlaufs während der Hin- und Rückreise eines Dampfers nach Amerika geschildert wird. Auf der Fahrt nach Amerika fährt der Dampfer gegen

die Tiefdruckgebiete an, und die Druckkurve zeigt infolgedessen mehrere Minima beim Durchfahren der Tiefdruckkerne, während auf der Heimreise nach Europa der Dampfer ungefähr mit der Geschwindigkeit der Tiefdruckgebiete selbst fährt und infolgedessen die Registrierung einen fast konstanten Druck zeigt. Als Kuriosum mag vermerkt werden, daß dieser Dampfer der deutsche Dampfer „Kaiser Wilhelm der Große“ ist und diese Registrierungen aus dem Winter 1902 stammen.

Nach diesen allgemeinen Bemerkungen genügt die Angabe der einzelnen Kapitelüberschriften, die auch wieder die Kombination von Klima und Wetter zeigen. 1. Einstrahlung und Temperatur. 2. Druck und Wind. 3. Feuchtigkeit, Regen, Verdunstung, Wolken, Gewitter. 4. Sonnenschein und Wolken. 5. Nebel. 6. Bergklima und Klima der Ebene. 7. Das Wetter der gemäßigten Zone. 8. Lokale Winde. 9. Einige Klimatypen.

Auf insgesamt 12 Tafeln sind eine Reihe schöner Wolkenbilder gegeben, darunter eine besonders beachtenswerte Aufnahme von einem Sandsturm bei Chartum.

G. A. Suckstorf.

A. Ramspeck und G. A. Schulze: *Die Dispersion elastischer Wellen im Boden.* Veröffentlichung des Instituts der „Deutschen Forschungsgesellschaft für Bodenmechanik“ (Degebo) an der Technischen Hochschule Berlin.

Zur Erforschung des Baugrundes werden im Erdboden mit einer Schwingungsmaschine sinusförmige Schwingungen erzeugt. Aus der Fortpflanzungsgeschwindigkeit dieser sinusförmigen Wellen wird nach dem durch die Elastizitätstheorie bekannten Zusammenhang zwischen der Ausbreitungsgeschwindigkeit und den elastischen Konstanten auf die Eigenschaften des durchlaufenden Erdbodens geschlossen. In der Praxis hat sich ergeben, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit von der Frequenz der Wellen abhängt, es tritt also eine ähnliche Erscheinung wie bei den Oberflächenwellen der Fernbeben auf. Die vorliegende Arbeit untersucht die Dispersionserscheinungen der obersten Bodenschichten. Es wird versucht, die Ursachen dieser Erscheinungen und die Gesetze, denen sie unterliegen, zu ermitteln. Die Dispersionserscheinungen zeigen, daß Bodenschichtungen vorhanden sind. Aus der Dispersionskurve kann auf die Tiefe der Grenzfläche geschlossen werden, die für das Auftreten der Dispersion verantwortlich ist. Die Dispersion der mit der Schwingungsmaschine erzeugten Wellen läßt sich mit großer Annäherung durch das Love'sche Dispersionsgesetz darstellen. Die Dispersionserscheinungen, die der Baugrundforschung zunächst hinderlich erschienen, werden durch die vorliegenden Untersuchungen ihrer Vervollkommnung dienstbar gemacht.

W. Schneider.

Berichtigung

In dieser Zeitschrift, Jahrg. XV (1939), S. 268–303, ist mit der Bezeichnung P^+ ein Schönheits- bzw. Druckfehler unterlaufen. Er wurde durch Verwendung der Schreibmaschinentype: + an Stelle eines richtigen Sternes: * verursacht. Aus dem Inhalt der Arbeit und der bisweilen richtig auftretenden Druckweise geht zwar schon hervor, daß hierdurch nicht verschiedene Wellenbewegungen gekennzeichnet sein sollten. Um aber jedes Mißverständnis auszuschließen, sei nachträglich betont, daß P^+ mit P^* identisch ist und in der Schreibweise durch letzteres ersetzt werden muß.

Auf S. 291 fehlt: $V_{21} = + 0.39 \text{ sec.}$

Auf S. 281 sind die übrigbleibenden Zeitverbesserungen der Ausgleichung der P_n -Einsätze nachzutragen:

$V_1 = - 0.7 \text{ sec}$	$V_4 = + 0.9 \text{ sec}$	$V_7 = - 0.2 \text{ sec}$
$V_2 = - 0.3 \text{ ..}$	$V_5 = - 0.5 \text{ ..}$	$V_8 = + 0.3 \text{ ..}$
$V_3 = + 0.9 \text{ ..}$	$V_6 = + 0.1 \text{ ..}$	$V_9 = - 0.4 \text{ ..}$

Fehlerquadratsumme: 2.8.

G. Schmerwitz.

Anderungen des Mitglieder-Verzeichnisses (1937)
 (siehe auch Bd. XIV, 1938, S. 390) der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft.
 Stand vom 1. Dez. 1939

Neuaufnahmen:

203. FEUSSNER, KARL, Dr., Potsdam-Babelsberg 2, Stubenrauchstraße 9.
204. Forschungsstelle f. Phys. d. Stratosphäre i. d. Kaiser-Wilhelm-Ges., Friedrichshafen a. B., Seewiesenösch.
205. Geodät. Institut d. Universität Bonn, Meckenheimer Allee 102.
206. Geograph. Inst. d. Hansischen Univ., Hamburg 13, Rothenbaumchaussee 21/23.
207. Geolog.-Paläontolog. Institut d. Universität Leipzig, Talstraße 38.
208. Geophysikal. Institut d. deutschen Karls-Universität, Prag II, Dittrichgasse 13.
209. Gesellsch. f. prakt. Lagerstättenforsch. G. m. b. H., Berlin W 8, Behrenstr. 39 A¹¹.
210. Hauptstat. f. Erdbebenf. a. Physik. Staatsinst., Hamburg 24, Papenhuderstr. 8.
211. HERRMANN, ALFRED, Dr., Reichsanstalt f. Erdbebenforschung, Jena.
212. Institut f. Flugmeteorologie d. Techn. Hochschule, Darmstadt.
213. LAUTERBACH, ROBERT, Dr., Leipzig O 5, Friedrich-Wilhelm-Straße 21.
214. LOESER, GÜNTHER, Dr., Meppen (Ems), Lathener Straße 18.
215. NAGEL, FRIEDR., Dr., Berlin-Pankow, Oberburgerweg 12¹¹.
216. SCHMERWITZ, G., Dr., Jena, Brandströmstraße 27.
217. THEELE, HEINRICH, M. Sc., Geophysikal. Institut, Potsdam, Telegraphenberg.

Adressenänderungen:

3. ANDRÉE, K., Prof. Dr., Dir. d. Geolog.-paläont. Inst. d. Albertus-Universität Königsberg i. Pr., Lange Reihe 4.
14. BORNE, H. VON DEM, Dr., Berlin SW 29, Flugwetterwarte, Flughafen, privat: Kleinmachnow, Post Berlin-Zehlendorf, Langendreesch 30.
23. Hauptvermessungs-Abt. XIV, Wien 65, Friedrich-Schmidt-Platz 3.
30. D. Markscheidever. Bochum (Vors.: Marksch. LÖHR), Bochum, Herner-Str. 45.
31. Deutsche Seewarte, Hamburg 11, Alfred-Wegener-Weg.
32. DIETRICH, G., Dr., Berlin-Neukölln, Friedelstraße 43.
36. ECKHARDT, E. A., Dr., Gulf Research Laboratory, P. O. Drawer 2038, Pittsburg, Pa., USA.
40. ERMERT, E. A., Dipl.-Ing., Betzdorf/Sieg, Adolf Hitler-Straße 62.
48. GASSMANN, F., Prof. Dr., Priv.-Doz. f. Geophys. a. d. Eidg. Techn. Hochschule Aarau (Schweiz), Neugutstraße 12.
77. ISRAËL, H., Dr., Potsdam, Meteorologisches Observatorium.
100. LETTAU, H., Dr., Geophysikal. Warte d. Universität Königsberg, Paradeplatz 4, privat: Königsberg, Cranzerallee 22.
103. LORENSENER, E., Dr., Berlin-Zehlendorf, Sven-Hedin-Strasse 34.
110. MARTIN, H., Dr., Jena, Talstraße 34.
119. MILDNER, P., Dr., Engelsdorf, Bez. Leipzig, Nordstraße 24.
124. MÜGGE, R., Prof. Dr., Inst. f. Flugmeteorologie d. Techn. Hochschule, Darmstadt.
126. Naturwissenschaftl. Verein (Prof. Dr. SCHLÖTZER) Karlsruhe, Erbprinzenstraße 13.
143. RAMSPECK, A., Dr., Berlin-Charlottenburg 2, Knesebeckstraße 11¹¹¹.
149. Reichsamt f. Wetterdienst, Berlin SW 29, Flughafen Tempelhof.
160. SCHLEUSENER, A., Geophys., Hannover, Gellertstraße 25A.
161. SCHLOMKA, T., Prof. Dr., Prag II, Dittrichgasse 13.
162. SCHMEHL, H., Prof. Dr., Dir. d. Geodät. Instituts Potsdam, Telegraphenberg.
- *165. SCHÜTT, R., Prof. Dr., Hamburg 24, Papenhuderstraße 8.
168. Schweizerische Eidgen. Meteorolog. Zentralanstalt, Zürich.
170. SCHWINNER, R., Prof. Dr., Graz (Steiermark), Schillerstraße 5.
- *172. SIEBERG, A., Prof. Dr., Dir. d. Reichsanst. f. Erdbebenf., Jena, Landgrafenstieg 2.
181. TOMASCHKE, R., Prof. Dr., München, Techn. Hochschule, Physikal. Institut.
186. WEGENER, K., Prof. Dr., Geophysikal. Institut d. Universität Graz (Steiermark).
177. SVERDRUP, H. U., Prof., Dir. of the Scripps. Inst. of Oceanography, La Jolla, Californien.

Verstorben:

Ausgeschieden:

- | | | | |
|--------------|--------------|--------------|----------------------|
| 10. BARTON. | 185. VENSKE. | 96. LAMMERT. | 174. STENZ. |
| 91. KOSSMAT. | | 167. SCHULZ. | 202. PIEPMAYER & Co. |

Geophysikalische Berichte

Maurice Ewing. Marine gravimetric methods and surveys. Proc. Amer. Phil. Soc. 79, 47—70, 1938, Nr. 1. (Dep. Phys. Lehigh Univ. Bethlehem, Pa.) In der Einleitung wird eine Übersicht der historischen Verfahren zur Messung der Schwerkraft auf dem Meere gegeben. Anschließend folgt eine eingehende Schilderung der technischen Einzelheiten des Verfahrens von Vening-Meinesz und Aufzählung sämtlicher bisher nach diesem Verfahren des fiktiven Pendels ausgeführten Schweremessungen mit systematischer Angabe aller wesentlichen Daten. Von der mehr als 1200 betragenden Zahl der Stationen, die nach dieser Methode vermessen wurden, sind allein 800 auf Vening-Meinesz zurückzuführen. Die Fortschritte in der Zeitbestimmung mit Kristalluhren und die Verbesserungen durch Einführung der Korrekturen zweiter Ordnung infolge der Meeresbewegung werden berücksichtigt. Die Streifen negativer Schwereanomalien werden hier allgemein als Meinesz-Belts bezeichnet. Weitere Abschnitte betreffen: Die Verwendbarkeit statischer Schweremesser. Schweremessungen in der Polarregion. Beiträge der Schweremessungen zur Isostasie und Erdgestalt. *Schmerwitz.*

Teiji Sano. Some experimental investigations with the Robinson cup-anemometer and with vanes of various shapes and forms. Mem. Imp. Marine Obs. Japan 6, 415—445, 1938, Nr. 4. (Koba.) Die Kräfte, mit denen ein Windstrom von bekannter Geschwindigkeit auf eine einfache Schale, die unter verschiedenen Winkeln zur Windrichtung angebracht ist, wirkt, werden mit einer Dreikomponentenwaage im Windkanal gemessen. Dadurch werden die mittlere treibende Kraft und die Drehung um die Drehachse für ein stetig sich in einem gleichmäßigen Windstrom drehendes System ermittelt. Ebenso wird das Verhalten von fünf Wetterfahnen von verschiedener Gestalt und Form untersucht. Versuchsanordnung und Zahlenergebnisse werden mitgeteilt und die einzelnen Formen miteinander verglichen. *Hänsch.*

L. F. Miller. Factors affecting the measurement of solar radiation by pyrheliometers. Phys. Rev. (2) 53, 948, 1938, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Minnesota.) Der flache Absorber zeigt gegenüber einem sphärischen 58 % Abweichung bei 85°, 35 % bei 75°, 13 % bei 60° usw., die sphärischen verdienen den Vorzug. Zwei Pyrheliometer mit sphärischen Absorbern in Quarzkugeln zeigten bei gleicher Aufstellung Abweichungen voneinander im täglichen Gang; die Gesamtzahl der gemessenen Kalorien bleibt jedoch davon unberührt. *Riewe.*

Harold S. Stewart, Jr., and Brian O'Brien. An automatic spectrograph and accessory equipment for solar spectrum photography. Phys. Rev. (2) 53, 949, 1938, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Inst. Opt. Univ. Rochester.) Vorwiegend der Ozongehaltsbestimmung dienender Spektrograph mit Filmregistrierung. *Riewe.*

Władysław Gorczyński. Solarigraphs as recorders for diffuse sky radiation. Bull. Soc. Tchecosl. Physiatr. Prag 18, 17—24, 1938, Nr. 1/2. Beschreibung eines neuen Instrumententyps zur Messung bzw. Registrierung von Sonnenstrahlung, Gesamtstrahlung von Sonne plus Himmel auf eine horizontale Fläche und diffuser Himmelstrahlung allein. Meßelement: Mollsche Thermosäule unter halbkugelförmiger Glasglocke. Ein Registrierbeispiel und eine Zusammenstellung des (jahreszeitlich verschiedenen) diffusen Anteils an der Gesamtstrahlung für Helsingfors, Warschau und Nizza werden mitgeteilt. *H. Israël.*

Jean Duclaux. Sondage de l'atmosphère par rayon lumineux. II. Journ. de phys. et le Radium (7) 9, 259—261, 1938, Nr. 6. Die Methode zur Untersuchung der Atmosphäre mittels der seitlichen Streuung eines Parallelstrahlen-

bündels, die Verf. früher (s. diese Ber. 18, 101, 1937) angegeben hat, läßt sich in einfacher Weise durch eine Quecksilberhochdrucklampe verwirklichen, die in den Brennpunkt eines parabolischen Spiegels gestellt wird. Die bei den normalen Anwendungsbedingungen wirksamsten Strahlen haben die Wellenlängen 3665, 4060 und 4360 Å; die grüne und die gelbe Strahlung haben nur sehr schwache Wirkung. Die Wirksamkeit der Methode ist um so größer, je geringer die Öffnung des Strahlenbündels ist, die einige Tausendstel nicht überschreiten soll. *Szivesy.*

G. Kirsch. Physikalische Betrachtungen zur Erdgeschichte. Verh. d. Phys. Ges. (3) 19, 26—29, 1938, Nr. 1. (Wien.) Besitzt die Silicatphase eine Radioaktivität wie die Steinmeteoriten, so kann sie $3 \cdot 10^8$ Jahre ihre Schmelzwärme aufbringen, wobei die Wärmeleitung hundertmal zu klein zum Erstarren ist. Da Trennung von flüssig und fest spätestens nach Schmelzen der Hälfte eintreten muß, treten Stilleseche Erdrevolutionen auch im Innern der Erde auf. Da die Wärme im wesentlichen nur unter Ozeanen abgegeben werden kann, entsteht ein Kreisstrom, der unter Kontinenten aufsteigt, unter Ozeanen absteigt. Dies scheint mit einigen geologischen Befunden übereinzustimmen. Der zeitweise zu erwartende Wärmestrom auf das Weltmeer führt zu 20 % erhöhter Feuchtigkeit in Polnähe. *Riewe.*

Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. The plastic state of certain planets under gravitational forces. Bull. Earthq. Res. Inst. 16, 7—20, 1938, Nr. 1. Die Arbeit bezweckt, aus allgemeinen Betrachtungen über den Zustand der Planeten Rückschlüsse auf den elastischen und plastischen Zustand des Erdinnern zu ziehen. Im Gegensatz zu Venus, Erde und Mars werden Mond und Merkur als völlig elastisch angesehen, da die Temperaturen dieser beiden etwa denen der Erdkruste entsprechend vorausgesetzt sind. Die Spannungszustände werden unter der Annahme eines elastischen und plastischen Innern berechnet und hierbei Stabilitätsbedingungen insbesondere für die Kruste abgeleitet. Ganz allgemein ergibt sich bei allen Voraussetzungen, daß bei jedem Planeten und Satelliten die horizontal gerichteten Kräfte größer sind als die vertikalen. *Schmerwitz.*

Katuhiko Muto. The possibility of determining the geoid by means of levelling. Bull. Earthq. Res. Inst. 16, 60—69, 1938, Nr. 1. (Military Land Survey.) Bei Berücksichtigung der Lotabweichungen kann die Form des Geoids aus den Höhendaten des trigonometrischen und Neigungsnivellements ermittelt werden. Beispiele aus der japanischen Landesvermessung werden zu Profilbestimmungen des Geoids auf diese Weise ausgewertet. *Schmerwitz.*

J. P. Andrews. Thermal diffusivity of the soil at Colombo Observatory. Phil. Mag. (7) 25, 1066—1073, 1938, Nr. 172. Aus Untersuchungen in verschiedener Tiefe, die sich über einen Zeitraum von 15 Jahren erstrecken, ergibt sich die Wärmeleitfähigkeit („thermal diffusivity“) zu 0,009 CGS-Einheiten. *Riewe.*

E. Hirt. Die Leitfähigkeit des Bodens in Abhängigkeit von seiner Feuchtigkeitsverteilung. Elektrot. ZS. 59, 43—44, 1938, Nr. 2. (Halle a. d. Saale.) Die Güte von Rohrerdern, die bezüglich Arbeitsaufwand und Materialersparnis Erleichterungen gegenüber Platten- und Bandeisenerndungen bieten, erfordert in erhöhtem Maße Beachtung der geologischen und hydrologischen Beschaffenheit des Bodens. Die normale Wasserverteilung im Boden zeigt (von oben nach unten) verschiedene Feuchtigkeitszonen: Sickerraum (stark witterungsabhängig), Rekondensationsraum (Bodenporen teilweise mit Wasser gefüllt), Kapillarzone (vollständige Ausfüllung der Bodenporen mit Wasser; Mächtigkeit etwa 80 bis 100 cm über dem Grundwasserspiegel; Leitfähigkeit diesem sehr nahe) und

Fließzone. Einige Versuchsreihen (Wechselstrom-Widerstandsmessungen an zwei 30 m voneinander entfernten Sonden in verschiedenen Tiefen) in einem geologisch und hydrologisch genau bekannten Gebiet zeigen mit zunehmender Tiefe an zwei Stellen sprungweise Widerstandsabnahme, die als Übergang vom Sickerraum zum Porenwinkelraum und von diesem zur Kapillarzone gedeutet werden. Für brauchbare Rohrerder ist jeweils zunächst geohydrologisch die Tiefe 100 %igen Wassergehalts der Bodenhöhlen zu ermitteln und der Erder bis in diese Zone zu versenken. (Etwas störend wirkt in diesem Zusammenhang die, wenn auch vorsichtige, Zulassung von Wüschelrutenangaben. Anm. d. Ref.) *H. Israël.*

Yosio Katô. Magnetic properties of the rocks constituting the earth's crust. (1st paper). Sc. Rep. Tôhoku Univ. (1) 27. 91—100, 1938, Nr. 1. (Mukaiyama Obs. Sendai.) *Dede.*

Katuhiko Muto. Gravity anomalies and deviations of the vertical in Izu-Osima. Bull. Earthq. Res. Inst. 16, 39—59, 1938, Nr. 1. (Military Land Survey.) Lotabweichungen in Izu-Osima von 10 bis 30' werden auf Grund der dort bekannten Verteilung der Schwereanomalien auf Massenüberschüsse im Untergrund zurückgeführt. Durch Einteilung des Untergrundes in 75 Blöcke, die insgesamt bis in 60 km Tiefe reichen, werden die Schwerkräftwirkungen berechnet. Der Einfluß wird bei jedem Block jeweils in das Zentrum verlegt. *Schmerwitz.*

Harry Hammond Hess. Gravity anomalies and island arc structure with particular reference to the West Indies. Proc. Amer. Phil. Soc. 79, 71—96, 1938, Nr. 1. (Dep. Geol. Princeton Univ.) Die von Vening-Meinesz entdeckten Streifen negativer Schwereanomalien der west- und ostindischen Inselbögen werden hier als der wichtigste Beitrag zur Gebirgsbildungstheorie dieses Jahrhunderts angesehen. Die geologische Bedeutung der Einwölbungshypothese wird an Hand einfacher und übersichtlicher gravimetrischer und geographischer Beschreibungen näher erläutert. Hier werden insbesondere die geologischen Verhältnisse Westindiens berücksichtigt. Es wird angenommen, daß dem Einwölbungsbetrag entsprechend auch horizontale Bewegungen der Größenordnung von 50 km aufgetreten sind. Die geophysikalischen Unterlagen ergeben im Verein mit den geologischen Überlegungen, daß ein Zusammenhang mit der Gebirgsbildung der Alpen in Europa oder dem nördlichen Afrika nicht besteht. *Schmerwitz.*

Ryûtarô Takahasi, Takesi Nagata and Kintarô Hirano. Geophysical studies of volcano Mihara, Oosima Island. III. Microtremor measurements in Oosima. Bull. Earthq. Res. Inst. 16, 87—99, 1938, Nr. 1. (II. s. diese Ber. 19. 2334, 1938.) Mit transportablen Seismographen, die kurz beschrieben sind, wurden auf der Insel Oosima in der Umgebung des Kraters Registrierungen aufgenommen. Aus dem Intensitätsabfall der Erschütterungswellen von etwa 0,3 sec-Periode und aus der Verteilung um den Krater werden diese als Raumwellen gedeutet, deren Herd in bzw. unmittelbar unter dem Krater liegt. Für die Deutung längerer Perioden als Oberflächenwellen oder als Eigenschwingungen des Untergrundes langen die Apparate und Auswertungsverfahren noch nicht aus. *Schmerwitz.*

H. P. Berlage, Jr. Aardbevingen in den Oest-Indischen Archipel waargenomen gedurende het jaar 1936, verzameld en bewerkt door het Koninklijk Magnetisch en Meteorologisch Observatorium te Batavia-Centrum. Natuurk. Tijdschr. Nederl. Ind. 98, 142—170, 1938, Nr. 3. *Dede.*

Win Inouye. Notes on the origin of earthquakes. Fifth paper. Bull. Earthq. Res. Inst. **16**, 125—130, 1938, Nr. 1. (IV. s. diese Ber. **19**, 1363, 1364, 2336, 1938.) In Ergänzung einer früheren Arbeit wurden unter Berücksichtigung der inneren und äußeren Kräfte eines Erdbebenherdes, die ein Beben erzeugen, weitere mathematische Ableitungen gegeben. Aus den Ergebnissen schließt der Verf., daß seismische Wellen in dem elastischen Medium um den Herd durch Spannungsveränderungen hervorgerufen werden. Hierbei ist als Ursache ein plastisches Nachgeben innerhalb dieses Herdes unter der Wirkung gewisser äußerer Kräfte anzusehen. *Schmerwitz.*

Syun'itiro Omote. Results of seismic prospecting at the Daidôkô River, Korea. Bull. Earthq. Res. Inst. **16**, 155—170, 1938, Nr. 1; japanisch mit englischer Zusammenf. Seismische Aufschlußmessungen des Profils unterhalb eines Flußbettes. Hier lagen bis in 20 m Tiefe vier Schichten verschiedener Geschwindigkeit vor. Obere Schicht $v = 0,5$ km/sec, unterste Felschicht $v = 4,8$ km/sec. *Schmerwitz.*

Katsutada Sezawa. Amplitudes of Rayleigh-waves with discontinuities in their dispersion curves. Bull. Earthq. Res. Inst. **16**, 1—6, 1938, Nr. 1. Für eine Oberflächenschicht, deren Untergrund sehr starr vorausgesetzt wird, sind schon früher Dispersionskurven mit einer Diskontinuitätsstelle und Resonanzkurven mit zwei Maximalwerten abgeleitet worden. Diese ergänzende Untersuchung zeigt, daß die Werte der horizontalen und vertikalen Verlagerungen der Rayleigh-Wellen in den Resonanzkurven an einem bestimmten und gleichen Wert der Wellenlänge ebenfalls diskontinuierlich sind. *Schmerwitz.*

Tokitaro Saita. Vibrations of the keep of Nagoya Castle due to earthquake and wind pressure. Bull. Earthq. Res. Inst. **16**, 145—154, 1938, Nr. 1; japanisch mit englischer Zusammenf. Registrierungen des Schwingungszustandes eines Burgverließes des Nagoya-Schlusses zeigten, daß in dem oberen Stockwerk die Beschleunigung nur ein Drittel der am Erdboden gemessenen Werte erreichte. Diese Tatsache wird der an Pagoden und anderen turmartigen Gebäuden bekannten Erdbebenfestigkeit angereicht. *Schmerwitz.*

N. H. Heck. The role of earthquakes and the seismic method in submarine geology. Proc. Amer. Phil. Soc. **79**, 97—108, 1938, Nr. 1. (Div. Terr. Magn. a. Seism. U. S. Coast and Geod. Survey.) Eine Karte des Atlantischen Ozeans zeigt die Verteilung der Erdbebenepizentra, die sich etwa um den Verlauf der atlantischen Schwelle gruppieren. Eine Verlängerung dieses Gebietes scheint, wie eine weitere Karte zeigt, zwischen Nordpol und Sibirien nach Kamtschatka zu verlaufen. Die beste Möglichkeit einer geologischen Erforschung der Erdkruste unterhalb des Ozeans wird in der Erweiterung des ständigen seismischen Stationsdienstes insbesondere auf den Azoreninseln gesehen. Die gleiche Bedeutung in diesem Rahmen wird dem seismischen Aufschlußverfahren beigemessen, das in Anwendung auf den Bodenuntergrund des Meeres von Ewing in Amerika mit dem Refraktionsverfahren bereits erprobt worden ist. *Schmerwitz.*

G. Angenheister. Untersuchung des Untergrundes mit Hilfe von sinusförmig erregten Bodenschwingungen. S.-A. Publ. Bur. centr. séismol. intern. (A) Trav. scient. 1937, 20 S., Nr. 15. (S. diese Ber. **18**, 2271, 1937.) *Schmerwitz.*

Kiyoshi Kanai. Model experiments of a dynamic damper for seismic structural vibration. Irregular vibration. Bull. Earthq. Res. Inst. **16**, 21—29, 1938, Nr. 1. Bei der Anbringung von Dämpfungsvorrichtungen zur Herabminderung von Gebäudeschwingungen, insbesondere bei Erdbeben, sind

verschiedene Bedingungen zu beachten, die zum Teil schon in früheren Arbeiten abgeleitet wurden. So mußte u. a. die Eigenperiode der Dämpfungsanordnung mit der des Gebäudes möglichst übereinstimmen. Diese Ableitungen werden hier durch Untersuchungen an einem Schütteltisch mit einem Modell bestätigt und erweitert. Kopplungserscheinungen machen sich durch das Auftreten zweier Maxima in den Resonanzkurven bemerkbar. Freie Schwingungen des Gebäudes werden unter den gleichen Bedingungen abgedämpft wie erzwungene. Günstigste Verhältnisse der Dämpfungsmassen und Kräfte zur Gebäudemasse und Elastizität werden aus den Versuchen abgeleitet. *Schmerwitz.*

Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Studies on the seismic vibration of a gozyûnotô. III. Bull. Earthq. Res. Inst. 16. 30—38, 1938, Nr. 1. Frühere mathematische Untersuchungen der natürlichen Dämpfungseigenschaft einer (Gozyûnoto)-Pagode werden praktischen Messungen zufolge dahin abgeändert, daß die in Form Coulombscher Reibung wirkende Dämpfungskraft nur auf die im vierten und fünften Stockwerk befindlichen Zwischendachteile beschränkt wird. Die theoretischen Resonanzkurven werden hierdurch teilweise stark abgeflacht. *Schmerwitz.*

Kumizi Iida. The velocity of elastic waves in sand. Bull. Earthq. Res. Inst. 16, 131—144, 1938, Nr. 1. Durch Erzeugung von longitudinalen und transversalen Eigenschwingungen eines mit verschiedenen Sandproben gefüllten Cellophanzylinders wird der Einfluß der Feuchtigkeit, der Porosität oder Packungsdichte und der Körnung gemessen. Zunehmende Feuchtigkeit und zunehmende Porosität vermindern die Fortpflanzungsgeschwindigkeit. Feinerer Sand zeigte größere Geschwindigkeiten. *Schmerwitz.*

Walther Liese. Die heutigen Anschauungen über die Frage der Luftelektrizität im Raum. Gesundheits-Ing. 61, 495—499, 1938, Nr. 36. (Berlin.) Künstliche Beeinflussungen der Luftionisation, Leitfähigkeit und des Kerngehaltes in abgeschlossenen Räumen in ihrer Auswirkung auf den Menschen sind Gegenstand zahlreicher Untersuchungen gewesen, doch lassen die Ergebnisse noch keine einheitliche Stellungnahme zu. Vor allem ist bei all diesen Untersuchungen der Einwand möglich, daß die beobachteten Effekte auch durch gleichzeitige Veränderungen anderer Faktoren erklärt werden können. Zur Beurteilung der luftelektrischen Elemente als hygienisch zu wertende Raumklimafaktoren liegt eine Fragestellung, jedoch noch kein entscheidendes Ergebnis vor. *H. Israël.*

D. C. Rose. The variation of the electrical conductivity of the atmosphere with height. Canad. Journ. Res. (A) 16, 107—130, 1938, Nr. 6. (Nat. Res. Lab. Ottawa.) Verf. mißt bei sieben Flugzeugaufstiegen im Herbst und Winter 1936/37 mittels eines durch den Fahrtwind aspirierten Gerdien-Apparates die elektrischen Leitfähigkeiten der Atmosphäre bis zu 4800 m Höhe. Die verschiedenen Flüge werden bezüglich ihrer Ergebnisse und deren Zusammenhang mit den meteorologischen Bedingungen im einzelnen diskutiert. Im Mittel ergibt sich (wie zu erwarten) rasche Zunahme der Leitfähigkeit mit der Höhe. Zwischen 300 und 3000 m Höhe sind positive und negative Leitfähigkeit einander gleich, in größerer Höhe überwiegt die negative Leitfähigkeit. Für den Deutungsversuch dieses Verhaltens scheint das Material zu klein (Anm. d. Ref.). Versuche der Potentialgefällemessung vom Flugzeug aus mit radioaktivem Kollektor führten — vermutlich wegen der Selbstaufladung von Flugzeugen (A. Wigand) — zu keinem befriedigenden Ergebnis. *H. Israël.*

B. Rolf † and J. Olsen. Contributions to the study of overhead current systems in the arctic during magnetic storms, based

on observations during the first and second International Polar Year. S.-A. Geograf. Ann. 1937, S. 278—293, Nr. 3/4. J. Olsen veröffentlicht aus einem Nachlaß des schwedischen Wissenschaftlers Dr. Bruno Rolf eine Arbeit über erdmagnetische Aufzeichnungen aus dem ersten Polarjahr 1882/83. Übereinstimmend mit dem von Rolf ausgearbeiteten Plan werden Registrierungen aus dem zweiten Polarjahr 1932/33 herangezogen. Für jede der elf Stationen aus dem ersten und acht Stationen aus dem zweiten Polarjahr wurden die mittleren Stundenwerte der Horizontalvektoren des Störungsfeldes berechnet. Die hierfür verwendeten Registrierungen in den Sommer- und Wintermonaten wurden in drei Kategorien geteilt: Alle Tage, 16 gestörte Tage und rund 16 Tage, an denen der Verlauf am ruhigsten erschien. Die mittlere Größe der Störungsvektoren für jede Stunde der Sommer- bzw. Wintermonate wird auf einer Stationskarte durch entsprechende Pfeile dargestellt. Die Richtung der Pfeile gibt diejenige entsprechende Oberflächenströme an, die parallel zur Erdoberfläche fließen und welche die horizontalen magnetischen Vektoren des Störungsfeldes hervorrufen. *A. Burger.*

K. F. Niessen. Erdabsorption bei horizontalen Dipolantennen. Ann. d. Phys. (5) **32**, 444—458. 1938, Nr. 5. (Natuurk. Lab. Philips' Glühlampenfabr. Eindhoven.) Verf. berechnet jenen Teil der Strahlung, der nach unten geht und also von der Erde (mit endlicher DK und Leitfähigkeit) absorbiert wird. Er verwendet dazu die Methode von Hörschelmann (Jahrb. d. drahtlosen Telegr. **5**, 14, 1912), berechnet den Poynting-Vektor der gesamten (einschließlich der reflektierten) Strahlung, der durch die Ebene des Dipols nach oben geht, wobei auch das Leitvermögen der Erde in Betracht gezogen wird. Die numerische Auswertung der Ergebnisse soll in einer späteren Arbeit erfolgen. *Riewe.*

Balth. van der Pol and **H. Bremmer.** The propagation of radio waves over a finitely conducting spherical earth. Phil. Mag. (7) **25**, 817—834, 1938, Nr. 171. (N. V. Philips' Glühlampenfabr. Eindhoven.) Im Anschluß an ihre beiden früheren Arbeiten (diese Ber. **18**, 2487, 1937; **19**, 652, 1938), in denen die Wellenausbreitung theoretisch eingehend untersucht wurde, geben die Verf. hier eine Näherung für beliebige Werte der DK ϵ und der Leitfähigkeit σ des Erdbodens. Wiederum wird die Berechnung der vorkommenden Integrale durch eine Tangensnäherung und durch eine (bessere) Näherung mittels Hankelscher Funktionen vorgenommen. Die Berechnung wird durchgeführt bis zur graphischen Darstellung der Feldstärke eines 1 kW-Senders in Abhängigkeit von Entfernung und Wellenlänge für die Ausbreitung über Seewasser ($\epsilon = 80$, $\sigma = 4 \cdot 10^{-11}$ elm. Einh.) und über normalem Boden ($\epsilon = 4$, $\sigma = 10^{-13}$ elm. Einh.). Im Anhang Berichtigungen der früheren Arbeiten. *Riewe.*

R. D. Joshi. Effect of temperature on the electrical constants of soil at radio frequencies. Indian Journ. of Phys. **12**, 1—8, 1938, Nr. 1. (Coll. Sc., Phys. Lab. Hindu Univ., Benares.) Im Temperaturbereich 0 bis 105° C wurde bei 1209, 882, 811 und 688 Kilohertz die Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit von Bodenproben bestimmt. Dabei diente die trockene Probe als Dielektrikum im Meßkondensator. Substitutionsmethode. Die Dielektrizitätskonstante blieb konstant etwa gleich 4; die Leitfähigkeit wuchs von $3,4 \cdot 10^5$ elst. Einh. bei 0° C auf $8,2 \cdot 10^5$ elst. Einh. bei 105° C (Temperaturkoeffizient + 2% bei 20° C). *Riewe.*

S. S. Banerjee and **R. D. Joshi.** Dielectric constant and conductivity of soil at high radio frequencies. Phil. Mag. (7) **25**, 1025—1033, 1938, Nr. 172. (Phys. Lab. Coll. Sc., Benares Hindu Univ.) Die Messungen bei 57 und 71 Megahertz durch Beobachtung stehender Wellen in einem vom Erdreich umgebenen Lecher-System ergeben, daß Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante

mit dem Feuchtigkeitsgehalt, aber schwächer als proportional, ansteigen. Bei 8% Feuchtigkeitsgehalt beträgt die Leitfähigkeit etwa 3 (bzw. 5 bei 71 Megahertz) $\cdot 10^6$ elst. Einh., die Dielektrizitätskonstante etwa 8; bei dieser Größe tritt ein Aufspalten für die beiden benutzten Frequenzen erst bei hohen Feuchtigkeitswerten auf. *Riewe.*

W. Ochmann und H. Plendl. Experimentelle Untersuchungen über die Ausbreitung der Ultrakurzwellen. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 52, 37—44, 1938, Nr. 2; auch Teil-Diss. von W. Ochmann, T. H. München. Verff. berichten über experimentelle Untersuchungen zur Frage der Ultrakurzwellenausbreitung über die Erdoberfläche. Zwei UKW-Sender (4,1 m Wellenlänge, 35 Watt und 7,17 m Wellenlänge, 2,5 kW, angeordnet an einem erhöhten Punkt der Erdoberfläche) werden durch Empfangsmessungen im Flugzeug bezüglich ihres Vertikal- und Horizontaldiagramms ausgemessen. Es ergeben sich erhebliche Empfangsfeldstärken noch weit unter dem Horizont der optischen Sicht. Die gefundenen Ergebnisse lassen sich deuten durch die Annahme, daß die Strahlen eine Krümmung zur Erdoberfläche hin erfahren, für die die Horizontalschichtung der Atmosphäre (abnehmender Luftdruck nach oben, ferner zusätzliche Faktoren: Feuchtigkeit u. a.) verantwortlich ist. Eine Folge dieser Strahlkrümmung sind die sog. Sekundärreflexionen, unter denen Reflexionen der Strahlen in der Schattenzone jenseits des Horizonts der optischen Sicht verstanden werden. Sie erzeugen zusätzliche Maxima und Minima im Feldstärke-Diagramm. Die Empfangsergebnisse zeigen ferner einen starken Einfluß der Tages- und Jahreszeit. *Herm. Schaefer.*

Leiv Harang. The auroral observatory at Tromsø. ($\varphi = 69^{\circ} 39'$, 8 N, $\lambda = 18^{\circ} 56'$, 9 E. Gr.) Results of radio echo observations for the year 1937. Publ. Norske Inst. Kosm. Fys. 1938, Nr. 14, 8 S. *Dede.*

John Howard Dellinger. Sudden disturbances of the ionosphere. Bur. of Stand. Journ. of Res. 19, 111—141, 1937, Nr. 2. Ausführlicher Bericht über den Zusammenhang zwischen Sonneneruptionen und terrestrischen Begleiterscheinungen. Aus einer vollständigen Zusammenstellung aller von November 1934 bis Dezember 1936 beobachteten Kurzwellen-„fad-outs“ (120 Fälle) nebst Angaben über gleichzeitig auftretende Sonneneruptionen, erdmagnetische Störungen und Erdstromeffekte geht der Charakter dieser „fad-outs“ hervor: Die Störung des Kurzwellenempfanges in einem größeren Frequenzbereich tritt nur auf der Tagseite der Erde auf; stärkere „fad-outs“ sind von charakteristischen kleinen erdmagnetischen Störungen (ebenfalls auf der sonnenbelichteten Seite der Erde) und häufig auch Erdstromimpulsen begleitet. Die Hälfte der beobachteten Kurzwellenschwunde fiel mit gleichzeitigen Sonneneruptionen zusammen. Die terrestrischen Effekte kommen durch plötzliche starke Ionisationszunahme in der Ionosphäre unter dem Einfluß der bei Eruptionen stark vermehrten UV-Strahlung zustande. Ein Zusammenhang mit der Sonnenfleckenperiode ist wahrscheinlich. *H. Israël.*

R. Naismith and W. J. G. Beynon. Bright solar eruptions and the ionosphere. Nature 142, 250—251, 1938, Nr. 3588. (Radio Dep. Nat. Phys. Lab. Teddington, Middl.) Verff. beobachten während einer Sonneneruption (Stärke 1) am 1. Oktober 1937, 9.27 Uhr mittl. Greenwicher Zeit, neben unveränderten Reflexionen an der E-Schicht Reflexionen in 125 km Höhe, die darauf hindeuten, daß in diesem Falle keine merkliche Absorption in und unter der E-Schicht statthatte, mit anderen Worten, in diesem Falle also die Empfangsverhältnisse eher besser als schlechter gewesen sein müssen. Sie schließen daraus, daß es bei der durch Sonneneruption bedingten Erhöhung der Ionisation in

der Ionosphäre von der Höhe, in der diese Ionisation stattfindet, abhängt, ob die Ausbreitung der drahtlosen Wellen ungünstig oder günstig beeinflusst wird.

H. Israëli.

R. C. Majumdar. The theory of molecular dissociation and the fundamental mechanism in upper atmosphere. Indian Journ. of Phys. 12, 75—86, 1938, Nr. 1. (Bose Res. Inst., Calcutta.) Auf Grund thermodynamischer Überlegungen leitet Verf. einen Ausdruck für den Grad der Molekulardissoziation eines unter ultravioletter Sonnenbestrahlung stehenden Gases ab und berechnet unter der Annahme einer Temperatur von 300° K den in verschiedenen Ionosphärenhöhen zu erwartenden Dissoziationsgrad für O₂ und N₂. Unter 146 km Höhe ist danach keine Dissoziation vorhanden, über 167 km Höhe ist der Sauerstoff vollkommen dissoziiert. Stickstoff wird nicht dissoziiert, sondern nur angeregt. Das rechnerische Ergebnis eines sehr raschen Überganges von vollkommen undissoziiertem zu vollkommen dissoziiertem Sauerstoff ist durch die vereinfachende Annahme eines konstanten Absorptionskoeffizienten für alle Wellenlängen $\leq 1450 \text{ \AA}$ bedingt. Berücksichtigung der Wellenlängenabhängigkeit dieses Absorptionskoeffizienten läßt für die Übergangsschicht etwa 30 km Mächtigkeit erwarten. Zum Schluß werden die Fundamentalprozesse der Ionosphäre („recombination“, „attachement“, „detachment“) und ihre Konsequenzen für die E- und F-Schicht kurz gestreift. Ausführliche Behandlung ist in Aussicht gestellt. *H. Israëli.*

M. C. Holmes. Polar molecules in the earth's electric field as absorbers of wireless waves. Journ. Franklin Inst. 225, 309—314, 1938, Nr. 3. (Dep. Phys. West Virginia Univ.) Polare Wassermoleküle versuchen sich im elektrischen Erdfeld E so einzustellen, daß ihre positive Ladung nach unten zeigt. Die Schwingungen um diese stabile Lage besitzen die Frequenz $\nu = 1/2 \pi \sqrt{L/\Theta} : I$, worin I das Trägheitsmoment des Moleküls ist, Θ der Winkel gegen die Gleichgewichtslage und L die Rückstellkraft; die Frequenz ist weiterhin gleich $\nu = 1,3 \cdot 10^{10} \cdot E^{1/2}$; sie entspricht etwa $9 \cdot 10^8$ Hertz an der Erdoberfläche, liegt demgemäß mit $\lambda = 33 \text{ cm}$ im Kurzwellenbereich. Diese Frequenz wird also von den schwingenden Wassermolekülen absorbiert werden. Das Feld E nimmt mit der Höhe ab, so daß die Absorptionsschicht für immer längere Wellen in höheren Schichten liegt. Die Absorption wird aber durch die Zusammenstöße der Moleküle vermindert, besonders in geringer Höhe, wo die Kollisionsfrequenz etwa gleich $5 \cdot 10^9$ ist. Die Absorption wird in großen Höhen trotz geringerer Molekülzahl stärker sein. Die Wärmebewegung vermindert auch das mittlere Moment der Moleküle von $2 \cdot 10^{-18}$ auf etwa $2 \cdot 10^{-25}$, was $2,5 \cdot 10^{10}$ Molekülen pro cm³ entspricht; demgegenüber sind 10^5 Elektronen oder 10^9 Ionen zur vollständigen Reflexion elektrischer Wellen nötig. Unter gewissen, ziemlich plausiblen Annahmen berechnet der Verf. den klassischen Absorptionsindex $k = 2,8 \cdot 10^{-4}$, was über eine Strecke von 36 m einer Absorption von 37 % entspricht. Das mögliche Vorhandensein einer Dispersionsebene mit einem Maximum des Brechungsindex würde die Wellen zwingen, dieser Ebene zu folgen oder dort umzukehren, je nach Wellenlänge in verschiedener Höhe. *Riewe.*

W. Brunner. Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 2. Vierteljahr 1938. ZS. f. Geophys. 14, 232, 1938, Nr. 5/6. (Sternw. Zürich.)

Dede.

F. Göschl. Eine dreizehnmonatige Periode des Erdmagnetismus. Astron. Nachr. 265, 375—378, 1938, Nr. 6350. (Parsch-Salzburg.) *Riewe.*

G. Millington. Attenuation and group retardation in the ionosphere. Proc. Phys. Soc. 50, 561—580, 1938, Nr. 4 (Nr. 280). (Marconis Wireless

Telegr. Co.) Nach der Formel von Appleton und Hartree für die Schwächung und Gruppengeschwindigkeit in einer gegebenen Höhe werden diese Größen für die ordentliche und außerordentliche Welle berechnet für den Fall der Reflexion oder der Schwächung beim Durchgang. Die wesentliche Schwächung und Verzögerung liegt dabei sehr dicht bei der Ebene der Reflexionskonzentration, auch für Wellen nahe der kritischen Durchgangsfrequenz, so daß auch hier die Ergebnisse der Höhenmessung nur wenig verfälscht werden. Die Integrale werden für die folgenden Fälle behandelt: A. Parabolische Zunahme der Elektronendichte, Reflexion. B. Parabolisch, Durchdringung. C. Sinus-Quadrat, Reflexion. D. Sinus-Quadrat, Durchdringung. Ein Beispiel wird ausführlich und genau (auf 10^{-3}) berechnet. Die wichtigsten Ergebnisse seien aufgeführt: Die ordentliche Welle besitzt in einer gegebenen Höhe eine größere Geschwindigkeit als die außerordentliche, während diese weit mehr geschwächt wird. — Inhalt: Einleitung. Allgemeines der Analysis. Wahl des Gradienten der Elektronendichte. Transformation der Integrale. Diskussion der Integrale. Ein praktisches Beispiel. Allgemeine Ergebnisse. *Riewe.*

Ernst Fendler. Die Änderungen in den Übertragungsbedingungen einer Grenzwellen (10 m) in den Jahren 1935 bis 1937. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **52**, 18—23, 1938, Nr. 1. Graphische Darstellung der Verkehrshäufigkeit Deutschland—Nordamerika, Innereuropa, Deutschland—Südhälfte. In den Sommermonaten Verkehr nur über 600 bis 1500 km. Die Ionisation der D-, E- und F-Schichten scheint größer zu werden. *Riewe.*

O. Burkard. Grenzwellen und Ionosphäre II. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **52**, 23—26, 1938, Nr. 1. (Graz.) (I. s. diese Ber. **18**, 2273, 1937.) Drei Fälle des sogenannten Dellinger-Effekts werden behandelt, die alle drei von Sonneneruptionen begleitet sind, und zwar 8. Februar 1936 gegen 15 Uhr, 14. Februar 1936 gegen 17 Uhr und 8. April 1936 gegen 18 Uhr. Die Beobachtung der Grenzwellen (10 m) zeigt immer eine kürzere Schwunddauer als die längerer Wellen. Unter gewissen Annahmen läßt sich der Verlauf in Abhängigkeit von der Frequenz berechnen: Schwunddauer nach Aufhören der Ionenerzeugung auf $\lambda = 100$ m etwa 30 min länger als auf 10 m, wenn gerade hier die Auslöschungskonzentration erreicht war. Jedesmal ist kurz vor dem Schwund eine besonders große Zahl von Verbindungen möglich, was aber auch nach dem Schwund der Fall sein kann. *Riewe.*

T. R. Gilliland, S. K. Kirby and N. Smith. Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., May, 1938. Proc. Inst. Radio Eng. **26**, 909—913, 1938, Nr. 7. (Nat. Bur. of Stand. Washington.) *Dede.*

T. R. Gilliland, S. K. Kirby and N. Smith. Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., June 1938. Proc. Inst. Radio Eng. **26**, 1033—1036, 1938, Nr. 8. (Nat. Bur. of Stand. Washington.) *Dede.*

John Alvin Pierce. Abnormal ionization in the E region of the ionosphere. Phys. Rev. (2) **53**, 942, 1938, Nr. 11; auch Proc. Inst. Radio Eng. **26**, 892—908, 1938, Nr. 7. (Cruft. Lab. Harvard Univ., Cambridge, Mass.) In 30 km vom Strahler wurden 10 Megahertz-Signale beobachtet. Dabei traten, wenn keine kontinuierlichen Reflexionen zustande kamen, doch plötzliche „Ausbrüche“ (bursts) auf, und, war kontinuierliche Absorption zu beobachten, plötzliche starke Absorptionen. Beides kann durch Ionenwolken verursacht sein, die durch Meteorfall entstehen. Zahl und Größe der ständig fallenden Meteore können einen kontinuierlichen Ionisationsuntergrund in der E-Region von der nächtlich gefundenen Größe unterhalten. *Riewe.*

K. Maeda and T. Tukada. Propagation of 30-megacycle radio waves. *S. A. Electrotechn. Journ.* **2**, 65—69, 1938, Nr. 3. Diskussion folgender Übertragungswege: 2. Harmonische von 29,5 Megahertz über 75 km, 2. Harmonische von 29,9 Megahertz über 3100 km und der Beobachtungen der F_2 -Schicht über Hiraïso von Juli 1936 bis Februar 1937. Beim kurzen Übertragungsweg ist vorwiegend Streuung, beim langen Reflexion an der Ionenschicht zu beobachten; für gute Nahübertragung müssen Schichthöhe und Elektronenkonzentration umgekehrt zueinander stehen (h groß und N klein oder entgegengesetzt). *Rieve.*

D. N. Nasilov and A. S. Pogosjan. The rôle of meteorological processes in radio-measurements. *Journ. techn. Phys. (russ.)* **661**, 1938, Nr. 7. (Orig. russ.) Der von Colwell, Friend, Hall und Hill (diese Ber. **17**, 2273, 1936) publizierte Fall der Entdeckung einer leitenden, ionisierten Schicht in der Höhe von 1 bis 5 km wurde von den Verf. an Hand der Wetterkarten des Zentralinstitutes für Wetterforschung der UdSSR. überprüft mit dem Ergebnis, daß an diesem Tage scharf ausgeprägte Kälte- und nach rückwärts okkludierende Fronten den Ort der Messungen durchschritten hatten, deren Begleitgewitter wesentliche Schwankungen des magnetischen Feldes verursacht haben mußten. Das Durchkommen der Fronten mit den Höhenschwankungen der Kondensationsschichten mußte aber nicht nur magnetische Feldschwankungen, sondern auch Schwankungen der Höhe der leitenden, ionisierten Schichten zur Folge haben, die ihrerseits wieder Ablenkungen der Bahnen der Radiowellen nach sich ziehen. Verf. fühlen sich genötigt, die Aufmerksamkeit der Forscher bezüglich Erklärung von Schwankungen des elektromagnetischen Feldes und der Ionisation auf die fast stets übersehene Rolle der dynamisch-meteorologischen Prozesse zu lenken. *Kraus.*

B. Trumpy and K. F. Wasserfall. Results from the magnetic station at Dombås 1934—1936. ($\varphi = 62^\circ 04'$, $7N$, $\lambda = 9^\circ 05'$, $8E$. Gr.) *Publ. Norske Inst. Kosm. Fys.* **1938**, Nr. 13, 23 S.

Leiv Harang and E. Tønsberg. The auroral observatory at Tromsø. ($\varphi = 69^\circ 39'$, $8N$, $\lambda = 18^\circ 56'$, $9E$. Gr.) Results of magnetic observations for the year 1937. *Publ. Norske Inst. Kosm. Fys.*, **1938**, Nr. 15, 31 S.

Takeshi Minakami. Magnetic surveys of volcano Asama. *Bull. Earthq. Res. Inst.* **16**, 100—116, 1938, Nr. 1.

Takeshi Minakami. Magnetic surveys of volcano Kusatu-Sirane. *Bull. Earthq. Res. Inst.* **16**, 117—124, 1938, Nr. 1. *Dede.*

J. A. Fleming. Terrestrial magnetism and oceanic structure. *Proc. Amer. Phil. Soc.* **79**, 109—125, 1938, Nr. 1. (Dep. Terr. Magn. Carnegie Inst. Wash.) Zusammenstellung einer Reihe bereits bekannter Erscheinungen und Auswertungen von Messungen der verschiedenen magnetischen Elemente, der Säkularvariation, lokaler Anomalien u. dgl., wobei insbesondere die Möglichkeiten und Schwierigkeiten der Untersuchungen auf den Meeresflächen berücksichtigt werden. Unter den zahlreichen Darstellungen ist die der säkularen Abnahme der Intensität des erdmagnetischen Feldes hervorzuheben, welche über dem Pazifischen Ozean erheblich geringere Beträge zeigt als über dem Atlantischen Ozean und besonders im Vergleich zu den Kontinenten. Eine Apparatur, mit der sehr geringe Magnetisierungen von Probekörpern gemessen werden können, wird beschrieben. Messungen hiermit sollen außer an prähistorischen Gegenständen und Lavaproben auch an Kernen von Tiefseebohrungen Anwendung finden. Von derartigen Untersuchungen werden einwandfreiere Bestimmungen der Anomalien erwartet als durch Messung an der Oberfläche erreicht werden kann. Eine eingehende magne-

tische Untersuchung der Ozeanböden wird befürwortet, um die in Strömungssystemen des Erdinneren vermutete gemeinsame Ursache für die Anomalien der Schwerkraft, des Erdmagnetismus und der tiefen Erdbeben nachzuweisen.

Schmerwitz.

Mankiti Hasegawa and Yūiti Tamura. On the regular progressive changes of the magnetic field of diurnal variations of terrestrial magnetism. II. Proc. Imp. Acad. Tokyo 14, 4—8, 1938, Nr. 1. (Geophys. Inst. Univ. Kyoto.) (I, s. diese Ber. 19, 1655, 1938.) Von der mittleren täglichen Variation des Erdmagnetismus wird hier der Anteil, der von einem regelmäßigen Wechsel des rotierenden Feldes im Laufe der Zeit herrührt, die UD-Variation, näher analysiert. Die Anteile werden wiederum in zonale und rotierende Komponenten zerlegt und die Koeffizienten der harmonischen Analyse in Tabellen mitgeteilt und kurz erörtert.

Schmerwitz.

J. Bartels. Potsdamer erdmagnetische Kennziffern. 1. Mitt. ZS. f. Geophys. 14, 68—78, 1938, Nr. 3/4. (Geophys. Inst. Potsdam.) Die Zunahme des Interesses an den erdmagnetischen Variationen seitens des drahtlosen Verkehrs, der Ionosphärenforschung, Höhenstrahlung und Bodenforschung erfordert eine schnelle und übersichtliche Berichterstattung über den jeweiligen Zustand des erdmagnetischen Feldes. Als Maßzahl werden u. a. in der Hauptsache verwendet: die „internationale erdmagnetische Charakterzahl C “ und das „ U -Maß der erdmagnetischen Aktivität“. Jedes der rund 50 erdmagnetischen Observatorien gibt für den 24stündigen Verlauf des Tages, gerechnet von 0 bis 24 Uhr MGZ., eine — subjektiv bestimmte — Zimmer 0, 1 oder 2. Der Mittelwert aller dieser Ziffern wird, auf Zehntel abgerundet, von De Bilt als erdmagnetische Charakterzahl C veröffentlicht. Das U -Maß gibt die absolute Veränderung der Horizontalintensität im magnetischen Äquator aus deren Tagesmittel. Beiderlei Maß bezeichnet also einen Mittelwert über den 24stündigen Verlauf. Der erdmagnetische Störungszustand ist aber während dieses Intervalls oft bedeutenden Änderungen unterworfen. Eschenhagen hatte bereits halbtägige fünfstufige Schätzungen eingeführt. Auch die „amerikanische magnetische Charakterzahl C_A “ bedeutet fünfstufige Schätzung für jeden Halbttag. Verf. führt nun nach Art des Wetterschlüssels eine zweiziffrige „erdmagnetische Kennziffer“ ein, die für dreistündige Intervalle geschätzt wird. Beide Ziffern verlaufen von 0 bis 9, und zwar kennzeichnet die erste den Störungsgrad (Intensität), während die zweite zur Charakterisierung der Kurvenform, ob Pulsationen, Bais oder stürmischer Verlauf, bestimmt ist. Diese dreistündige Kennzeichnung vermittelt in höherem Maße ein anschauliches und vollkommenes Bild als die bislang verwendeten Merkmale zu bieten vermögen. Anschließend folgt eine Zusammenstellung der Kennziffern für Januar bis April 1938.

A. Burger.

J. Bartels. Potsdamer erdmagnetische Kennziffern. 2. Mitt. ZS. f. Geophys. 14, 230—231, 1938, Nr. 5/6. (Geophys. Inst. Potsdam.)

Dede.

A. C. McNish and H. F. Johnston. The American magnetic character-figure C_A for 1937. S.-A. Terr. Magn. 43, 49—52, 1938, Nr. 1. (Carnegie Inst. Washington.) Verff. behandeln die 1937 eingeführte „amerikanische magnetische Charakterzahl C_A “, die als Maßzahl insbesondere einen Vergleich mit den Bedingungen der drahtlosen Übertragung gestatten soll. Sieben amerikanische Observatorien geben halbtägige Charakterisierung des erdmagnetischen Zustandes als Ziffer von 0 bis 2 in fünf Stufen, deren Mittel Washington als C_A in Wochenberichten aufzeigt. Zwischen den individuell bestimmten Observatoriumswerten eines bestimmten Zeitabschnittes und dem entsprechenden Durchschnittswert aller

Observatorien werden für 1937 Korrelationskoeffizienten aufgestellt, um die Zuverlässigkeit von C_1 zu untersuchen. Anschließend wird eine figürliche Darstellung der Monatsmittel der Charakterzahlen und auch die Häufigkeit der Charakterschätzungen der einzelnen Observatorien gegeben. Der Vergleich der amerikanischen magnetischen Charakterzahl C_1 mit der internationalen magnetischen Charakterzahl C zeigt die Überlegenheit von C an ruhigen Tagen, während C_A die gestörten Tage besser zum Ausdruck kommen läßt. Abschließend geben Verff. eine Zusammenstellung von C_A für jeden Halbtage, geordnet nach 27tägigen Intervallen entsprechend den Perioden der Sonnenrotation. *A. Burger.*

M. Rössiger. Der charakteristische Verlauf eines erdmagnetischen Sturms, nach Potsdamer Registrierungen. *ZS. f. Geophys.* 14, 78—87, 1938, Nr. 3/4. (Geophys. Inst. Potsdam.) Verf. nimmt an Hand erdmagnetischer Störungskurven (Potsdam, Seddin, Niemeck) eine Klassifizierung der Stürme vor unter Zugrundelegung des Verhaltens der Vertikalintensität. Zwei Typen: der Nachmittags- und der Nachtsturm, gelangen zur Beschreibung, wobei auf die in den meisten Fällen auftretende Kopplung des Störungsganges mit der Horizontalintensität hingewiesen wird. Den allgemeinen Verlauf eines Sturmes gliedert der Verf. in verschiedene Phasen, die als Vor-, Zwischen- und Hauptphasen bezeichnet werden. Letzte bestimmt mit der Tageszeit des „Haupteinbruchs“ der Horizontalintensität den Typus der Störung. Dem Nachmittagssturm in Z (Vertikalintensität) geht zumeist ein Haupteinbruch in H in den Vormittags- oder Mittagsstunden voraus. Auch einige Sondermerkmale innerhalb eines solchen Sturmes werden aufgezeigt. Anders liegt der Zusammenhang zwischen dem H - und Z -Störungsverlauf bei Einbrüchen, die in H um und nach Mitternacht erfolgen. Hier zeigt Z einen Bay-ähnlichen Gang, der zur Zeit des tiefsten Einbruchs von H auftritt. Für diese Art wird auch die Bezeichnung B -Typ an Stelle „Nachtstörung“ vorgeschlagen. Neben der markanten f -Störung (Zacke am Ende einer Störung) wird die Aufmerksamkeit auf die a -Wellen (Einzelmaxima) und schnelle Pulsationen (p) gelenkt. *A. Burger.*

Jean Coulomb et Georges Dugast. Sur les variations du magnétisme terrestre accompagnant les éruptions chromosphériques. *C. R.* 206, 1582—1585, 1938, Nr. 21. Verff. behandeln den Zusammenhang bzw. den Zusammenfall der Schwunderscheinungen kurzer radioelektrischer Wellen mit chromosphärischen Eruptionen und erdmagnetischen Störungen. Der Vergleich der Schwundstatistik mit erdmagnetischen Registrierungen ergibt Amplituden in der Größenordnung von 10γ in der horizontalen erdmagnetischen Komponenten zur Zeit der radioelektrischen Störungen; aber nicht immer wird Schwund bei den magnetischen Störungen (in Form von Zacken) beobachtet. Deshalb wurden die Beziehungen zwischen Zacken und Eruptionen untersucht. Es wurde Übereinstimmung gefunden, aber mit großen zeitlichen Differenzen bis zu ± 30 min. Die größte Häufigkeit liegt bei kleinen zeitlichen Differenzen vor. Nach J. H. Dellinger besitzen die magnetischen Effekte zur Zeit der Schwunderscheinungen ein Intensitätsmaximum, und zwar auf der Tagesseite der Erde, was durch Untersuchungen der Verff. bestätigt werden konnte. *A. Burger.*

Josef Kaplan. Die Identifizierung der Aurorastrahlung. *ZS. f. Phys.* 109, 744—749, 1938, Nr. 11/12; auch *Phys. Rev.* (2) 54, 148, 1938, Nr. 2. (Univ. Calif., Los Angeles.) Nach einem Hinweis auf die Unterschiede der von Vegard in der Fluoreszenz des festen Stickstoffes festgestellten ε -Banden, die als $A^3\Sigma - X^1\Sigma$ -Übergänge gedeutet werden und den vom Verf. im Nachleuchten aufgefundenen $A^3\Sigma - X^1\Sigma$ -Banden des gasförmigen Stickstoffs, die gegen die ε -Banden um fast 15 \AA verschoben sind und andere Struktur haben, wird gezeigt.

daß in der von Vegard und seinen Mitarbeitern herrührenden Einordnung von Aurora-Linien acht Zuordnungen unrichtig sind, und daß in den übrigen Banden konstante Differenzen von etwa 10 Å gegen die ε -Banden bestehen. Diese Differenzen verschwinden innerhalb der Meßgenauigkeit, wenn man die Aurora-Banden mit den Vegard-Kaplan-Banden des gasförmigen Stickstoffs gleichsetzt. Sie entsprechen also nicht den ε -Banden des festen Stickstoffs. Um Verwechslungen zu vermeiden, wird vorgeschlagen, die ε -Banden des festen Stickstoffs mit $A^3\Sigma - X'\Sigma$ (fest), die von Kaplan aufgefundenen Banden des gasförmigen Stickstoffs mit $A^3\Sigma - X'\Sigma$ zu bezeichnen. Schön.

Josef Kaplan. Die Erzeugung des Auroraspektrums im Laboratorium. ZS. f. Phys. 109, 750—752, 1938, Nr. 11/12. (Univ. Calif., Los Angeles.) Es werden einige Spektrogramme des im nachleuchtenden Stickstoff unter besonderen Bedingungen auftretenden Aurora-Leuchtens wiedergegeben. Bezüglich der Bedingungen, unter denen diese Spektren beobachtet werden, wird auf eine demnächst erscheinende Veröffentlichung verwiesen. Das Nachleuchtspektrum ist ein fast reines Ionenspektrum. Schön.

B. Mukhopadhyay. Die Änderung der Intensität der grünen Nordlichtlinie des Nachthimmels. Sci. and Cult. 3, 298—299, 1937. (Calcutta, Indian Assoc. f. Cultiv. of Sc.) Die Intensität der grünen Sauerstofflinie 5577,35 Å ($^1S_0 - ^1D_2$) nimmt nach Sonnenuntergang allmählich zu, erreicht kurz nach Mitternacht ein Maximum und nimmt dann gegen Morgen wieder ab. Ein ähnlicher Gang wurde bei der Höhe der F -Schichten beobachtet. Die F -Schichten haben kurz nach Sonnenuntergang eine Höhe von 300 km, erreichen dann um Mitternacht ein Minimum (~ 200 km), und gegen Morgen nimmt die Höhe wieder zu. Hieraus wird der Schluß gezogen, daß die grüne Linie 5577,35 Å in einer Höhe von 200 bis 300 km entsteht. Die Zahl der strahlenden O-Atome wird während der Nacht als konstant angenommen. Durch die Annäherung der F -Schichten an die Erde sind die Strahlungszentren der Erde sehr viel näher gebracht und umgekehrt. Wird angenommen, daß die F -Schichten sich etwa 80 km von ihrer Maximalhöhe von 300 km entfernt haben, so führt dies zu einem Intensitätsverhältnis von 2 : 1 für die grüne Linie, was experimentell auch gefunden ist. Die Elektronendichte der F -Schichten erreicht um Mitternacht einen Maximalwert, wo die Intensität der grünen OI-Linie ebenfalls ihr Maximum erreicht hat. *Gössler.

George Déjardin et René Bernard. Sur l'altitude de la couche atmosphérique où sont émises les raies D et sur l'origine des atomes de sodium présents dans cette couche. C. R. 207, 81—83, 1938, Nr. 1. Berichtigung ebenda S. 384, Nr. 6. Verff. weisen darauf hin, daß die Höhenbestimmung der Natriumschicht aus dem Intensitätsverhältnis der Na-Linie im Nachthimmelslicht am Horizont und im Zenit von Cabannes, Dufay und Gauzit (diese Ber. 19, 109, 1938) unsicherer ist, als ihre Höhenbestimmung aus dem Dämmerungsverlauf (diese Ber. 19, 98, 1938). Das Fehlen der D -Linien im Nordlichtspektrum deutet auf Schichthöhe unter 70 km und die von den oben genannten Verff. angenommene kosmische Provenienz (Meteorstaub) des Natriums ist unwahrscheinlich. Terrestrischer Ursprung kann durch Hochtragen von Salzpateilchen oder durch vulkanischen Staub, dessen mittlerer Na_2O -Gehalt etwa 3,8% beträgt, zustandekommen. H. Israél.

René Bernard. Enhancement of the sodium D lines in the twilight sky light. Nature 142, 164, 1938, Nr. 3586. (Inst. Phys. Gén. Univ. Lyon.) Die von Currie und Edwards in Chesterfield (Kanada) während des Polarjahres 1932/33 im Nordlichtspektrum bei Mondschein beobachtete 200 Å breite Bande

um 5940 Å ist nicht mit der vom Verf. gefundenen *D*-Linie des Natriums identisch, sondern durch das kontinuierliche Mondlichtspektrum zusammen mit dem zufällig in diesem Gebiet liegenden Plattenempfindlichkeitsmaximum zu erklären. Der Anspruch auf die von Cabannes, Dufay und Gauzit in Zweifel gezogene Priorität wird aufrechterhalten.
H. Israël.

G. Cario. Monochromatische Photometrie sehr schwacher Lichtquellen. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 19, 38—39, 1938, Nr. 1. Braunschweig.) Verf. entwickelte zur Photometrie des Nachthimmelleuchtens im Lichte der grünen und roten Sauerstoffatomlinien eine photographische Methode. Zur Filterung des Lichtes diente ein Autokollimationsmonochromator und zur Photographie des Nachthimmelleuchtens ein lichtstarkes Mikroskopobjektiv. Vergleichslichtquellen waren radioaktive Leuchtfarben mit verschiedenem Gehalt an Radiumbromid.
H. Krüger.

Julian L. Thompson. Solar diurnal variation of cosmic-ray intensity as a function of latitude. Phys. Rev. (2) 54, 93—96, 1938, Nr. 2. (Ryerson Phys. Lab. Univ. Chicago.) Die von Compton und Turner zur Bestimmung des Breiteneffekts auf Schiffen gewonnenen Registrierungen werden — nach verschiedenen Breitenzonen getrennt — auf tageszeitliche Schwankungen ausgewertet. Zwischen 54,7° N und 40° S wird in allen Breiten die gleiche Tagesperiode mit dem Maximum gegen 14 Uhr und einer Amplitude von 0,24% der mittleren Ionisierungsstärke gefunden.
Ehmerl.

I. A. Getting. Galactic rotation and the variation of cosmic-ray intensity. Phys. Rev. (2) 53, 914, 1938, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Harvard Univ.) 20 m unter Tag durchgeführte Schwankungsmessungen lieferten ein sternzeitliches Maximum um 22 Uhr mit einer Amplitude von 0,4% der dortigen Strahlungsintensität. Für jede Tagesstunde wurden im Laufe der Meßreihe etwa 650 000 Teilchen gezählt. Ein sonnenzeitlicher Gang kann bei der kurzen Beobachtungsdauer noch nicht abgetrennt werden, wird jedoch in dieser Tiefe nicht erwartet. Das Ergebnis wird als Bestätigung des von Compton und Getting vermuteten Einflusses der Milchstraßenrotation auf die Ultrastrahlung gedeutet.
Ehmerl.

Hannes Alfvén. On the sidereal time variation of the cosmic radiation. Phys. Rev. (2) 54, 97—98, 1938, Nr. 2. (Forskningsinst. Fys. Vetenskapsakad. Stockholm.) In der aus schnellen Teilchen bestehenden primären Ultrastrahlung ist nach den Untersuchungen über den Ost-West-Effekt ein Überschuß an positiv geladenen Teilchen anzunehmen. Wenn dieser nicht zu sehr großen Ladungen in interstellaren Räumen führen soll, so muß man weiter annehmen, daß er durch einen Überschuß an langsamen negativ geladenen Teilchen aufgewogen wird. Die letzteren machen nun wohl im Gegensatz zu den schnellen Teilchen die Bewegung des Milchstraßensystems mit. Haben jene in diesem System eine bevorzugte Richtung, so resultiert ein Stromsystem. Rechnungen für das Milchstraßensystem zeigen, daß schon die geringe von Compton und Getting berechnete Anisotropie der Ultrastrahlung zu einem so starken Magnetfeld der Galaxis führen würde, daß gar keine Ultrastrahlungsteilchen mehr in dieselbe von außen eindringen könnten. Verf. bezeichnet deshalb die hohe Isotropie der Ultrastrahlung als eine Folge ihrer Zusammensetzung aus geladenen Teilchen.
Ehmerl.

G. Herzog. Über harte Teilchen in Höhenstrahlungsaufnahmen. Helv. Phys. Acta 11, 364—365, 1938, Nr. 4. (T. H. Zürich.) In einer Wilson-Kammeraufnahme, die oberhalb einer 0,6 cm starken Bleiplatte nur einen „weichen“

Schauer zeigt, erscheinen unterhalb der Bleiplatte drei „harte“, eng gebündelte Schauer, deren Einzelteilchen Energien über $5 \cdot 10^8$ e-V haben. *Regener.*

D. Iwanenko and A. Sokolow. On the mathematical formalism of the theory of showers. Phys. Rev. (2) **53**, 910, 1938, Nr. 11. (Siberian Phys.-Techn. Inst. Tomsk.) Die Theorie der Kaskadenschauer begegnete mathematischen Schwierigkeiten, da für die komplizierten Differentialgleichungen keine geschlossenen Lösungen vorlagen. Carlson und Oppenheimer wandten deshalb physikalisch begründete Vereinfachungen an. Verff. konnten unter Verwendung einer Laplace-Mellin-Transformation geschlossene Lösungen finden. Bei denselben Bedingungen (größere Absorberdicke, hohe Energie, Vernachlässigung der Ionisation) sind diese mit den Ergebnissen von Carlson und Oppenheimer identisch. Eine ausführliche Veröffentlichung wird angekündigt. *Ehmerl.*

S. A. Korff. Bursts in cosmic-Ray ionization in the equatorial zone. Phys. Rev. (2) **53**, 914, 1938, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Bartol Res. Found.) Die in äquatorialen Zonen durchgeführten Messungen über Hoffmannsche Stöße in einer kleinen, mit 11 cm Blei geschirmten Kammer führten zu den folgenden Ergebnissen: 1. Die Stöße wachsen mit zunehmender Höhe etwa wie das Quadrat der mittleren Ionisierungsstärke. 2. Die Zahl der Stöße mit E -Ionenpaaren ist $E^{-2.7}$ proportional. 3. Diese Verteilung gilt in allen Höhen und Breiten. 4. In Meereshöhe machen die Stöße mit mehr als $3 \cdot 10^6$ Ionenpaaren etwa 1 % der Gesamtionisation aus. *Ehmerl.*

Volney C. Wilson. On the nature of the penetrating cosmic rays. Phys. Rev. (2) **53**, 908—909, 1938, Nr. 11. (Univ. Chicago.) In einem Tunnel wurde unter 30 m Wasseräquivalent (einschließlich Atmosphäre) mit Zählrohrkoinzidenzen die Natur der harten Komponente untersucht, indem Bleischichten bis zu 100 cm Dicke einmal zwischen und einmal über die Zählrohre gebracht wurden. Innerhalb der Meßgenauigkeit stimmen die beiden so gefundenen Absorptionskurven überein. Daraus wird geschlossen, daß die Strahlung in dieser Tiefe aus ionisierenden Teilchen, vielleicht schweren Elektronen besteht. *Ehmerl.*

J. H. Bartlett, Jr. Stopping-power for cosmic-ray electrons. Phys. Rev. (2) **53**, 915, 1938, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Illinois.) Nach den von Hartree für das Quecksilber berechneten Wellenfunktionen wurde die Ladungsverteilung und der Atomformfaktor berechnet. Dieser unterscheidet sich ziemlich von dem nach einem Thomas-Fermi-Atom berechneten Formfaktor, wie ihn Bethe und Heitler in ihrer Absorptionstheorie benutzten. *Ehmerl.*

W. M. Nielsen and K. Z. Morgan. The absorption of the penetrating component of the cosmic radiation. Phys. Rev. (2) **53**, 915, 1938, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Duke Univ.; Lenoir-Rhyne Coll.) Sowohl über Tag als auch in einer etwa 23 m unter Tag liegenden Höhle wurde die Absorption der Ultrastrahlung in Bleischichten bis zu 500 g/cm^2 gemessen, welche zwischen die Zählrohre einer vertikalen Koinzidenzanlage gebracht wurden. In beiden Fällen absorbiert das Blei fast den gleichen Prozentsatz der Teilchen (30 bzw. 25 %), so daß schon über Tag die weichen Sekundären im Gleichgewicht sind. In der Höhle ergibt sich ein Absorptionskoeffizient von $0,0002 \text{ cm}^2/\text{g}$, woraus zu schließen ist, daß die harte Komponente aus ionisierenden Teilchen besteht. *Ehmerl.*

J. G. Wilson. The energy loss of penetrating cosmic-ray particles in copper. Proc. Roy. Soc. London (A) **166**, 482—501, 1938, Nr. 927. Die Messungen von Blackett und Wilson über den Energieverlust von Ultrastrahlungsteilchen beim Durchgang durch Blei wurden durch weitere 900 Nebel-

kameraaufnahmen mit einem 2 cm dicken Kupferfilter fortgesetzt. Auch hier verhalten sich die Teilchen wie normale Elektronen, solange ihre Energie unter einer bestimmten für Kupfer und für Blei gleichen Grenze liegt. Bei höheren Energien ist der relative Energieverlust wieder wie in Blei wesentlich kleiner und seine Abhängigkeit von der Teilchenenergie gibt Hinweise auf einen neuen Absorptionsprozeß, der nicht mit Strahlungsverlusten identisch ist, da sonst wesentlich häufiger Sekundärstrahlen hätten beobachtet werden müssen. Der Wirkungsquerschnitt scheint für diese Absorption nicht dem Quadrat, sondern einer niedrigeren Potenz von Z proportional zu sein, so daß diese Effekte in leichten Elementen besonders zur Geltung kämen. — Es ist möglich, daß das Minimum, welches Blackett bei $2,5 \cdot 10^8$ e-V im Energiespektrum der Ultrastrahlungsteilchen in Meereshöhe fand, durch die Eigenart dieser Absorptionsvorgänge bedingt ist.

Ehmert.

Arthur Bramley. Range of cosmic-ray particles. Phys. Rev. (2) 53, 915, 1938, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Washington D. C.) Fermi-Prozesse zwischen leichten Teilchen und Kernen können bei Ultrastrahlungsteilchen unter Umständen zu Energieverlusten führen, welche die Strahlungsverluste überwiegen. Für gewöhnliche Elektronen sollte dieser Energieverlust bei etwa 10^8 e-V bemerkbar werden. Bei schweren Teilchen ist die Beobachtung dieser Prozesse wegen des geringeren Strahlungsverlustes wahrscheinlicher als bei leichten Elektronen, auch bei gleicher Fermi-Konstante.

Ehmert.

E. J. Schremp. A method of identifying the primary cosmic rays. Phys. Rev. (2) 53, 915, 1938, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Washington Univ.) Mittels einer verfeinerten Theorie der Elektronenbahnen im Erdfeld, deren ausführliche Veröffentlichung angekündigt wird, werden gewisse Unregelmäßigkeiten in den experimentell ermittelten Richtungsverteilungen der Ultrastrahlungsintensität auf Diskontinuitäten im Energiespektrum der primären Ultrastrahlung zurückgeführt. Dabei findet Verf., daß primär nur Negatonen und Positonen vorhanden sind.

Ehmert.

Seth H. Neddermeyer and Carl D. Anderson. Cosmic-ray particles of intermediate mass. Phys. Rev. (2) 54, 88—89, 1938, Nr. 1. (Inst. Technol. Pasadena, Cal.) Mit einer im Magnetfeld arbeitenden Nebelkammer, welche durch die Koinzidenzen von einem über und einem in der Kammer angebrachten Zählrohr gesteuert wird, konnten Verff. die Bahn eines Ultrastrahlungsteilchens aufnehmen, das im Gas stecken bleibt. Das positiv geladene Teilchen tritt mit $1,7$ Gauß · cm in die Kammer, durchsetzt dann die Kupferwände des Zählrohrs und beendet seine Bahn nach weiteren $2,9$ cm Weglänge im Gas (entsprechend $1,5$ cm Normalluft). Die vorläufige Ausmessung zeigt, daß das Teilchen 240fache Elektronenmasse und zunächst 10 MeV und nach dem Verlassen des Zählrohrs noch $0,21$ MeV besaß. Die Aufnahme ist wiedergegeben.

Ehmert.

Samuel B. Batdorf and Erich W. Beth. Radiative losses by particles of anomalous magnetic moment. Phys. Rev. (2) 54, 237, 1938, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Calif.) Die Tatsache, daß die Absorption des durchdringenden Bestandteils der kosmischen Strahlung zwischen den zu erwartenden Werten für Elektron und Proton liegt, wird bekanntlich durch die Annahme einer Zwischenmasse gedeutet. Es ist schwierig, auf die Größe dieser Masse zu schließen, wegen der Möglichkeit der Aufstellung einer Diracschen Gleichung mit willkürlichem magnetischen Moment; durch eine geeignete Wahl dieses magnetischen Moments allein könnte man möglicherweise solch ein Partikel durchdringend machen. Die Verff. berechneten deshalb die Strahlungsverluste nach der

Methode von Weizsäcker, wobei die Bremsstrahlung zuerst in einem Bezugssystem behandelt wurde, in dem das kosmische Teilchen ruht, und dann durch eine Lorentz-Transformation für das System, in dem der Kern ruht. Die Verff. fanden, daß man das magnetische Moment so wählen kann, daß die Strahlungsverluste beliebig groß werden, während man sie durch geeignete Auswahl des magnetischen Moments nur wenig verkleinern kann. Die Verff. schließen, daß ein Partikel dieser Art eine Masse haben muß, die erheblich über der des Elektrons liegt, um die große Durchdringung zu erklären. *Weiss.*

J. G. Wilson. Production of secondary electrons by cosmic ray particles. *Nature* 142, 73, 1938, Nr. 3584. (Phys. Lab. Univ. Manchester.) An Hand von 900 Nebelkammeraufnahmen wurde festgestellt, daß 4,4 % der durchdringenden Teilchen mit Energien $> 3 \cdot 10^9$ e-V beim Austritt aus einer 2 cm dicken Goldplatte von Sekundären mit einer Energie $> 10^7$ e-V begleitet waren, während nur 0,4 % der durchdringenden Teilchen mit Energien $< 3 \cdot 10^9$ e-V solche Sekundäre auslösten. Nach den Rechnungen von Bhabha können diese Sekundären quantitativ durch elastische Stöße der durchdringenden Teilchen mit Elektronen gedeutet werden, sofern man den durchdringenden Teilchen eine mindestens 100fache Elektronenmasse zuschreibt. Es wird eine Nebelkammeraufnahme gezeigt, bei der ein durchdringendes Teilchen die Goldplatte zusammen mit mehreren Elektronen verläßt, deren energiereichstes $3 \cdot 10^7$ e-V besitzt. *Ehmerl.*

Václav Šebesta. Sur les neutrones et leurs effets biologiques. *Bull. Soc. Tchecosl. Physiatr.* Prag 18, 128—132, 1938, Nr. 3/4. (Příbram.) (Tschechisch mit franz. Zusammenfassung.) Kurze Zusammenstellung neuerer Arbeiten über die Natur der Neutronen und ihre biologischen Einflüsse. *H. Israël.*

E. G. Steinke und A. Sittkus. Ultrastrahlung und magnetische Stürme im Januar, April und Mai 1938. *Naturwissensch.* 26, 461—462, 1938, Nr. 28. (Phys. Inst. Univ. Freiburg i. Br.) Im Zusammenhang mit den magnetischen Störungen im Januar und April 1938 wurden mit einer Ionisationskammer (500 Liter Inhalt, 4,4 Atü Stickstofffüllung) hinter allseitig 10 cm Fe parallel laufende Änderungen der Ultrastrahlungsintensität in der Größe einiger Prozent mit Abklingzeiten von etwa zwei Tagen beobachtet. *Sittkus.*

Herbert Tielsch. Beeinflussung der Ultrastrahlung durch das Wetter nach Messungen während der Jahre 1932/34 zu Königsberg (P.). *Wiss. Abh. D. Reichsamt f. Wetterdienst* 4, Nr. 2, 21 S., 1938. Mit einer Steinke-Standard-Apparatur wurden in Königsberg i. Pr. von 1932 bis 1934 Dauermessungen der Ultrastrahlungsionisation vorgenommen. Außer dem Einfluß des Luftdruckes wird eine Abhängigkeit der Intensität vom Dampfdruck festgestellt die sich auch als reiner Außentemperatureffekt deuten läßt (-2‰ pro Grad C). Weiter ergibt sich ein Strahlungsmaximum bei SW-, ein Minimum bei NW-Wind. Bei zunehmender Bewölkung (bzw. abnehmender Besonnung) ergibt sich eine Intensitätszunahme. Nach Ausschaltung aller merklichen Einflüsse wird eine dauernde Intensitätsabnahme von $1,2\text{‰}$ pro Monat festgestellt. Eine Untersuchung nach Sternzeit ergibt ein schwaches Maximum um 3 Uhr (Kulmination der Milchstraße) ein Minimum um 15 Uhr. Die Intensitätsschwankung nach MEZ. ist im wesentlichen durch den täglichen Gang des Dampfdruckes bedingt. Für sonst auftretende systematische Schwankungen konnten die Ursachen nicht gefunden werden. Eine Intensitätsänderung durch Schwankungen der Horizontalintensität des Erdfeldes sowie ein Einfluß der Rotation der Sonne konnten nicht nachgewiesen werden. *Sittkus.*

I. S. Bowen, R. A. Millikan und H. Victor Neher. New light on the nature and origin of the incoming cosmic rays. *Phys. Rev.* (2) 53, 855—861,

1938, Nr. 11. (Calif. Inst. Technol., Pasadena.) Es werden die Ergebnisse von 11 Ballonaufstiegen mit Neher-Elektrometern in den geomagnetischen Breiten 51° und 60° N mitgeteilt. Zusammen mit den Ergebnissen früherer Aufstiege in den Breiten 3° und 38° geomagnetischem N werden genaue Intensitätskurven für diese vier Breiten angegeben. Die Kurve für 60° zeigt nur eine geringe zusätzliche Ionisation gegenüber der Kurve für 51° ; es existiert also nur ein geringer weicher Anteil der Ultrastrahlung, der oberhalb 51° in das magnetische Erdfeld eindringen kann. Durch Aufzeichnen der für die einzelnen Breitengebiete zusätzlichen Ionisation über den nach Störmer und Lemaître-Vallarta bekannten Energieintervallen, die in den jeweiligen Breitengebieten gerade ins Erdfeld einfallen können, wird eine Energieverteilungskurve der Primärelektronen mit einem ausgeprägten Maximum bei $6 \cdot 10^9$ e-V erhalten. Der Anteil an Photonen ist kleiner als $\frac{1}{6}$ der Gesamtenergie. Daraus wird geschlossen, daß die primäre Elektronenstrahlung beim Eintritt in die Atmosphäre noch nicht mit Sekundären gesättigt ist und daher auf ihrem Weg bis zur Atmosphäre noch keinen wesentlichen Absorptionsakten unterlegen sein kann. Als wahrscheinlichste Möglichkeit für die Entstehung der Ultrastrahlung wird die Zerstrahlung von Materie betrachtet, da die bei Zerstrahlung der häufigsten leichten Elemente freiwerdenden Energiewerte gerade der gefundenen Energieverteilung entsprechen. *Auer.*

I. S. Bowen, R. A. Millikan and H. V. Neher. Energy distribution of incident cosmic-ray electrons. *Phys. Rev.* (2) **53**, 915, 1938, Nr. 11 (Kurzer Sitzungsbericht.) Vergleiche vorstehendes Ref. *Auer.*

Paul S. Epstein. Influence of the solar magnetic field upon cosmic rays. *Phys. Rev.* (2) **53**, 862—866, 1938, Nr. 11. (Calif. Inst. Technol., Pasadena.) Nach dem beobachteten Zeeman-Effekt wird die magnetische Feldstärke an den Polen der Sonne auf 10 bis 50 Gauß geschätzt. Wird diese auf ein Dipolfeld der Sonne zurückgeführt, so ergibt eine Übertragung der Störmer'schen Rechnungen, daß bei einer Feldstärke von 25 Gauß am Pol der Sonne bereits auf der Erdbahn eine Begrenzung des Energiespektrums der Ultrastrahlung zu erwarten ist, welche zwischen 50° und 60° erdmagnetischer Breite in der Stratosphäre den Breiteneffekt wesentlich begrenzt. — Infolge der Drehung und Bewegung der Erde sind dann sonnenzeitliche tägliche, wie auch jahreszeitliche Schwankungen zu erwarten, deren Amplitude abgeschätzt wird. Sie sind etwa so groß wie die gegenwärtige Grenze der Meßgenauigkeit. *Ehmert.*

S. E. Forbush. On variations in cosmic-ray intensity associated with magnetic storms. *Phys. Rev.* (2) **53**, 914—915, 1938, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Dep. Terr. Magn. Carnegie Inst. Washington.) Aus der Zusammenstellung mehrerer Beobachtungen über den Zusammenhang zwischen magnetischen Stürmen und der Ultrastrahlungsintensität wird geschlossen, daß hauptsächlich die Dipolkomponente der magnetischen Störungen wirksam ist und daß es sich bei diesen Störungen um Stromsysteme handelt, deren Abstand von der Erde mehrere Erdradien betragen kann. *Ehmert.*

P. P. Shirshov. Oceanological observations. *C. R. Moskau* (N. S.) **19**, 569—580, 1938, Nr. 8. (North Pole Station.) *Dede.*

H. R. Seiwel. Use of non-conservative properties of sea water to physical oceanographical problems. *Nature* **142**, 164—165, 1938, Nr. 3586. (Oceanogr. Inst. Woods Hole, Mass.) Der Sauerstoffgehalt des Meerwassers ändert sich mit der Tiefe und erreicht ein Minimum. Die Konzentration ist wesentlich bestimmt durch Turbulenz und innere Reibung. Diese nicht-konservative Eigenschaft des Meerwassers als ein physikalisch-ozeanographisches Pro-

blem wird thoretisch betrachtet. Formeln werden aufgestellt und ausgewertet und Zahlenwerte diskutiert.

Hänsch.

Shinkichi Yoshimura. Limnology of two lakes on the oceanic Island, Kita-Daitô-zima. Proc. Imp. Acad. Tokyo 14, 12—15, 1938, Nr. 1.

Dede.

Shôitiro Hayami. Hydrological studies on the Yangtze River, China. 1. Variations in stage of the Yangtze River at Hankow and some climatic changes in Central China inferred from them. I. S. A. Journ. Shanghai Sc. Inst. (1) 1, 97—162, 1938. Die Arbeit stellt einen Beitrag über die noch geringen Kenntnisse der meteorologischen und klimatischen Verhältnisse Chinas dar. Das Einzugsgebiet des Jangtzefflusses liegt zu einem großen Teil in Ostasien. Dort wird der Wasserdampfgehalt durch den Monsun bedingt, er unterliegt Schwankungen infolge außertropischer Zyklonen. Diese Umstände bedingen den Witterungscharakter in China. Der Wasserstand des Jangtzefflusses wird vorwiegend durch meteorologische und geologische Einflüsse reguliert. Entsprechend wird in der vorliegenden Arbeit der Wasserstand analysiert und untersucht. Zugrunde liegen Wasserstandsmessungen in Hankow für die Jahre 1887 bis 1936. Fünf verschiedene Perioden werden festgestellt: der Jahresgang, eine Periode von 28 Monaten, von 6 Jahren, von 11 Jahren und die Brücknersche Periode. Außerdem sind angedeutet die 16jährige Wagnersche Periode und eine säkulare Schwankung. Tabellen und Kurven werden mitgeteilt.

Hänsch.

Vladimir Frolow. Analyse du maximum annuel du Dniepr. C. R. 207, 76—78, 1938, Nr. 1. Bei der Untersuchung und der harmonischen Analyse der jährlichen Maxima des Wasserstandes des Dniepr für die Jahre 1852 bis 1932 ergeben sich eine 11jährige und eine 5,5jährige Periode. Diese Perioden stimmen mit der Sonnenfleckenperiode überein. Die Ergebnisse werden mitgeteilt und diskutiert, die harmonischen Konstituenten werden graphisch dargestellt.

Hänsch.

W. W. Shoulejkin. The drift of ice-fields. C. R. Moskau (N.S.) 19, 589—594, 1938, Nr. 8. (Black Sea Hydrophys. Station, Moskau Lab.)

Dede.

V. I. Vernadsky. On some current problems in the study of the ice of the arctic regions. C. R. Moskau (N.S.) 19, 625—628, 1938, Nr. 8.

Dede.

Koji Hidaka. A study of ocean waves. Mem. Imp. Marine Obs. Japan 6, 337—347, 1938, Nr. 4. (Kobe.) Wellenbewegungen auf dem Ozean sind zusammengesetzt aus Windwellen und Dünung. Es wird die Arbeitsweise beschrieben, die es mit Hilfe eines Froudeschen Apparates und einer Kinokamera gestattet, die Bewegungen der Meeresoberfläche zu beobachten und dadurch Windwellen und Dünung voneinander zu trennen. Die Analyse der Beobachtungsergebnisse wird mit Hilfe von Reihenentwicklungen vorgenommen. Die Konstanten darin werden durch Determinanten bestimmt. Zwei Beobachtungsreihen vom Juni und Juli 1937 werden mitgeteilt. Für die erste Beobachtungsreihe ergibt sich eine Wellenlänge von 2,26 sec für die Windwelle und von 6,00 sec für die Dünung. Im zweiten Falle zeigt sich eine Windwelle (gedämpfte Schwingung) mit einer Periodenlänge von 3,00 sec.

Hänsch.

Yûkiti Nomura. On the waves of water of finite depth due to disturbance on the surface. Sc. Rep. Tôhoku Univ. 26, 687—713, 1938, Nr. 4. (2. High. School, Sendai.) Es werden Formeln für Wellenbewegungen in einem Meer mit bestimmter Tiefe und einer anfänglichen Wasserverdrängung auf der freien Oberfläche ohne eine zusätzliche Geschwindigkeit in einem Falle abgeleitet, und zum anderen mit einem Anfangsimpuls, hervorgerufen an der Ober-

fläche, aber ohne eine anfängliche Wasserverdrängung an der Wasseroberfläche. Zwei besondere Verteilungsfunktionen der anfänglichen Wasserverdrängung werden aufgestellt und näher betrachtet. Die Oberflächenerhebungen werden bestimmt durch Superposition der direkten Verdrängung und der am Boden reflektierten. Die Gleichungen werden in eine konvergente Reihe entwickelt. Eine numerische Auswertung der Formeln erfolgt durch Mitteilung von entsprechenden Tabellen.

Hünsch.

Katuhiko Muto and Naomi Miyabe. Studies in fluctuations in the heights of yearly mean sea-levels. Bull. Earthq. Res. Inst. **16**, 70—86, 1938, Nr. 1. Die Bestimmungen des Koeffizienten des linearen Gliedes der säkularen Schwankung der Meereshöhe zeigt für Europa und Amerika kleinere Werte als in Japan. Es wird ein Versuch gemacht, durch statistische Untersuchungen die Einflüsse, die auf astronomische, meteorologische und Landdeformationen zurückführbar sind, nach Möglichkeit abzugrenzen.

Schmerwitz.

F. A. Paneth and J. L. Edgar. Concentration and measurement of atmospheric ozone. Nature **142**, 112—113, 1938, Nr. 3585. (Coll. Sc. Technol. London.) Nach kurzer Kritik der bisherigen Methoden zur Ozonbestimmung in Bodennähe (die spektroskopische Methode ist für Serienmessungen zu schwierig und zu kostspielig) wird eine neue Methode angegeben: Die Luft wird über Silikagel, das auf der Temperatur flüssiger Luft gehalten ist, geleitet; hierbei wird das Ozon kondensiert und kann, wie Kontrollversuche zeigen, beim Erwärmen vollständig wieder gewonnen werden; fraktionierte Destillation ermöglicht Trennung von anderen weniger flüchtigen oxydierenden Substanzen (z. B. Stickoxyden). Spektroskopische Untersuchungen so gewonnener Ozonproben zeigen, daß es sich tatsächlich nur um Ozon handelt. Zehn (4) O_3 - und NO_2 -Bestimmungen in London (Kew) ergeben Mittelwerte von $1,1 \cdot 10^{-6}$ Vol.-% O_3 und etwa $0,43 \cdot 10^{-6}$ Vol.-% NO_2 ($2,0 \cdot 10^{-6}$ Vol.-% O_3 und etwa $0,25 \cdot 10^{-6}$ Vol.-% NO_2). Eine Untersuchung der Witterungsabhängigkeit dieser Werte ist im Gang.

H. Israël.

R. Scherhag. Untersuchungen ausgewählter europäischer Zykklonen durch Serienaufstiege. Ann. d. Hydrogr. **66**, 198—201, 1938, Nr. 4. Der Verf. bespricht kritisch und ausführlich die schon veröffentlichte Verarbeitung der Serienaufstiege in der Zeit vom 15. bis 17. Februar 1935 (vgl. diese Ber. **19**, 1667, 1938).

Steinhauser.

G. Pogade. Absterbende Warmsektorzyklonen. Ann. d. Hydrogr. **66**, 343—347, 1938, Nr. 7. (Dt. Seewarte Hamburg.) Verf. weist darauf hin, daß die Regel: „Eine Zyklone mit offenem Warmsektor, eine noch nicht okkludierte Zyklone vertieft sich noch“ auch Ausnahmen hat. An einem Schema des Normalfalles eines offenen Warmsektors wird erläutert, daß die Isothermen der troposphärischen Mitteltemperatur vor der Warmfront und hinter der Kaltfront dichter beieinander liegen, hinter der Kaltfront aber noch dichter als vor der Warmfront und daß im Warmsektor der horizontale Temperaturgradient am geringsten ist (dort ist es am wärmsten vor der Kaltfront). Die Linien gleicher Höhe der 500 mb Fläche divergieren an der Ost- und Nordseite des Tiefs und konvergieren schwach hinter der Kaltfront. Dementsprechend fällt nach der Scherhagschen Divergenztheorie der Druck vor dem Tief stärker als er hinter dem Tief ansteigt, während im Warmsektor nur geringe Druckänderungen zu erwarten sind. Die Zyklone vertieft sich. Den Ausnahmefällen von sich ausfüllenden Zyklonen mit offenem Warmsektor entspricht im Höhendruckfeld ein Konvergenzgebiet vor der Zyklone. Der wesentliche Unterschied gegenüber sich vertiefenden Zyklonen ist, daß in diesen Fällen das Temperaturgefälle vor der Warmfront größer sein muß als hinter der Kaltfront. Das tritt dann ein, wenn kein genügender Kaltluft-

nachschub erfolgt und wenn die Warmluft hauptsächlich der östlichen Hälfte des Tiefs zugeführt wird. Im Warmsektor herrscht dann nur ganz schwaches von Osten nach Westen weisendes Temperaturgefälle. Wenn das Temperaturgefälle vor der Warmfront das gleiche ist wie hinter der Kaltfront, wird sich die Zyklone ohne Intensitätsänderung verlagern.

Steinhausser.

Richard Becker. Über den jährlichen Temperaturgang auf dem Indischen und Stillen Ozean. Ann. d. Hydrogr. 66, 338—340, 1938, Nr. 7. (Hamburg.) Als Fortsetzung einer früheren Arbeit des Verf. über den jährlichen Temperaturgang auf dem Atlantischen Ozean wird nunmehr der Indische und Stille Ozean bearbeitet. Für 30 Punkte des Indischen und Stillen Ozeans werden die Monatsmittel der Lufttemperatur und für 25 Punkte die der Wassertemperatur mitgeteilt. Weiter werden die Differenzen Luft- minus Wassertemperatur errechnet. Die Ergebnisse werden in Tabellen, graphischen Darstellungen, Darstellungen in Polarkoordinaten und isoplethären Schnitten wiedergegeben. Unter anderem zeigen sich: Sommer- und Wintermonsun, Jahresgang auf der Südhemisphäre, maritime Lage der Maxima und Minima auf der Nordhemisphäre, die tropische jährliche Doppelwelle, die Passate usw.

Hänsch.

E. Dinies. Wetterskizzen. Nr. 41: Die Steuerung der Kaltfront am 25./26. Dezember 1937. Ann. d. Hydrogr. 66, 364—366, 1938, Nr. 7. (Reichsamt Wetterdienst Berlin.) An der erwähnten Wetterentwicklung wird die Abhängigkeit eines Steiggebietes von der darunterliegenden Kaltluft und seine Wichtigkeit für die Bildung und Verlagerung einer Kaltfront gezeigt. Am 24. und 25. Dezember lag über Frankreich ein in den unteren Schichten warmes und über Nordrußland ein kaltes Hoch und zwischen Elbe und Oder die Frontalzone. Am 25. Dezember tauchte aus dem Azorengbiet kommend ein Steiggebiet von 17 mb über Nordwestengland auf, das vom französischen Hoch gesteuert zunächst nordostwärts weiterzog und nachts vor der skandinavischen Küste nach Südosten abbog. Der Druck im Westen stieg weiter an und die Frontalzone wurde bis zum Abend des 25. Dezember zu einer schmalen Tiefdruckrinne mit starken NW-Winden an ihrer Westseite und schwachen östlichen Winden an ihrer Ostseite eingengt. Durch das heranziehende Drucksteiggebiet wurde die Rinne aufgefüllt und die Front westwärts in Bewegung gesetzt. Der Wind drehte gegen NE und die Temperatur fiel bis zum Mittag des 26. Dezember um 9°. Aus den Aufstiegsmessungen läßt sich nachweisen, daß das Steiggebiet aus großer Höhe stammt. Die Luftversetzung am Boden erscheint hier als Folge der stratosphärischen bzw. substratosphärischen Druckänderung und das Beispiel zeigt, daß eine Betrachtung der troposphärischen Fronten und Luftmassen allein die Dynamik der Bewegungsvorgänge nicht vollständig erfassen kann.

Steinhausser.

Ferdinand Steinhausser. Die Meteorologie des Sonnblicks. I. Teil. Beiträge zur Hochgebirgsmeteorologie nach Ergebnissen 50 jähriger Beobachtungen des Sonnblick-Observatoriums, 3106 m, herausgegeben vom Sonnblickverein. 180 S. Mit 25 Abb. u. 142 Tab. Wien. Kommissionsverlag Julius Springer, 1938. Preis 8,— RM. Umfassende statistische Bearbeitung eines bezüglich Umfang und Homogenität bisher einzigartigen 50-jährigen meteorologischen Beobachtungsmaterials einer Hochgebirgsstation (1887 bis 1936). Der vorliegende I. Teil behandelt die „Meteorologie des Gipfels“. Neben der normalen klimatologischen Mittelwertstatistik wird besonderer Wert gelegt auf Häufigkeits- (Wahrscheinlichkeits-) statistiken, Andauerbetrachtungen bestimmter Werte und Singularitäten. Inhalt im einzelnen: Temperatur (44 S.), Wasserdampfgehalt (19 S.), Bewölkung und Sonnenschein (30 S.), Niederschlag (13 S.), Windverhältnisse (34 S.) und Luftdruck (9 S.). Ein II. Teil soll die „Meteorologie

des Gipfelstocks“, ein III. Teil Sonderfragen (Strahlungsklimatologie, Auswirkungen besonderer Wetterlagen, Witterungsrhythmen und dynamisch-klimatologische Probleme) behandeln. *H. Israël.*

C. G. Abbot. Some periodicities in solar physics and terrestrial meteorology. Bull. Soc. Tchecosl. Physiatr. Prag 18, 7—16, 1938. Nr. 1/2. (Smithsonian Inst.) Verf. referiert über die verschiedenen von ihm gefundenen Strahlungsperiodizitäten und ihren Zusammenhang mit langjährigen Witterungsschwankungen. Da sämtliche Strahlungsperioden Oberschwingungen der längsten beobachteten von 276 Monaten zu sein scheinen, müßte eine 23 jährige Periode am deutlichsten im Wettergeschehen in Erscheinung treten. Verschiedene Beispiele (Mitteltemperaturen von St. Petersburg, Niederschläge einiger amerikanischer Stationen, Wasserstand des Huron-Sees) zeigen außer der 23 jährigen noch ausgeprägter eine 46 jährige Periode. Jahresringuntersuchungen über einen Zeitraum von 400 Jahren ergeben deutlich Periodizitäten von 23, 46 und 92 Jahren. Die prognostische Bedeutung dieser Periodizitäten wird besprochen. *H. Israël.*

W. W. Spangenberg. Einige Messungen der Ultraviolett-Erythem-Strahlung. Ann. d. Hydrogr. 66, 359—362, 1938, Nr. 7. (Hamburg.) UVE-Messungen mit dem UV-Dosimeter der I. G. Farbenindustrie in Schwerin (Mecklenburg) zeigen kurz vor rascher Wolkenbildung oder plötzlichem Dunstefall markanten Rückgang der UV-Strahlung. Direkte Schattenwirkung der Wolken wurde ausgeschlossen. Für die nach der ersten Wolkenbildung meist eintretende Zunahme der Strahlung wird Zerstreuung des Lichtes an den Wolken angenommen. Die Tagesgänge sind durchweg mehr oder weniger asymmetrisch (nachmittags höhere Werte als bei gleichem Sonnenstand vormittags oder umgekehrt). Es sind die neuen Berechnungstabellen vom August 1937 benutzt. (Leider fehlen Angaben über die Dosimetertemperaturen, die bis zur endgültigen Klärung der Dosimeterfrage möglichst immer gemacht werden sollten. Anm. d. Ref.) *H. Israël.*

H. Grimm. Das aschgraue Mondlicht im Jahre 1936 und 1937. Ann. d. Hydrogr. 66, 362—363, 1938, Nr. 7. (Breslau.) *H. Israël.*

R. Stair and W. W. Coblentz. Radiometric measurements of ultraviolet solar intensities in the stratosphere. Bur. of Stand. Journ. of Res. 20, 185—215, 1938, Nr. 2. (RP. 1075.) Beschreibung einer Radiosonde für UV-Messungen. Als Meßgerät dient eine Cadmiumzelle, die so mit einem Kurzwellensender gekoppelt ist, daß der bei Belichtung einsetzende Elektronenstrom die Frequenz moduliert. Die Höhenbestimmung geschieht durch einen Radio-Barographen, der bei bestimmten Höhenstufen die Sendung unterbricht. Die Zelle, die durch eine Öffnung im Deckel des Apparaturgehäuses direkt von der Sonnenstrahlung getroffen wird, ist durch ein Corex-A-Glas-Mattfilter verschlossen. Ein kleiner Motor bewegt mit etwa 1 min Umdrehungsdauer über der Zelle eine Metallscheibe mit drei Diaphragmen, die durch Filter mit verschieden weit ins „Cadmium-Ultraviolett“ hineinreichenden Abfallkanten verschlossen sind („helio-glas“, „barium-flint“ und „lantern-slide-glas“). Das Empfindlichkeitsmaximum der Cd-Zelle liegt bei etwa 2850 Å; für Wellenlängen über 3250 Å spricht sie nicht mehr an. Das Gerät hängt 25 m unter den Tragballons, um eventuelle Beschattung zu vermeiden. Die Frequenz der ausgesandten Schwingung wird am Boden automatisch aufgezeichnet. Bei sechs Aufstiegen werden Höhen bis zu 24 km erreicht, doch wird die Registrierung bei Höhen über 19 km wegen der geringen Sendenergie unsicher. Unterhalb 14 km bleibt die relative Durchlässigkeit der Filter, mit anderen Worten also die spektrale Zusammensetzung des UV-Abbruches nahezu unverändert. Von 14 bis 19 km Höhe ändert sich das Verhältnis der durchgelassenen Energien in der Weise, daß auf eine Zunahme der Energie im kurz-

welligsten Teil des Spektrums zu schließen ist. Aus dieser Zunahme ergibt sich, daß in 19 km Höhe bereits 15 bis 30 % der Ozonschicht unterhalb des Apparates liegen müssen. Das bedeutet eine raschere Änderung der Ozonkonzentration mit der Höhe, als sie von Regener, Götz, Dobson und Meetham gefunden wurde. Die Gesamtintensität der UV-Strahlung unterhalb 3132 Å ist in 24 km Höhe ungefähr dreimal höher als am Boden, was auf eine Ausdehnung des Spektrums nach kürzeren Wellenlängen hin in dieser Höhe deutet. *H. Israël.*

W. M. Elsasser. Note on atmospheric absorption caused by the rotational water band. Phys. Rev. (2) 53, 768, 1938, Nr. 9. (Calif. Inst. Technol. Pasadena.) Verf. berechnet neue Absorptionskoeffizienten für den Wasserdampf zwischen $\nu = 400$ und $\nu = 1000 \text{ cm}^{-1}$ für Temperaturen von 220 und 300° abs.:

$\nu \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	400	450	500	600	700	800	900	1000
k_{2200}	2,61	1,43	0,96	0,54	0,35	0,23	0,18	0,14
k_{3000}	3,50	1,36	0,90	0,46	0,30	0,21	0,15	0,12

Zahlenwerte gelten für einen in g/cm^2 ausgedrückten Wasserdampfgehalt. Berechnungsgrundlagen in Astrophys. Journ., April 1938. *H. Israël.*

Brian O'Brien and Harold S. Stewart, Jr. A photomechanical method for the determination of atmospheric ozone. Phys. Rev. (2) 53, 949, 1938, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Inst. Opt. Univ. Rochester.) Die Unterlagen für die Ozonbestimmungen liefern die Intensitätsverhältnisse je zweier ultravioletter Linien des Sonnenspektrums, die aus den Linienspektren in den durch einen Absorptionskeil fotografierten Spektren ermittelt werden. Die Spektralaufnahmen erfolgen fortlaufend automatisch. Da jedes Linienpaar eines Spektrums unabhängig eine Ozonbestimmung gestattet, ist dauernde Kontrolle gewährleistet. Die Genauigkeit soll die der photoelektrischen Methoden erreichen. *H. Israël.*

Mme Arlette Vassy. Coefficients d'absorption de l'ozone dans la région des bandes de Chappuis. C. R. 206, 1638—1639, 1938, Nr. 22. Mitteilung neu bestimmter Absorptionskoeffizienten des Ozons für 80 Wellenlängen zwischen 4380 und 7585 Å (gültig für 18° C). *H. Israël.*

Mme Arlette Vassy et Etienne Vassy. Absorption de la lumière par la basse atmosphère. C. R. 207, 63—65, 1938, Nr. 1. Von neun Spektralaufnahmen einer künstlichen Lichtquelle in 1 km Entfernung (Meßort: Ifrane, franz. Marokko) lassen sich fünf durch Überlagerung der Absorptionsbanden von Wasserdampf, Sauerstoff (O_2 oder O_3 ?) und Ozon und einem wellenlängenunabhängigen Absorptionsanteil (bedingt durch relativ grobe Teilchen) deuten. Die vier anderen Aufnahmen zeigen im ganzen wesentlich stärkere Absorption, vor allem in den Wasserdampfbanden. *H. Israël.*

C. Wirtz. Über Sichtmessungen im Binnenlande. Ann. d. Hydrogr. 66, 358—359, 1938, Nr. 7. Sichtmessungen mit dem Wigand'schen Keilsichtmesser im Hügelland der Eifel stimmen nicht mit der einfachen Sichttheorie überein, nach der das Luftlicht proportional der Entfernung sein sollte. *H. Israël.*

Yusuke Hagihara. Über die Zerstreung des Koronalichtes in der Erdatmosphäre. Astron. Nachr. 266, 285—300, 1938, Nr. 6378. (Astron. Inst. Univ. Tokyo.) Verf. behandelt die Bestimmung der wahren Intensitätsverteilung des Koronalichtes aus photographischen Aufnahmen, mit besonderer Berücksichtigung des Effektes der Zerstreung des Koronalichtes in der Erdatmosphäre, sowie des Effektes des Reflexionslichthofes auf der photographischen Platte. Es wird eine Reflexionslichthoffunktion sowie eine Lichtzerstreungsfunktion eingeführt, welche zusammen die wahre Intensitätsverteilung mittels einer Fredholm'schen Integralgleichung zu berechnen gestatten. Die Reflexionslichthof-

funktion kann aus der von Saito und Ikesuna durchgeführten photometrischen Ausmessung der Koronaaufnahmen in Japan bei der Sonnenfinsternis 1936 bestimmt werden. Die Lichtzerstreuungsfunktion konnte nur theoretisch erledigt werden, da ein ringförmiger Himmelskörper nicht vorhanden ist, um die experimentelle Bestimmung dieses Effektes zu ermöglichen. *Szivevsky.*

J. C. Jensen. Evaporation and rainfall studies in the North west Minnesota Lake Region. Proc. Amer. Phil. Soc. 78, 651—670, 1938, Nr. 4. (Wesleyan Univ. Nebraska.) Zur Untersuchung der Feuchtigkeitsverhältnisse und der Regenfälle im Seengebiet vom nordwestlichen Minnesota werden Messungen und Beobachtungen vom Jahre 1935 und 1936 benutzt. Es zeigen sich eine sehr unregelmäßige Verteilung der Regenfälle und starke Unterschiede in ihrer Ergiebigkeit, ebenso im Feuchtigkeitsgehalt der Luft. Zur Erklärung werden die unregelmäßigen Verdunstungsverhältnisse, vor allem bemerkbar im Lee der Seen infolge starker örtlicher Gewitterschauer, herangezogen, die einen Feuchtigkeitsgehalt weit über das Normale hinaus hervorrufen. *Hänsch.*

W. Köppen. Wie ist der tägliche Gang der Bewölkung auf dem Meere? Ann. d. Hydrogr. 66, 340—343, 1938, Nr. 7. Auf festen Landstationen zeigen sich zweierlei Tagesgänge der Bewölkung mit einem gemeinsamen Hauptminimum in den Abend- und Nachtstunden. Das eine Maximum liegt am Morgen, das zweite mittags. Der eine Tagesgang ergibt sich durch stratus-Bewölkung, der andere durch cumulus-Bewölkung. Köppen stellt als Beispiele folgende Gruppen zusammen: Potsdam; Mittelwerte von 22 Stationen (14 im Binnenland, 8 am Meere und an freier Küste), zwei holländische Feuerschiffe, deutsche Feuerschiffe, Küstenstationen. Auf die Verwertung von Schiffsjournalen wird hingewiesen. Für die genannten Beobachtungsorte werden verschiedene Tabellen zusammengestellt, die den Tagesgang auch in ihrer jahreszeitlichen Abhängigkeit erkennen lassen. Vorherrschender Tagesgang der Bewölkung auf dem Lande in der nördlichen gemäßigten Zone. Gang der Bewölkung auf holländischen Feuerschiffen. Bewölkung an Küstenorten an drei Terminen am Tage. Prozentische Anzahl der Jahresgänge, in denen die mittlere Bewölkung in diesem Termin größer war als am vorhergehenden. *Hänsch.*

Kantaro Senda. Über die Temperatur der ultrahohen Erdatmosphäre nach der Dissoziationstheorie. S.-A. Journ. Shanghai Sc. Inst. (1) 1, 163—174, 1938, Juni. (Phys. Lab. Shanghai Sc. Inst.) Mit Hilfe der statistischen Mechanik berechnet der Verf. die einheitlich gedachte Temperatur für das vorhandene Gasgemisch aus dessen Zusammensetzung. Dabei legt er die durch Spektraluntersuchungen wahrscheinlich gemachte Annahme zugrunde, daß in der 200 km Höhe der Sauerstoff atomarer, der Stickstoff aber noch im wesentlichen als N_2 vorhanden sei. Die dadurch für die Temperatur gesetzten Grenzen sind 1400 und 2000° K. Zum Schluß weist der Verf. auf die Ähnlichkeit der Probleme der hohen Atmosphäre mit denen der planetarischen Nebel hin. *Riewe.*

André Miseenard. Physiologische Einflüsse bei verschiedenen Wärmeeinwirkungen unter besonderer Berücksichtigung der Strahlungsheizung. Gesundheits-Ing. 61, 505—506, 1938, Nr. 37. (Paris.)

Karl Süpfle. Der Einfluß des künstlichen Klimas auf den Menschen. Gesundheits-Ing. 61, 506—507, 1938, Nr. 37. (Hamburg.)

Walther Liese. Raumklimatische Bewertungsgrundsätze in der Heizungs- und Lüftungstechnik. Gesundheits-Ing. 61, 507—508, 1938, Nr. 37. (Berlin.) *Dede.*

Geophysikalische Berichte

W. Filehner. Meine geophysikalischen Arbeiten in Zentral Asien. *Current Science* 7, 95—97, 1938, Nr. 3. Kurze Übersicht über die hauptsächlich erdmagnetischen Untersuchungen, die Verf. bei seinen drei letzten Expeditionen nach USSR., China, Tibet und Indien ausgeführt hat. *Szivessy.*

L. Weickmann. Bericht zur 25-Jahr-Feier des Geophysikalischen Instituts der Universität Leipzig. Das Geophysikalische Observatorium. Mit Beiträgen der Mitarbeiter und zwei Anhängen. Veröff. d. Geophys. Inst. d. Univ. Leipzig (2) Spezialarb. a. d. Geophys. Inst. u. Observ. 10. 171 S. Leipzig 1938. Über die einzelnen Arbeiten wird getrennt berichtet. *Dede.*

Ergebnisse der kosmischen Physik, herausgeg. von **V. Conrad.** Bd. III. XI u. 325 S., Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., 1938, 32.—RM. Der 3. Band der „Ergebnisse der kosmischen Physik“ enthält folgende Beiträge: **J. Zenneck:** Physik der hohen Atmosphäre; **Rudolf Steinmaurer:** Die Erforschung der kosmischen Strahlung im letzten Jahrfünft; **P. Gruner:** Neueste Dämmerungserscheinungen; **H. Landsberg:** Atmospheric condensation nuclei; **F. W. Paul Götz:** Die vertikale Verteilung des atmosphärischen Ozons. — Über die einzelnen Beiträge wird gesondert berichtet. *Dede.*

E. K. Fedorov. Les observations géophysiques et astronomiques. *Bull. Akad. USSR.* (russ.) 1938, S. 6—11, Nr. 4. (Orig. russ.)

E. K. Fedorov. Geophysical and astronomical observations. *C. R. Moskau (N. S.)* 19, 581—587, 1938, Nr. 8. (North Pole Station.) Die vorläufigen Beobachtungsergebnisse der durch die Nordpolregion auf einer Eisscholle gedrifteten Expedition werden in einer Zusammenfassung mitgeteilt. An meteorologischen Beobachtungen wurden zwischen März 1937 und Februar 1938 vor allem Temperaturmessungen angestellt, die in einer Tabelle wiedergegeben sind. In einer weiteren Tabelle findet man die in der nahen Umgebung des Pols ermittelte Deklination, Horizontalintensität und Inklination. Nordlichtbeobachtungen und luftelektrische Gradientenmessungen wurden regelmäßig ausgeführt. Für Schwerkräftmessungen stand ein Vierpendelapparat zur Verfügung. Die Bewegungen und Drehungen der Eisscholle haben hier die Genauigkeit der Ergebnisse nur wenig beeinflusst. Im Sommer wurde unter einem Zelt, im Winter in dem Eishaus gemessen. Die Schwerewerte zeigen nach Abzug der Formelwerte von Cassini 1930 durchweg positive Überschüsse. Eine Anomalie von 103 mgal wurde in der Nähe von Grönland gefunden. Die astronomischen Ortsbestimmungen konnten laufend auf 0,2° genau durchgeführt werden. Die Driftgeschwindigkeit schwankte zwischen 2 und 12 Meilen am Tag. Die allgemeine Windrichtung des Polarbeckens scheint den Haupteinfluß auf die Richtung zu haben; örtliche Windverhältnisse hängen nur geringen Anteil. *Schmerwitz.*

H. Fricke. Zu: „Meteorologie und Schwerkraft“. *Meteorol. ZS.* 55, 336—337, 1938, Nr. 9. *Steinhauser.*

A. Graf. Ein neuer statischer Schweremesser zur Messung und Registrierung lokaler und zeitlicher Schwereänderungen. *ZS. f. Geophys.* 14, 152—172, 1938, Nr. 5/6. (Askania-Werke, Berlin-Friedenau.) Zunächst findet man eine kurze Übersicht über 11 verschiedene Gravimeterarten, die bereits im Betrieb sind. 1934 begonnene Versuche des Verf. werden geschildert und für einen neuen Schweremesser die bisher wenig berücksichtigten Forderungen nach linearen Skalenwerten mit möglichst großem Bereich und die der Neigungsunempfindlichkeit gestellt. Dieses Ziel wird mit Hilfe einer Federwaage unter

Verwendung eines elektrischen Vergrößerungssystems erreicht. An fertigen Modellen wird die Neigungsunempfindlichkeit, Ableseempfindlichkeit, Meßgenauigkeit, Meßbereich, Transportfestigkeit und Störungssicherheit nachgewiesen. Der Apparat eignet sich auch als Stationsinstrument zur Registrierung des Gezeiteninflusses in der Schwerkraft, wie Registrierungen 400 m unter Tage erkennen lassen. Der mittlere Fehler beträgt 0,1 mgal bei einmaliger Wiederholung. *Schmerwitz.*

Gérard Bertrand. Principe d'une méthode de mesure rapide de la valeur relative. C. R. **207**, 356—357, 1938, Nr. 6. Skizze eines Schweremessers, der aus einer an einem Draht hängenden Masse besteht, deren Schwingungen durch einen Frequenzvervielfacher elektromagnetisch in den Bereich von 1000 Kilohertz gebracht werden können. Messungen oder Resultate werden nicht vorgelegt. *Schmerwitz.*

Amédée Guillet. Mesure précise de l'accélération g de la chute des corps dans le vide. C. R. **207**, 614—616, 1938, Nr. 15. Kurze Betrachtung über die experimentellen Grundlagen für Ermittlung der Schwerebeschleunigung aus der Fallzeit und dem Fallweg eines Körpers im leeren Raum. Versuche oder Meßergebnisse werden nicht mitgeteilt. *Schmerwitz.*

Heinz Lettau. Das Horizontaldoppelpendel. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig (2) **10**, 83—142, 1938, Anh. 2; auch Diss. Vgl. diese Ber. **18**, 2265, 1937. *Steinhausser.*

Heinz Lettau. Eine einfache Zeitmarkierung für optisch registrierende Seismographen. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig Spezialarb. (2) **10**, 74—75, 1938. Für die Zeitmarkierung bei photographischer Registrierung werden an das Registrierlämpchen zwei Stromkreise gelegt, von denen einer durch einen Widerstand so bemessen wird, daß die Lampe unterhalb der eigentlichen Betriebsspannung brennt. Der zweite Stromkreis bewirkt durch zusätzliche Spannung entsprechend den Zeitimpulsen einen genügend starken Helligkeitsanstieg. *Schmerwitz.*

P. L. Mercanton. Le nouveau sismographe Kreis-Wanner du service suisse de sismologie. C. R. **207**, 374—375, 1938, Nr. 6. Ein neues Vertikalseismometer eigener Konstruktion, das in Chur entworfen und gebaut wurde und zur Zeit schon in Betrieb ist, wird kurz beschrieben. Es ist mit einer besonderen Temperaturkompensation versehen. Die Schwingungsdauer beträgt etwa 10 sec. Die Vergrößerung ist 150 fach. *Schmerwitz.*

P. Mildner. Über einige durch künstliche Einflüsse entstehende Störungen in den Erdbebenregistrierungen. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig Spezialarb. (2) **10**, 60—65, 1938. Die vorteilhafte Aufstellung der Seismographen in dem neuen Observatorium und die Zweckmäßigkeit in der Wahl der Isolierung der Pfeiler von dem übrigen Raum wird an Hand von Registrierproben und künstlich hervorgerufenen Erschütterungen nachgewiesen. *Schmerwitz.*

P. Mildner. Bemerkungen zur Arbeit G. Fritzsche: Untersuchungen über die von Maschinen, Fahrzeugen und Wind hervorgerufenen Boden- und Gebäudeerschütterungen nach Registrierungen eines Benioff-Vertikal-Seismographen. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig Spezialarb. (2) **10**, 66—70, 1938. Vgl. G. Fritzsche, diese Ber. **19**, 469, 1938. Ein eigenartiges Verhalten hatte Fritzsche bei den von der Oschatzer Dampfmaschine in Verbindung mit der Wermsdorfer Maschine verursachten Bodenschwingungen festgestellt. Es wird nun der Nachweis erbracht, daß dieses eigenartige Verhalten auf die Stärke der Belastung, die

nicht immer konstant ist, zurückzuführen ist. Daraus dürften sich kleine Korrekturen der Karte der Amplitudenverteilung, wie sie von Fritzsche angegeben worden ist, ergeben.

Martin.

P. Mildner. Zur Bestimmung der Konstanten der Benioff-Seismographen. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig Spezialarb. (2) 10, 71—73, 1938. Zur Bestimmung der Konstanten der Benioff-Seismographen, die von Fritzsche ausführlich behandelt worden ist, werden einige Vereinfachungen angegeben.

Martin.

P. Mildner. Über eine Vorrichtung zur Anbringung von Zeitmarken an meteorologischen Registrierinstrumenten. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig (Spezialarbeiten) (2) 10, 170—171, 1938. Zur Erhöhung der Zeitmarkengenauigkeit auf den Registrierstreifen meteorologischer Instrumente wird automatische Zeitmarkengebung von einer Zentraluhr (mit eventueller Unterbrechung für langsam laufende Registrierungen) angeregt.

H. Israël.

E. Salles. Appareil destiné à l'enregistrement de la conductibilité électrique de l'air. Météorol. 1937, S. 48—52, Jan./Febr. (Paris.) Beschreibung einer Anlage zur Dauerregistrierung der elektrischen Leitfähigkeit, bestehend aus Gerdien-Aspirator mit automatischer Ladeeinrichtung und photographisch registriertem Elektrometer. Einige Registrierkurven sind mitgeteilt.

H. Israël.

Azmy Iskander. Oscillation hysteresis in a simple triode generator with periodic capacity variations. Gerlands Beitr. 53, 277—284, 1938, Nr. 4. (Kairo.) Die Methode der Oszillationshysteresis (Abreißmethode) findet in der Physik zur Messung kleiner Kapazitätsänderungen und in der Geophysik zur Bestimmung der Grundwassertiefe in trockenen Gebieten oder zur Bestimmung der Höhe eines Luftschiffes über dem Meer oder über feuchten Gebieten Anwendung. Der Verf. untersuchte ganz allgemein die Beeinflussung der Röhrengeneratorhysteresis durch periodische Kapazitätsänderungen und findet, daß die Empfindlichkeit der Hysteresismethode zur Messung kleiner Kapazitätsänderungen durch periodische Kapazitätsänderungen wie sie z. B. durch Vibration des Luftschiffes oder durch Formänderungen oder Relativbewegungen der Antenne zustandekommen können, praktisch nicht vermindert wird.

Steinhauser.

Volker Fritsch. Die Messung der Antennenersatzkapazität in der Funkmutung. ZS. f. Geophys. 14, 93—96, 1938, Nr. 3/4. (Brünn.) Messung durch das dämpfungsbedingte Abreißen der Schwingungen eines rückgekoppelten Audions. Schaltschema, Aufbau und Ansicht des Gerätes.

Riewe.

Normann B. Keevil. Radon consensation method of determining geologic age. Amer. Journ. Science (Sill.) (5) 36, 304—309, 1938, Nr. 214. (Mass. Inst. Technol. Cambridge, Maas.) Die Altersbestimmung von Gesteinen aus ihrem Heliumgehalt erfordert neben der Heliumbestimmung die Ermittlung der Heliumproduktion der Probe durch direkte Zählung der Alpha-Emission eines Dünnschliffes bzw. durch Radium- und Thorium-Gehaltsbestimmung eines Gesteinsaufschlusses. Um die Unsicherheit zu umgehen, die durch die Verwendung verschiedener Gesteinsproben für die beiden getrennten Bestimmungen entsteht, führt Verf. diese an der gleichen Gesteinsprobe aus: Die bei der Aufschmelze abgegebenen Gase werden in einen evakuierten, mit flüssigem Stickstoff gekühlten Glaskolben übergeführt, aus dem dann zunächst das gasförmig bleibende Helium zusammen mit anderen Gasen entnommen wird. Die kondensierte Emanation

tion wird nach Erwärmen des Glaskolbens in ein Ionisationsgefäß übergeführt und vermessen. Ein Vergleich der neuen Methode mit der getrennten Ermittlung an der gleichen Gesteinsprobe liefert etwas (etwa 10 %) höhere Werte für das Gesteinsalter.

H. Israël.

Francis W. Dunmore. An electric hygrometer and its application to radio meteorography. Bur. of Stand. Journ. of Res. 20, 723—744, 1938, Nr. 6 (RP. 1102). Die Feuchtigkeitsmessung mittels des Haarhygrometers bei Radiosondierungen ist infolge der erheblichen und außerdem temperaturabhängigen Trägheit dieses Gerätes noch recht unbefriedigend. Verf. versucht deshalb, die durch Änderung der relativen Feuchtigkeit bedingte Widerstandsänderung einer Salzlösung als Feuchtigkeitsindikator nutzbar zu machen: Die aufgerauhte Oberfläche eines Glasrohres trägt einen mit einem Bindemittel vermischten Überzug der mit der Feuchtigkeit veränderlichen Lösung; auf das Glasrohr ist eine doppelte Drahtwicklung ohne gegenseitige Berührung aufgebracht, die die relative Widerstandsmessung des Überzuges ermöglicht. Durch geeignete Kopplung mit dem Radiometeorographen von Diamond, Hinmann und Dunmore (diese Ber. 19, 2331, 1938) wird die Widerstandsänderung des Glasüberzuges als Frequenzänderung des Senders wirksam und am Boden durch automatische Empfangsaufzeichnung festgehalten. Eine genaue Detailuntersuchung verschiedenster Lösungen, Bindemittel, Drahtstärken usw. in bezug auf Konstanz, Trägheit und Alterung sowie einige Aufstiegsbeispiele lassen die Brauchbarkeit der Methode elektrischer Feuchtigkeitsmessung und ihre Vorzüge vor dem Haarhygrometer erkennen.

H. Israël.

H. Benndorf und W. Zimmermann. Über einen neuen einfachen Luftdruckvariographen. Meteorol. ZS. 55, 273—283, 1938, Nr. 8. (Phys. Inst. Univ. Graz.) Ein ungefähr 50 l fassendes, gegen Temperaturschwankungen geschütztes Gefäß steht durch ein vertikales Rohr, in dem an einem dünnen Quarzfaden ein Windrädchen aufgehängt ist, mit der Außenluft in Verbindung. Bei Schwankungen des Luftdruckes strömt durch das Rohr Luft entweder hinein oder heraus und dadurch wird das Rädchen verdreht. Die Achse des Windrädchens trägt einen Spiegel, mit dem die Drehung optisch registriert werden kann. Da die Drehung des Windrädchens proportional den durch die Luftdruckschwankungen hervorgerufenen Strömungsgeschwindigkeiten und damit proportional der Luftdruckänderung $d p/d t$ ist, werden mit diesem einfachen Apparat durch die photographischen Registrierungen der Windraddrehungen die Luftdruckschwankungen aufgezeichnet. Es wird die Ausführung des Apparates eingehend beschrieben und seine Theorie für konstantes und für zeitlich variables $d p/d t$ entwickelt. Zur Überprüfung der Theorie wurde die Registrierungskurve der durch einen künstlich erzeugten Luftstrom bekannter Geschwindigkeit hervorgerufenen Drehungen des Windrädchens mit der theoretisch berechneten verglichen. Als Vorteile des neuen Luftdruckvariographen werden angeführt: einfaches Prinzip, Billigkeit, die Möglichkeit, ihn mit einfachen Mitteln selbst herzustellen, Unveränderlichkeit der Empfindlichkeit, wodurch wiederholte Eichungen überflüssig werden, und die Möglichkeit, ohne den Betrieb zu stören, die Empfindlichkeit des Instrumentes in weiten Grenzen zu verändern. In einer Bildtafel werden Registrierungen des neuen Apparates den mit einem Schmidtschen Variographen erhaltenen Registrierungen gegenübergestellt. Da keine Reibung und nur sehr geringe Trägheit vorhanden ist, sind die Aufzeichnungen des neuen Variographen viel detailreicher als die des Schmidtschen. Die oft störende Wirkung rascher Luftdruckschwankungen, die von stark böigen Winden herrühren, kann dadurch abgeschwächt

werden, daß man das Rohr verschließt und das Innere des Apparates nur durch eine Kapillare mit der Außenluft kommunizieren läßt. Die Verff. weisen darauf hin, daß das dem Variographen zugrunde liegende Prinzip auch zur Messung sehr kleiner Strömungsgeschwindigkeiten von Gasen, zur Messung des Ionenwindes und ähnlicher Vorgänge verwendet werden kann.

Steinhauser.

H. A. Thomas. The determination of the meteorological conditions of the atmosphere by the use of radio-sounding balloons. Proc. Roy. Soc. London (A) 167, 227—250, 1938, Nr. 929. (Nat. Phys. Lab. Radio Dep.) Nach einer kritischen Übersicht über die bei Radiosonden bisher verwendeten Methoden beschreibt der Verf. eine neue Radiosonde, die von einem modulierten Radiofrequenzsender Gebrauch macht. Es wird das Signal einer bestimmten Radiofrequenz verwendet, wobei Barometer und Thermometer eine kontinuierliche Variation der Modulationsfrequenz bewirken, ohne daß hierzu eine mechanische Übertragung nötig ist. Die Eichung nach der Frequenzzahl kann unabhängig vom Radiosender erfolgen. Die Messung der Audionfrequenzen beim Empfänger ist sehr leicht. Das Instrument bewährte sich bei zahlreichen Aufstiegen sehr gut. Die Genauigkeit der Angaben des Instrumentes liegt bei Aufstiegen bis 10 km Höhe beim Luftdruck bei 5 mb und bei der Temperatur bei 1° C.

Steinhauser.

Vilho Väisälä. The Finnish radio-sound and its use. Comm. Phys.-Math. Fenn. 9, Nr. 9, 28 S., 1938. (Ilmala Obs.) Bimetallthermometer, Haarhygrometer und Barometer verändern je einen Kondensator; diese drei Meßkondensatoren werden nacheinander mit noch zwei Vergleichskondensatoren zu einer Spule parallel geschaltet (Antrieb des Schalters durch ein Becher-Anemometer); diese Spule bildet mit den Kondensatoren den Abstimmkreis eines batteriegespeisten Einröhrensenders. Weitere zahlreiche Einzelheiten und Aufstiegsresultate des Radio-Ballons im Original.

Riewe.

Josef Reger. Doppelanschnitte von Registrierballonen am Observatorium Lindenberg in den Jahren 1936—1937. Wiss. Abh. D. Reichsamt f. Wetterdienst 5, Nr. 4, 1938, 25 S.

Dede.

Franz Sauberer. Versuche über spektrale Messungen der Strahlungseigenschaften von Schnee und Eis mit Photoelementen. Meteorol. ZS. 55, 250—255, 1938, Nr. 7. (Wien-Lunz.) Zur Messung wurden Selenphotoelemente mit Schottfiltergläsern verwendet. Im Bereich von 380 bis 760 μ zeigten sich keine nennenswerten spektralen Unterschiede in der Reflexion der Strahlung durch Schneeflächen. Im Mittel betrug die Reflexion in zehn Abschnitten dieses Spektralbereiches 72 bis 76 % der einfallenden Strahlung. Als höchster Wert der Reflexion wurde bei ganz bedecktem Himmel über Neuschnee 84 % und als niedrigster Wert über altem schmelzenden Firnschnee 45 % bestimmt. Auch in der spektralen Strahlungsdurchlässigkeit von Schnee für Wellenlängen von 380 bis 760 μ sind die Unterschiede nicht groß. Als mittlere Relativwerte ergaben sich für die durch eine Schneeschicht von 7 cm bei einem Wassergehalt von 0,9 cm durchgelassene Strahlung bei 380 μ 79, bei 475 μ 94, bei 590 μ 100 und bei 760 μ 95. Im einzelnen schwankten die Durchlässigkeiten ziemlich stark. Der Absorptionskoeffizient für die diffuse Strahlung wurde im Mittel zu 0,150 gefunden, bei Neuschnee schwankte er zwischen 0,110 und 0,290 und bei wässrigem Altschnee erreichte er im Maximum 0,320. Die Unterschiede der spektralen Reflexion über Eis sind ebenfalls nur gering. Bei wolkenlosem Wetter und 28° Sonnenhöhe reflektierte eine 3 cm dicke, klare Eisschicht auf dem Lunzer Untersee bei 380 μ 7,3, bei 590 μ 8,1 und bei 760 μ 7,6 %. Darunter befindlicher Schnee-Eisbrei

erhöht die Reflexion bedeutend. Bei Sonnenhöhe 25° betrug die Reflexion von Schneeis bei $380 \mu\mu$ 44, bei $590 \mu\mu$ 50 und bei $760 \mu\mu$ 43 %. Die Strahlungsdurchlässigkeit einer 25 mm dicken Klareisplatte betrug bei 25° Sonnenhöhe zwischen 380 und $760 \mu\mu$ 84 bis 87 %, die Strahlungsdurchlässigkeit einer 40 mm dicken Schnee-Eisschicht bei 28° Sonnenhöhe 43 bis 47 %.

Steinhauser.

L. W. Pollak und **F. Fuchs**. Objektive Prüfung weiterer Quarzteströhrchen des bioklimatischen UV-Dosimeters. Meteorol. ZS. 55, 299—302, 1938, Nr. 8. (Geophys. Inst. D. Univ. Prag.) Lichtelektrische Vergleichen einer Anzahl von Quarzteströhrchen ergaben, daß die mit der neuen standardisierten Testlösung gefüllten Röhrchen um nicht mehr als $\pm 3\%$ voneinander abweichen und daher entsprechend einer geforderten Genauigkeit von $\pm 0,5$ Stufen des subjektiven UV-Dosimeters auch ohne Reduktion auf ein Normalteströhrchen genügend homogene Werte liefern. Mit der neuen Testflüssigkeit sind die UV-Dosimeter verläßlich reproduzierbar und sie können exakt an ein Normalteströhrchen angeschlossen werden. Versuche über den Zusammenhang zwischen der lichtelektrisch bestimmten Verfärbung in Prozenten und der Nummer des „Graufeldes“ führten zur Forderung, die Expositionszeit derart zu beschränken, daß die Nummer des Graufeldes unter 6 oder 7 bleibt, da bei höheren Nummern die Werte stärker streuen.

Steinhauser.

Heinz Lettau. Die natürlichen thermischen Bedingungen im erdmagnetischen Variationshaus des Collberg-Observatoriums. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig Spezialarb. (2) 10, 76—82, 1938. Aus der Phasenverzögerung und der Amplitudenabnahme der täglichen und jährlichen Temperaturwellen wird für das erdmagnetische Variationshaus des Observatoriums nachgewiesen, daß die Schutzwirkung desselben einer 64 cm starken Bodenschicht gleichkommt, trotzdem die Gesamtwandstärke nur 13 cm beträgt. Diese und andere thermische Eigenschaften sind der gewählten Bauweise und dem Isolationsmaterial, auf welche näher eingegangen wird, zu verdanken.

Schmerwitz.

R. Schumann. Über die Polhöhenschwankung in Batavia August 1931 bis September 1936. ZS. f. Geophys. 14, 123—131, 1938, Nr. 5/6. (Wien.) Der Inhalt wird durch eine Schlußbemerkung des Verf. gekennzeichnet: „Numerische Untersuchungen über die Polhöhenschwankungen in La Plata und Batavia bestärken den schon früher geäußerten Zweifel, ob es zulässig ist, die Schwankungen der Stationspolhöhen auf andere Punkte desselben Meridians zu übertragen, oder auch: die auf einem Parallel gewonnene Interpolationsformel nach λ auf anderen Parallelen anzuwenden, geschweige denn auf die Erdpole. Die beobachteten Schwankungen bleiben zur Zeit noch besser ihren Stationen zugeordnet.“

Schmerwitz.

K. E. Bullen. Composition of the earth at a depth of 500—700 km. Nature 142, 671—672, 1938, Nr. 3597. (Dep. Math. Univ. Coll. Aekland N. Z.) Verschiedene Feststellungen magnetisch-elektrischer, seismischer und physikalisch-chemischer Art deuten auf eine grundsätzliche Änderung der physikalischen Eigenschaften der Erde in 500 bis 700 km Tiefe hin.

H. Isräël.

H. Haalek. Über einige die Physik des Erdinnern betreffende atomtheoretische Beziehungen. ZS. f. Geophys. 14, 111—119, 1938, Nr. 5/6. (Potsdam.) Allgemeine Betrachtungen über Ionenabstoßung, Kompressibilität und Druck im Erdinnern. Berechnung der Kompressibilität aus dem Abstoßungsgesetz der Ionen für zwei früher vom Verf. behandelte Grenzfälle des Dichtegesetzes und der Berechnung der durch Ladungstrennung hervorgerufenen

Feldstärke im Erdinnern. Diese soll an der Grenze des Erdkerns (2900 km Tiefe) 5 bis 6,6 Volt/cm betragen; in der Sonne etwa ein Sechstel dieses Wertes. Durch Rotation dieses Feldes soll dann das magnetische Feld entstehen. (Die Darstellungsweise erscheint dem Ref. nicht immer ganz durchsichtig.) *Riewe.*

H. Lorenz. Beiträge zur Theorie des Erdaufbaus. ZS. f. Geophys. 14, 142—152, 1938, Nr. 5/6. Nach der Formulierung allgemeiner Formeln für den Dichteverlauf im Erdinnern zeigt Verf., daß eine starke Druckzunahme vorhanden ist, der gegenüber sich alle als fest bekannten Körper wie eine plastische Flüssigkeit verhalten. Die Erdkruste besteht daher aus schwimmenden Schollen, die unter den Festlandschollen bis etwa 18,5 km und unter dem Meer bis etwa 10 km Tiefe unter dem mittleren Meeresspiegel reichen. Einige Ansätze für die Dichteverteilung werden diskutiert und der Helmersche Potenzreihenansatz als der anpassungsfähigste angenommen. Für den Mittelpunktswert ergibt sich $3,4 \cdot 10^6 \text{ kg cm}^{-2}$ und für die Mittelpunktstemperatur $3,8 \cdot 10^5$ Grad. *Riewe.*

N. Mihal. Über die Bestimmung der Differenzen zwischen den äquatorialen und meridionalen Trägheitsmomenten der Erde mit Hilfe von Gravitationsbeobachtungen. C. R. Moskau (N. S.) 19, 689—692, 1938, Nr. 9. (Gravim. Obs. Ukrain. Akad. Wiss. Poltava.) Ausgehend von der Greenschen Formel werden nach einigen Umformungen und mit Hilfe der Stokeschen Formel die Differenzen der Trägheitsmomente mathematisch formuliert. *Schmerwitz.*

D. Aubert. Les glaciers quaternaires d'un bassin fermé: la vallée de Joux (Canton de Vaud). Bull. Soc. vaud. 60, 117—130, 1938, Nr. 246. Bei der Untersuchung über die Gletscher des Quartär in einem abgeschlossenen Kessel wird als Beispiel das Tal von Joux herangezogen. Es ergibt sich etwa folgendes: Von den beiden ersten Vergletscherungen wissen wir nichts (Günz und Mindel). Bei der Reißvergletscherung wurde der Paß von St. Cergue überschritten. Die Wurmvergletscherung konnte nicht in das Tal von Joux eindringen, da bereits in einer Höhe von etwa 1250 m Landeis infolge Grundwasser vorhanden war. Später sank der Gletscher bis zur Schwelle von La Tornaz ab. Dabei bildete sich in 1060 m Höhe ein neuer See. Weiter verschwanden schließlich die Vergletscherungen und es blieb nur ein See übrig, der schließlich austrocknete. *Hänsch.*

Th. Dahlblom. The increase of the temperature downwards in the crust of rocks. ZS. f. Geophys. 14, 131—142, 1938, Nr. 5/6. (Falun, Schweden.) Verf. wertet die von J. Joly früher gegebene Formel aus, wonach der Temperaturanstieg sich zusammensetzt aus einem Wärmeleitungsteil (t_i) und einem durch Wärmeerzeugung bedingten Teil (t_r). Die Temperatur ist dann ($t_i + t_r$). Die so errechneten Temperaturen stimmen bis 2,5 km Tiefe mit gemessenen ganz gut überein; sie liegen etwas unter den gemessenen, die aber etwas von der Rohrweite abhängen und wahrscheinlich über den Temperaturen des Felsens liegen. Zum Schluß behandelt Verf. die wärmeerzeugenden Stoffe im Felsen. *Riewe.*

Alois F. Kovarik and Norman I. Adams, Jr. The disintegration constant of thorium and the branching ratio of thorium C. Phys. Rev. (2) 54, 413—421, 1938, Nr. 6. (Sloane Phys. Lab., Yale Univ., New Haven, Conn.) Die Altersbestimmungen von radioaktiven Materialien erfordern die genaue Kenntnis der Zerfallskonstanten des Urans und des Thors. Radioaktive Mineralien der gleichen Lagerstätte müssen das gleiche Alter ergeben, ganz gleich, ob es sich um vorwiegend Thor bzw. Uran enthaltende Substanzen handelt.

Man findet indessen beträchtliche Abweichungen, wenn man für die Halbwertszeit des Thors den von der internationalen Standardkommission (1930) angenommenen Wert von $1,8 \cdot 10^{10}$ Jahren zugrunde legt. Dieser Wert weicht um 30 % von dem alten Wert von Rutherford und Geiger ab. Die Verff. unternahmen deshalb eine möglichst sorgfältige Neubestimmung der Zerfallskonstante des Th. Das Material wurde aus einer Probe des gleichen Thorits hergestellt, den Rutherford und Geiger verwendet hatten. Der Thorit enthielt etwas Uran; deshalb wurde eine genaue Korrektur wegen des vorhandenen Ioniums vorgenommen. Besondere Sorgfalt wurde auf die Herstellung von leichten und gleichmäßig dünnen Schichten gelegt. Die Schichten wurden mit einer dünnen Haut von doppelt lackiertem Celluloid überzogen, die nur 3 mm Luftäquivalent besaß, aber völlig undurchlässig für die Thoriumemanation war. Die α -Teilchen wurden automatisch gezählt. Die Halbwertszeit des Th ergab sich zu $1,39 \cdot 10^{10}$ Jahren; außerdem wurde das Verhältnis der Verzweigung des ThC zu 0,663 bestimmt. *Weiss.*

Robley D. Evans, Arthur F. Kip and E. G. Moberg. The radium and radon content of Pacific ocean water, life and sediments. Amer. Journ. Science (Sill.) (5) **36**, 241—269, 1938, Nr. 214. (Mass. Inst. Technol. Cambridge, Mass.; Univ. Calif. Berkeley; Scripps Inst. Technol. La Jolla, Calif.) Ältere Messungen des Radiumgehaltes von Seewasser haben Werte bis zu $470 \cdot 10^{-16}$ g Ra/cm³ ergeben. Verff. weisen nach, daß diese Werte nicht stimmen können: Der Emanationsgehalt der Luft in Landferne liegt in der Größenordnung von 10^{-18} Curie/cm³. Unter der Annahme, daß dieser Wert im Löslichkeitsgleichgewicht mit dem des Wassers steht und daß letzterer der zum Radiumgehalt des Wassers gehörige Gleichgewichtswert ist, errechnet sich für Oberflächenwasser ein Radiumgehalt von 0,01 bis $0,02 \cdot 10^{-16}$ g/cm³, also rund 104mal weniger. Verff. messen unter sorgfältigster Vermeidung aller Fehlerquellen an einigen Punkten des Stillen Ozeans in der Nähe der amerikanischen Küste den Radiumgehalt und den über die radioaktive Gleichgewichtsmenge hinaus im Wasser enthaltenen Emanationsüberschuß in verschiedenen Tiefen und finden für Oberflächenwasser 0,2 bis $0,3 \cdot 10^{-16}$ g Ra/cm³ mit einem Emanationsüberschuß von 0,7 bis $4 \cdot 10^{-16}$ Curie/cm³. Mit zunehmender Tiefe nimmt der Radiumgehalt (linear?) zu; in 1300 m Tiefe ist er rund zehnmal so groß wie an der Oberfläche. Der Emanationsüberschuß verschwindet mit der Tiefe und tritt erst wieder in unmittelbarer Bodennähe auf — vermutlich erklärbar durch die stärkere Emanierung der stark radioaktiven Bodensedimente. Die Tiefenzunahme des Radiumgehaltes deutet auf einen dauernden Sedimentationsvorgang radiumhaltiger Materie im Meer hin (anorganische, dem Meer vom Land her zugeführte und abgestorbene organische Sinkstoffe). Eine Ozeanbodenprobe aus 236 m Tiefe zeigt bei einem mittleren Radiumgehalt von $0,57 \cdot 10^{-12}$ g/g mit abnehmender Partikelgröße stark zunehmende Aktivität: Teilchen von mehr als 1 mm Durchmesser enthalten 0,18, solche von 1 bis 3 μ Durchmesser $1,31 \cdot 10^{-12}$ g Ra/g. Für noch kleinere Teilchen scheint der Radiumgehalt wieder abzunehmen (Herauslösen des Radiums aus den feinsten kolloidalen Teilchen während des Sinkvorganges?). Plankton und Seetang besitzen radiumspeichernde Eigenschaften: Sie enthalten mehr als 100mal so viel Radium als dem sie umgebenden Wasser entspricht. — Eine ausgedehntere und systematischere Erforschung der radioaktiven Verhältnisse im Meer und in Binnenseen ist dringend wünschenswert. *H. Israëel.*

B. L. Gulattee. Gravity reductions and the figure of the earth. Gerlands Beitr. **53**, 323—336, 1938, Nr. 4. (Dehra Dun.) Verff. untersucht die Genauigkeit der verschiedenen Formeln zur Bestimmung der Undulationen des natürlichen Geoids relativ zum Referenzsphäroid nach den Schwereanomalien und

zeigt die Vorzüge und Schwächen der verschiedenen Methoden zur Reduktion der Schwerebeobachtungen von der Bodenfläche auf die Geoidfläche. *Steinhauser.*

Th. Niethammer. Bemerkungen zum Artikel von Karl Jung: „Über vollständig isostatische Reduktion“. ZS. f. Geophys. 14, 119—122, 1938, Nr. 5/6. (Astron. Anst. Univ. Basel.) Vgl. K. Jung, diese Ber. 19, 1648, 1938. Es wird gezeigt, daß die bisher berechneten isostatischen Schwereanomalien in großer Annäherung auch als „vollständig isostatische“ Anomalien aufgefaßt werden können, wenn die von Herrn Jung eingeführte Flächenbelegung nicht auf einer Kugelfläche in 60, sondern rund 30 km Tiefe angenommen wird. (Zusammenf. d. Verf.) *Schmerwitz.*

G. Angenheister. Beziehung zwischen Meereshöhe und Schwere in gestörten Gebieten. ZS. f. Geophys. 14, 219—230, 1938, Nr. 5/6. (Geophys. Inst. Göttingen.) Es wurde gefunden, daß nach Anbringung der normalen Reduktionen bei Schweremessungen in der Differenz dieser Werte gegenüber den normalen Schwerkraftswerten nach Helmert noch eine lineare Funktion der Meereshöhe übrigblieb. Der Proportionalitätsfaktor betrug 0,67 mgal auf 1 m Erhebung. Zur Erklärung hierfür werden Störungskörper in der Erdkruste angenommen, die sich sowohl in der Meereshöhe der Oberfläche wie in diesen Schwerewerten bemerkbar machen. Diese Beziehungen werden an einer Reihe von Kurven für das Pritzwalker Massiv und den Flechtinger Höhenzug nachgewiesen. In dem einen Fall haben auch Anomalien der magnetischen Vertikalintensität einen gleichartigen Verlauf. Für die Störungsmassen werden bei Dichtedifferenzen von 0,1 bis 0,3 und mehreren km Mächtigkeit Tiefenerstreckungen zwischen 2 bis 10 km veranschlagt. *Schmerwitz.*

H. P. Greenwald. Further notes on the physics of subsidence and ground movement in mines. Journ. appl. Phys. 9, 567—572, 1938, Nr. 9. (Bur. Mines Pittsburgh, Penn.) Laboratoriumsversuche über Tragfähigkeit von Salzpfählen für den Bergbau. *Schmerwitz.*

Esper S. Larsen and P. W. Bridgman. Shearing experiments on some selected minerals and mineral combinations. Amer. Journ. Science (Sill.) (5) 36, 81—94, 1938, Nr. 212. (Res. Lab. Phys. Harvard Univ., Cambridge, Mass.) An ausgewählten Proben natürlicher Mineralien und Mineralienmischungen wurden Versuche unter hohem hydrostatischen Druck (bis zu 50 000 kg/cm²) bei gleichzeitig vorhandenen Scher- und Zugkräften und bei Raumtemperatur angestellt, um einen Einblick in die in der Natur an den Mineralien stattgefundenen Vorgänge zu erhalten. Es ist z. B. bekannt, daß oft Umwandlungen der Mineralien bei Temperaturen eintreten können, die 100 oder 150° tiefer liegen, wenn gleichzeitig Druck- und Scherkräfte auf das Mineral einwirken. Die Proben, die in Form gepreßter dünner Pulverscheiben vorlagen, wurden vor und nach Beanspruchung mikroskopisch und röntgenographisch untersucht. Wenn auch die mikroskopische Untersuchung teilweise auf eine isotrope, glasartige Form des Minerals nach der Beanspruchung schließen ließ, so zeigte dies die Röntgenuntersuchung nicht; wohl aber waren die Kristallgitter außerordentlich in ihrer Regelmäßigkeit gestört. Zahlreiche einzelne Beobachtungen, auch über die Größe des optischen Brechungsindex, an zwei Dutzend verschiedenen Mineralien werden ausführlich mitgeteilt. Hingegen gelang es nicht, die aus der Geologie bekannten „stress-materials“ künstlich im Laboratorium nachzubilden, wofür teilweise die niedrige Versuchstemperatur, teilweise die bei Metamorphosenreaktionen bestehenden geringen Reaktionsgeschwindigkeiten verantwortlich zu machen sind. *Nitka.*

Yosirô Ikeda, Mituo Aramata and Katuhiko Yoneta. On the size and specific gravity of seashore sand. Mem. Fac. Eng. Hokkaido Univ. 4, 239—254, 1938, Nr. 3. *Dede.*

Joachim Blüthgen. Probleme der Vereisung von Meeresräumen. Naturwissensch. 26, 618—624, 1938, Nr. 38. (Greifswald.) Die Arbeit stellt eine Anregung dar, wie die Vereisung von Meeresräumen vom geographischen Standpunkt aus untersucht werden kann. Zu Beginn der Arbeit wird polares Eis und Ostsee- und Binneneis in Zusammenhang gebracht. Die verschiedenen Vereisungen (freies Meer, Küste und Binnengewässer) werden beschrieben. Es ergeben sich folgende Typen: Polartyp, Randmeertyp und Binnentyp, der wieder unterteilt wird in Fluß- und Seevariante. Auf der anderen Seite wird Primäreis und Sekundäreis unterschieden. Die Begriffe Packeis und Treibeis werden kurz erwähnt. Im weiteren wird auf die Beziehungen zwischen Klima und Eisbildung eingegangen. Dabei zeigt sich, daß die Meeresvereisung außer vom Klima von der Meeresströmung abhängig ist. Zum Schluß der Arbeit wird festgestellt, daß das Problem der Vereisung noch große Lücken aufweist. *Hänsch.*

G. Kirsch. Die Ursachen der Eiszeiten und ihrer Gliederung. Verh. D. Phys. Ges. (3) 19, 96—97, 1938, Nr. 2. (Wien.) *Dede.*

Yosio Katô. Investigation of the changes in the earth's magnetic field accompanying earthquakes or volcanic eruptions. Sc. Rep. Tôhoku Univ. (1) 27, 1—90, 1938, Nr. 1. (Mukaiyama Obs. Sendai.) Erster und zugleich umfangreicher Bericht des Mukaiyama-Observatoriums über den Zusammenhang von Erdmagnetismus, Erdbeben und Vulkanausbrüchen. Zunächst wird das ältere Material bearbeitet. 12 Abschnitte aus Kapitel 1 enthalten Darstellungen magnetischer Störungen und begleitender Erdbeben aus der Zeit zwischen 1891 bis 1923. Vermessungen vor und nach dem großen Mino-Owari-Beben von 1891 zeigten, daß die Störungen des Feldes in einfacher Weise durch die Einlagerung eines Magneten senkrecht zu der Hauptverwerfung dargestellt werden können. Auch bei einer Reihe anderer Beben zeigte es sich, daß die magnetischen Störungen immer irgendwie durch die Einlagerung eines oder zweier Magnete in der Tiefe formal erklärbar sind. Außer den japanischen Beben und Vulkanen wurde hier auch das San Francisco-Beben bearbeitet. Kapitel 2 enthält Messungen, die fast ausschließlich vom Verf. selbst in neuerer Zeit ausgeführt wurden. Magnetische Inklinationsmessungen und gleichzeitige geodätische Höhenmessungen in der Umgebung des Vulkans Komagatake zeigten nach dem Ausbruch im Jahre 1929 noch bis zum Jahre 1935 sehr deutlich parallel verlaufende Änderungen. Bei dem Nord-Idu-Beben entsprachen der entgegengesetzt gerichteten horizontalen Bewegung zu beiden Seiten der Verwerfung sehr auffällige Verschiebungen der magnetischen Inklinationslinien. An zahlreichen Beispielen wird weiterhin nachgewiesen, daß Epizentrum und die Gegend stärkster magnetischer Störungen immer eng zusammenfallen. Die magnetischen Störungen kamen hier oft nach Monaten und Jahren nicht zur Ruhe. In Kapitel 3 wird an einigen sich über ein Jahr erstreckenden Registrierungen gezeigt, daß auch Neigungen des Erdbodens und Änderungen des Erdmagnetismus sehr weitgehend konform verlaufen. Das gilt nach der Darstellung sowohl für kleinere Gebiete bis zu etwa 10 km Ausdehnung wie auch für solche bis zu 300 km (Entfernung: Port Arthur—Tsingtau). In Kapitel 4 werden versuchsweise die Ableitungen der Störungen unter Zugrundelegung eines eingelagerten einfachen Magneten oder einer magnetisierten Kugel gegeben. In drei Beispielen lag das Zentrum der Störung in 4, 40 und 70 km Tiefe. *Schmerwitz.*

S. W. Visser. Seismic isobaths in the East Indian Archipelago. Gerlands Beitr. 53, 389—391, 1938, Nr. 4. (Leersum Netherl.) Die seismischen Isobathen in Niederländisch-Indien, konstruiert von Smit Sibinga, werden besprochen. Seine Resultate haben keinen reellen Wert, im Gegenteil geben sie einen unrichtigen Eindruck von Genauigkeit. Sie werden nicht gestützt von den Untersuchungen von Gutenberg und Richter. — Möglicherweise besteht jedoch eine Beziehung mit Vening Meinesz's Schwereanomalien. (Übersicht des Verf.) *Dede.*

H. Bateman. Rayleigh-waves. Proc. Nat. Acad. Amer. 24, 315—325, 1938, Nr. 8. (Lab. Phys. Calif. Inst. Technol.) Bei Erdbebengeräuschen ist beobachtet worden, daß die Störung in Luft sich mit Geschwindigkeiten zwischen 100 und 500 m/sec ausbreitet. Es wird versucht, diese Erscheinung durch Rayleigh-Wellen zu erklären, die sich an der Grenzschicht Erdboden—Luft ausbilden. Die Gleichungen für eine flache Erde und homogene Atmosphäre werden aufgestellt, aber nicht gelöst. Auch Betrachtungen über unterirdisches Rollen und bei Sprengungen beobachteten akustischen Erscheinungen können noch nicht bis zur Lösung durchgeführt werden. *Lübcke.*

Katuhiko Yoneta. On wave propagation on the surface of a sand mass. Mem. Fac. Eng. Hokkaido Univ. 4, 265—273, 1938, Nr. 3. Experimentelle Untersuchung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit elastischer Wellen in Sand, die mittels Summer oder dgl. hervorgerufen werden. Frequenzen zwischen 120 und 575 Hertz wurden verwendet. Die Geschwindigkeit nahm mit zunehmender Wellenlänge, Schichtdicke und Packungsdichte jeweils zu. Die erzeugten Schwingungen waren Oberflächenwellen. *Schmerwitz.*

Yosirô Ikeda and Mituo Aramata. On the propagation of shock through sand on the beaches of Iwanai and Isikari. Mem. Fac. Eng. Hokkaido Univ. 4, 275—279, 1938, Nr. 3. Messung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit eines Impulses in Sand am Meeresstrand. Die Entfernungen betragen 3 bis 20 m, die Geschwindigkeit 150 m/sec. *Schmerwitz.*

G. L. Smit Sibinga. Additional note on the relation between deep-focus earthquakes, gravity and morphologie in the Netherlands East Indies. Gerlands Beitr. 53, 392—394, 1938, Nr. 4. (Geolog. Inst. Amsterdam.) Hinweis auf eine kürzlich erschienene Veröffentlichung, durch welche Ansichten des Verf. unterstützt werden. *Schmerwitz.*

N. E. Bradbury and H. J. Meuron. The diurnal variation of atmospheric condensation nuclei. Phys. Rev. (2) 54, 242, 1938, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Stanford Univ.) Eine Wilson-Kammer (Expansionsverhältnis 1,5) wird in regelmäßigen Abständen mit neuer Luft beschickt; die Schwächung eines sie durchsetzenden Lichtbündels bei der Expansion gibt ein Maß für den Kerngehalt der Luft. Der Tagesgang des Kerngehaltes zeigt Maxima vormittags und abends, ein tiefes Minimum vor Sonnenaufgang und ein schwächeres gegen Mittag, ergibt also das dem konvektiven Tagesgeschehen entsprechende Bild. Zwischen Kerngehalt und dem lokalen Anteil des Potentialgefälles besteht enger Zusammenhang. *H. Israëli.*

Dobiesław Doborzynski. Mitteilung über den Kurzwellenempfang in Kalksteinhöhlen. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 52, 67—69, 1938, Nr. 2. (Krakow, Polen.) Beobachtungen in einer Höhle des südpolnischen Jura nahe Krakau, etwa 30 m unter der Erdoberfläche, zeigen, daß die Schwächung der kurzen Wellen geringer ist, als auf Grund älterer Theorien zu erwarten war. *Riewe.*

Henry Hubert et J. Barberon. Étude préliminaire des parasites atmosphériques au moyen de l'oscillographe cathodique. C. R. 207, 400—402, 1938, Nr. 7. Verff. beobachteten die Form atmosphärischer Störungen mittels eines Abrahamschen und eines Kathodenstrahloszillographen. Bei Gewittern treten zwei Typen von Störungen ein: 1. Kurze Störungen von $\leq 1/50$ sec Dauer, die die Form einer einheitlichen, stark gedämpften Welle haben („claquements“) und von keiner sichtbaren atmosphärischen Entladungserscheinung begleitet sind; 2. Störungen von längerer Dauer ($1/4$ bis 1 sec) und komplizierterer Zusammensetzung, die gleichzeitig mit Blitzentladungen einsetzen („decharges“). Form und Aufbau der letzteren aus einer Anzahl von Einzelimpulsen werden näher untersucht. Bei Gewitterfreiheit treten nur Störungen des ersten Typs auf. Ihr Ursprungsort wird in nicht zu großer Entfernung von der Empfangsanlage vermutet.

H. Israël.

E. V. Appleton. Radio transmission and solar activity. Nature 142, 499—501, 1938, Nr. 3594.

Dede.

J. C. Dobbie, W. Moss and A. D. Thackeray. Two solar eruptions. Month. Not. 98, 606—612, 1938, Nr. 8. (Solar Phys. Obs. Cambridge.) Zur Prüfung des Zusammenhanges von Sonneneruptionen und Störungen in der Ionosphäre werden visuelle Schätzungen der ersteren durch photometrische Messungen ersetzt und vorläufige Ergebnisse mitgeteilt. Gemessen werden Veränderungen der $H\alpha$ -Strahlung und, wenn möglich, des kontinuierlichen Lichtes besonders im Ultraviolett. Ausgewertet werden Untersuchungen der Eruptionen vom 31. März und 13. April 1938, die Störungen werden ionosphärischen Absorptionsveränderungen aus Echemessungen des Cavendish-Laboratoriums gegenübergestellt. (Diagramme und Spektroheliogramme sind beigelegt.) Bei der Störung vom 31. März, die 12' innerhalb vom Ostrand lag, stimmt das Maximum im ultravioletten Licht bis auf 5 min mit Störungen an Frequenzen von $5 \cdot 10^6$ Hertz überein, das Maximum in $H\alpha$ tritt etwas später ein. Die Störung vom 13. April liegt weiter vom Rand entfernt und zeigt keinen ausgesprochenen Effekt im Ultraviolett. Die Erscheinung war begleitet von allgemeinen Störungen in der Ionosphäre ohne ausgesprochenes Maximum. Es wird geschlossen, daß Störungen mit kleinerer Fläche, aber größerer Spitzenintensität (wie am 31. März), eine größere Störung in der Ionosphäre (bei langen Wellen von 15 km) hervorrufen.

Süttele.

S. N. Bose. On the total reflection of electromagnetic waves in the ionosphere. Indian Journ. of Phys. 12, 121—144, 1938, Nr. 2. (Phys. Lab. Univ. Dacca.) Auf Grund der Mikroskopgleichung von Lorentz, die auch die Dämpfung zu berücksichtigen gestattet, behandelt Verf. vektoranalytisch die Reflexion elektromagnetischer Wellen. Dabei wird der Strom aufgeteilt, und zwar in einen positiven und negativen Anteil, entsprechend der korpuskularen Aufteilung der Ladungen. Die damit erhaltenen Lorentz-Gleichungen werden vereinfacht durch die Annahme, daß die Störung sehr schnell ist gegenüber der Amplitude der elektromagnetischen Welle. — Gliederung: Energie- und Momentenbeziehung im Wellenfeld. Der Begriff des Brechungsindex. Über die Beziehung zwischen E und Q (Amplitude des Stroms). Bedingung für die Totalreflexion ($H^2 = 0$). Die Ausbreitung der Störung. Schluß.

Riewe.

H. G. Booker and L. V. Berkner. A decisive ionospheric investigation concerning the Lorentz polarization correction. Phys. Rev. (2) 53, 924, 1938, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Dep. Terrest. Magn.

Carnegie Inst. Washington.) Die Ergebnisse der letzten Zeit scheinen der Sellmeyer'schen Theorie, die ohne Polarisationsterm auskommt, recht zu geben.

Riewe.

Mme Irène Mihul et Constantin Mihul. Sur la réflexion mixte dans des milieux d'indices optiques variables; application à l'ionosphère. C. R. 207, 220—222, 1938, Nr. 3. Aus den Fresnelschen Formeln berechnen die Verff. die Amplitude und die Phasenbeschleunigung in einem teilweise ionisierten Medium in Abhängigkeit von ε und σ . Es zeigt sich, daß die optische Verzögerung $d\psi = (2\pi n \cdot 2dh)/\lambda$ durch die Phasenbeschleunigung bei der Reflexion ausgeglichen werden kann. Bei konstanter Elektronenstoßzeit τ und wachsender Elektronendichte besitzt die reflektierte Amplitude ein Maximum, während φ in gewissen Abständen alle möglichen Werte annimmt. Zum Schluß wird das Verhalten von Mittel- und von Kurzwellen besprochen.

Riewe.

R. R. Bajpai and B. D. Pant. A study of the *F*-region of the ionosphere. Ind. Journ. Phys. 12, 211—222, 1938, Nr. 3. (Phys. Dep. Allahabad Univ.) Beobachtungen an einigen Tagen im Oktober bis Dezember 1936; die Diskussion der Ergebnisse gliedern die Verff. in: Tägliche Variation der Elektronenkonzentration, ihr Anwachsen am Abend, Unzulänglichkeit der Sonnenlichttheorie. Abnahme der Ionisation in den frühen Morgenstunden, Ionisationsminimum und Sonnenaufgang in der F_2 -Region, das Vorhandensein der *F*-Schicht bei Nacht, Rekombinationskoeffizient.

Riewe.

T. R. Gilliland, S. S. Kirby and N. Smith. Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., July, 1938. Proc. Inst. Radio Eng. 26, 1171—1174, 1938, Nr. 9. (Nat. Bur. of Stand. Washington.)

Dede.

S. S. Kirby, N. Smith and T. R. Gilliland. The nature of the ionosphere storm. Phys. Rev. (2) 54, 234, 1938, Nr. 3. (Nat. Bur. of Stand. Washington.) Die fast dreijährigen Beobachtungen der Verff. zeigen, daß der Ionosphärensturm wie der magnetische zwei Phasen besitzt, eine turbulente und eine gemäßigte. Die erste Phase herrscht in der ganzen Aurorazone, bei unregelmäßiger Bewegung kleiner Ionenwolken und Störung der Schichtung der Atmosphäre von der *E*-Zone aufwärts, wobei anfangs ein Anwachsen der Ionisation bemerkbar ist. Die zweite Phase ist stets von einer räumlichen Ausbreitung der höheren *F*-Schicht in vorher unberührte Zonen begleitet.

Riewe.

Theodore R. Gilliland, Samuel S. Kirby, Newbern Smith and Stephen E. Reymer. Maximum usable frequencies for radio skywave transmission, 1933 to 1937. Bur. of Stand. Journ. of Res. 20, 627—639, 1938, Nr. 5 (RP. 1096). Einleitung; Beziehungen der vertikalen zur schiefefallenden Übertragung; Übertragungsweg; Darstellungen der größten nutzbaren Frequenzen; Andere Übertragungscharakteristiken: Sporadische *E*-Reflexionen, Absorption, Gestreute Reflexionen; Schlußbetrachtungen. — Darstellungen für die Monate März, Juni und Dezember der Jahre 1933 bis 1937; sie entstammen den laufenden, monatlich veröffentlichten Beobachtungen der Verff. (vgl. nachstehendes Ref.)

Riewe.

Newbern Smith. Application of vertical incidence ionosphere measurements to oblique incidence radio transmission. Bur. of Stand. Journ. of Res. 20, 683—705, 1938, Nr. 5 (RP. 1100). Die früheren Berechnungen des Verf. (diese Ber. 19, 128, 1938) werden dadurch verfeinert, daß einmal die Erdkrümmung und dann das magnetische Erdfeld berücksichtigt werden. Unter Anwendung des Snellschen Gesetzes berechnet Verf. den Übertragungsweg zwischen Sender und Empfänger in Abhängigkeit von Reflexionshöhe und Ent-

fernung. Dann wird nach einer unveröffentlichten Arbeit von T. L. Eckersley und G. Millington („Scip distance analysis“, deren wesentliche Teile kurz wiederholt und erweitert werden) eine Korrekturberechnung hergeleitet, die den Unterschied zwischen der senkrechten und schrägen Grenzfrequenz ergibt. Einer kombinierten graphischen Darstellung ist der Sendewinkel (in der Vertikalen) und die Größe $\sec \varphi$ zu entnehmen. *Riewe.*

T. H. Laby, F. G. Nicholls, A. F. B. Nickson and J. J. McNeill. Reflection of atmospherics by the ionosphere. *Nature* **142**, 353—354, 1938, Nr. 3590. (Natur. Phil. Lab. Univ. Melbourne.) Bei der Beobachtung atmosphärischer Störungen glauben die Verff. Reflexionen aus etwa 90 km Höhe identifizieren zu können, wobei die elektrische Entladung (Blitz) über 70 km vom Beobachtungsort entfernt war und die beobachtete Wellenlänge 17 bis 40 km betrug. *Riewe.*

The ionospheric eclipse of 1940 October 1. *Month. Not.* **98**, 664—669, 1938, Nr. 8. Berechnung des Pfades des Mondschattens in Höhen von 100 und 300 km für den Nordwesten von Südamerika und die Südspitze Afrikas. *Riewe.*

Harry Rowe Mimno. Long-distance radio reception and the E-region of the ionosphere. *Nature* **142**, 163—164, 1938, Nr. 3586. (Phys. Lab. Harvard Univ. Cambridge, Mass.) Aus am Mt. Washington Obs. gemachten Beobachtungen einiger Amateursender in 880 km Entfernung und gleichzeitigen Ionosphärenbeobachtungen läßt sich die Dichte freier Elektronen für die Beobachtungszeit (5. Juni 1938, etwa 20 Uhr EST.) auf $2,8 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ schätzen. *Riewe.*

Boh. Hruďička. Zur Säkularperiode der Gewitterhäufigkeit. *Meteorol. ZS.* **55**, 264—265, 1938, Nr. 7. (Hrotovice b. Brünn.) In der 135 jährigen Reihe der jährlichen Gewittertage in Prag zeigt sich eine überdurchschnittliche Gewitterhäufigkeit in den Zeitabschnitten 1815 bis 1835, 1879 bis 1894 und 1905 bis 1920 und eine unterdurchschnittliche Gewitterhäufigkeit 1805 bis 1814, 1836 bis 1858, 1862 bis 1878 und 1892 bis 1904. In der Mehrzahl der Fälle ist die Gewitterhäufigkeit zur Zeit der Sonnenfleckenminima größer als zur Zeit der Maxima. Als Zusammenhang mit verschiedenen Stufen von Sonnenfleckenrelativzahlen zeigt sich das Maximum der jährlichen Anzahl von Gewittertagen bei kleinsten Sonnenfleckenrelativzahlen; Minima der Gewitterhäufigkeit treten bei kleinen und bei den größten Werten der Sonnenfleckenrelativzahlen auf. Dies scheint auf eine Doppelwelle der Gewitterhäufigkeit innerhalb einer Sonnenfleckenperiode hinzuweisen. *Steinhausser.*

B. Walter. Entstehung eines Blitzes durch fallende Hagelkörner? *Meteorol. ZS.* **55**, 304, 1938, Nr. 8. (Phys. Staatsinst. Hamburg.) Verf. berichtet über eine Beobachtung, die seine früher ausgesprochene Vermutung, daß die zur Entstehung eines Blitzes nötige elektrische Feldstärke in einer Gewitterwolke unter Umständen auch durch fallende Hagelkörner zustande kommen könnten, bestätigt. *Steinhausser.*

Heinz Lettau. Die erdmagnetische Anomalie bei Reudnitz und ihre geophysikalisch-geologische Deutung. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig Spezialarb. (2) **10**, 83—89, 1938.

P. Mildner. Magnetische Messungen im Gebiete der Schwarzenberger Anomalie. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig Spezialarb. (2) **10**, 105—123, 1938.

R. Lauterbach. Geomagnetische Untersuchungen an Lamprophyrgängen in der Lausitz. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig Spezialarb. (2) **10**, 90—104, 1938. *Dede.*

Robert Lauterbach. Geomagnetische Untersuchungen in Nord-west-Sachsen und Nordost-Thüringen. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig (2) 9, 323—368, 1938, Nr. 5; auch Diss. *Dele.*

P. H. Rose. Regionale magnetische Anisotropie der Ukraine und ihre Verbindung mit der Geotektonik. Wissensch. Kurzber. (russ.) 3, 123—134, 1937, Nr. 3. (Orig. russ.) Die streifenförmige Verteilung der regionalen magnetischen Anomalien der Ukraine ist für dieses Gebiet charakteristisch und nicht nur auf die wellenförmigen Erhebungen des ukrainischen Kristallmassivs, sondern auch auf die streifenförmig verteilten Magnetitanreicherungen des präkambrischen Fundaments zurückzuführen. Bei der Vergleichung der gravimetrischen mit der magnetischen Karte der Anomalien ergibt sich, daß alle Schwerkräftenanomalien mit Anomalien des Magnetismus verschiedener Intensitäten zusammenfallen, wobei die Maxima der Gravitationsanomalien gegenüber den Maxima der magnetischen Anomalien manchmal Verschiebungen erfahren. Das spricht dafür, daß die präkambrischen, kristallinen Formationen im allgemeinen zwar immer magnetisch sind, die Magnetiteinschlüsse jedoch ungleichmäßig verteilt. Die magnetischen Anomalien fallen dagegen nicht immer mit solchen von g zusammen, was ganz natürlich ist, da letztere eine bestimmte Tiefenverteilung schwerer und leichter Massen widerspiegeln, somit keinen lokalen Charakter haben, was aber bei den magnetischen oft der Fall ist. Letztere hängt dann oft mit dem Charakter der oberflächennaheliegenden Mineralien zusammen. Im Bereich intensiver magnetischer Anomalien gibt es oft gar keine gravimetrischen Punkte (z. B. im sogenannten Orechow-Pawlogradskischen magnetischen Anomaliestreifen). Erst eine viel detailliertere sowohl gravimetrische als magnetometrische Aufnahme, d. h. eine solche mit wesentlich verdichtetem Punktnetz (die größte bisher auf diesem Gebiet erreichte Dichte ist etwa 20 km) würden Rückschlüsse auf feinere Zusammenhänge gestatten. Immerhin geben die bisherigen Arbeiten ein gutes Bild des unterirdischen Reliefs der Präkambriumformationen und einige Ergänzungen des tektonischen Bildes der Ukraine ab. *Kraus.*

Edward Stenz. Remarques sur les observations de la composante verticale du magnétisme terrestre à Swider. Gerlands Beitr. 53, 368—370, 1938, Nr. 4. (Obs. Météorol. Kasprowy Wierch, Tatra.) Es wird nachgewiesen, daß die Beobachtungen der magnetischen Vertikalkomponente in Swider infolge einer Verdrehung des Koordinatensystems um 180° in dem Zeitraum 1921 bis 1935 nicht verwendbar sind. *Schmerwitz.*

Adolf Schmidt. Über die erdmagnetische Säkularvariation in Deutschland während der letzten Jahrzehnte. Gerlands Beitr. 53, 360—367, 1938, Nr. 4. (Gotha.) Die von Reich 1934 veröffentlichte Karte der Linien gleicher Säkularvariation für Deutschland entbehrt nach der Darstellung des Verf. einer sachlichen Bedeutung. Der Fehler ist in der unzulässigen linearen Interpolation zu suchen. Denn in dem Bereich 1901 bis 1931 wird der Verlauf der Änderung durch eine Kurve mit einem Minimum wiedergegeben. Außerdem ist dieser Verlauf an allen Stationen keineswegs gleichmäßig. Die korrigierte Kartendarstellung ist der ursprünglichen gegenübergestellt und zeigt ein vollkommen verändertes Bild der Verhältnisse. *Schmerwitz.*

J. G. Koenigsberger. Stabilität der magnetischen Thermoremanenz in Tongegenständen und Gesteinen bei Bestimmungen des magnetischen Erdfeldes in der Vergangenheit. Gerlands

Beitr. 53, 345—351, 1938, Nr. 4. (Freiburg i. B.) Der remanente Magnetismus bei gebrannten antiken Vasen ist bei niedrigem Curie-Punkt nicht sehr beständig, wie die vorliegende Untersuchung zeigt. Widersprüche in der rückwirkenden Inklinationsbestimmung für das Jahr 600 v. Chr. in den Angaben von Folgheraiter und Mercanton können auf eine Nichtbeachtung dieses Tatbestandes zurückgeführt werden. *Schmerwitz.*

Der magnetische Charakter des Jahres 1937. Der numerische magnetische Charakter der Tage 1937. Meteorol. ZS. 55, 335, 1938, Nr. 9.

G. van Dijk. Der magnetische Charakter der Jahre 1890—1905. Meteorol. ZS. 55, 302—304, 1938, Nr. 8. (De Bilt.) Auf Grund der Registrierungen von 11 bis 26 Observatorien wurden für die einzelnen Monate und Jahre von 1890 bis 1905 mittlere Charakterzahlen berechnet. Diese Zahlen wie auch für jeden Monat je fünf ruhige und gestörte Tage sind in Tabellen angegeben. *Steinhausser.*

Takesi Nagata. Magnetic anomalies around volcanic craters. Bull. Earthq. Res. Inst. 16, 288—299, 1938, Nr. 2. *Dede.*

Carl Störmer. Photographische Höhenmessungen und Spektren des großen Nordlichtes vom 25. bis 26. Januar 1938. Naturwissensch. 26, 633—638, 1938, Nr. 39. (Inst. f. theor. Astrophys. Blindern, Oslo.) Der zusammenfassende Bericht enthält die Messungen, die von Störmer und Mitarbeitern über die Höhe und das Spektrum des Nordlichtes vom 25. bis 26. Januar 1938 in Norwegen ausgeführt worden sind. Die Höhen wurden durch Basismessungen bestimmt. Die einzelnen Stationen lagen bis zu 173 km auseinander und standen während der Aufnahmen ständig telephonisch in Verbindung. Zur Messung wurden Kameras mit Objektiven von $F:2$ bis $F:1,25$ verwandt. Die Höhen der beobachteten Nordlichter liegen zwischen 78 und 700 km. Von diesen Nordlichtern sind einige Aufnahmen wiedergegeben. Sie bilden teils Draperien, teils kronenartige Gebilde. Von den Nordlichtern wurden außerdem zahlreiche Spektren aufgenommen. Sie zeigten die Linien 5577, 6300, 6550 und 4278 Å. In einer Karte sind die Ausdehnungen der Nordlichter eingetragen. (Vgl. diese Ber. 19, 2341. 1938.) *Frerichs.*

L. Vegard. Vorgänge und Zustände in der Nordlichtregion. Geofys. Publ. Oslo 12, Nr. 5, 23 S. In der ausführlichen zusammenfassenden Arbeit werden die Ergebnisse der Untersuchungen der letzten Jahre über die Vorgänge im Nordlicht zusammengestellt. Mehr als 80 der gemessenen Linien des Nordlichtspektrums können als Stickstoffanden gedeutet werden. Daneben treten die bekannten grünen und roten Sauerstofflinien des O I-Spektrums auf. Einige der übrigen Linien lassen sich als O II-Linien und andere als N II-Linien deuten. Für diese O II-Linien wird ein Termschema gegeben. Aus Beobachtungen der unteren und oberen Grenze des Nordlichtes geht hervor, daß die roten Linien des Sauerstoffs gegenüber den grünen sehr mit der Höhe zunehmen. Dagegen nimmt die Intensität der ersten positiven Gruppe des Stickstoffs mit steigender Höhe schnell ab. Da die roten Linien auf manchen Aufnahmen mehr als dreimal so stark sind, kann der Ausgangszustand 1D nicht nur über die grünen Nordlichtlinien von dem 1S -Zustand erregt werden, sondern muß unabhängig von diesem vom Grundzustand angeregt werden. Rote Nordlichter vom A-Typus (rote Sauerstofflinien) zeigen die Rotfärbung vorzugsweise am oberen Saum. Rote Nordlichter vom B-Typus (erste positive Gruppe) zeigen dagegen die Rotfärbung vorwiegend am unteren Saum.

da die erste positive Gruppe mit abnehmender Höhe zunimmt. Die Nordlichter vom *A*-Typus treten besonders in den Jahren großer Sonnenfleckenhelligkeit auf, sie hängen daher mit der Ozonkonzentration zusammen. Die *B*-Typen sind am stärksten in den Jahren der Sonnenfleckenminima. Aus Temperaturmessungen, die mit Hilfe der Intensitätsverteilung in den Rotationsbanden vorgenommen wurden, ergibt sich für 110 bis 150 km Höhe die Temperatur von -30 bis -40° C. Nach der Vegard'schen Theorie des Nordlichtes und der Sonnenkorona wird von der Sonne sowohl Elektronenstrahlung hoher Geschwindigkeit wie auch weiche Röntgenstrahlung emittiert.

Frerichs.

L. Vegard. Atomic lines in the auroral spectrum. *Nature* **142**, 670, 1938, Nr. 3597. (Phys. Inst. Oslo.) Verf. weist darauf hin, daß die Beobachtungen von Bernard im Observatorium zu Tromsø über das Auftreten von Linien atomaren Ursprungs im Nordlicht von ihm selbst und von zahlreichen Mitarbeitern bereits in den Jahren 1923 bis 1938 gemacht und veröffentlicht worden sind. Er weist ferner darauf hin, daß Stickstoff und Sauerstoff in verschiedenen Ionisationszuständen im Nordlicht vorhanden sind und daß infolge der besonderen physikalischen Bedingungen in der Nordlichtatmosphäre verbotene Übergänge im O I-, O II-, O III-, N I- und N II-Spektrum auftreten.

Frerichs.

L. Vegard. The variation of the relative intensity of the green and red lines in the auroral spectrum and its physical explanation. *Avh. Oslo* 1937, Nr. 3, 17 S., 1938. Die roten und grünen Sauerstofflinien im Spektrum des Nordlichts zeigen in den einzelnen Nordlichtern verschiedene Intensität. Verf. hat beobachtet, daß die Verstärkung der roten Linien parallel mit der Ozonbildung und der 11jährigen Periode der Sonnenflecken geht. Aus diesem Grunde wird für die Anregung der roten Linie ein Vorgang herangezogen, der mit der Ozonbildung verbunden ist. Diese Anregung wird versuchsweise durch eine Reaktion $N_2 + O_3 = N_2 + O_2 + O I(^1D_2)$ erklärt, durch die die rote Liniengruppe gegenüber den grünen Linien verstärkt würde. Die Beobachtung, daß die rote Linie in größeren Höhen intensiver als die grüne ist, wird durch den Einfluß des Druckes auf die verschieden langen Lebensdauern der Ausgangszustände 1D und 1S zurückgeführt.

Frerichs.

J. Gauzit. Probable dissociation of nitrogen molecules in the high atmosphere. *Nature* **142**, 572—573, 1938, Nr. 3595. (Obs. Lyon.) Nach Kaplan tritt im Nachleuchten des Stickstoffs die Linie 3471 \AA auf, die wahrscheinlich dem verbotenen Übergang $^2P - ^4S$ des N I-Atoms zuzuschreiben ist. Diese Linien wurden ebenfalls im Leuchten des Nachthimmels von Dufay und Gauzit gefunden und der Verf. bestätigt noch einmal durch Aufnahme mit größerer Dispersion die Anwesenheit dieser Linie im Leuchten des Nachthimmels. Die Linie wurde ebenfalls von Bernard gefunden. Bei Vegard und seinen Mitarbeitern fällt die Linie wahrscheinlich mit der Bande 3469 \AA zusammen. Dagegen gelang es noch nicht, die Linie 5206 \AA , die dem Übergang $^2D - ^4S$ entspricht, zu beobachten. Der Verf. beabsichtigt mit Hilfe von Spezialplatten diese Linien im Nachhimmelleuchten nachzuweisen und die Zugehörigkeit der ultravioletten Linie zum N I-Spektrum durch interferometrische Wellenlängenmessungen sicherzustellen.

Frerichs.

A. Severnyi. On the intensities of telluric bands of oxygen and nitrogen. *Journ. exp. theoret. Phys. (russ.)* **8**, 156—162, 1938, Nr. 2. (Orig. russ.) Nach zusammenfassender Darstellung der bisherigen Versuche der Tem-

peraturbestimmung von Himmelskörpern auf Grund der Intensitätsveränderungen der einzelnen Komponenten der Bandenspektren wird in eingehender Kritik festgestellt, daß und warum diese Methode, soweit es sich um Temperaturbestimmungen handelt, derzeit noch unverläßlich ist. Bei der anschließenden Untersuchung der Methode der Intensitätsbestimmung der α -Bande des molekularen, atmosphärischen Sauerstoffs wird die derzeitige Unmöglichkeit der absoluten Intensitätsbestimmung daran erwiesen, daß die Konturverbreiterung auf drei nicht trennbaren Faktoren beruht: 1. der molekularen Temperaturbewegung und der damit verbundenen Dopplerverbreiterung, 2. der auf der „natürlichen“ Dämpfung der Molekülschwingungen beruhenden „natürlichen“ Verbreiterung, und 3. der Stoßverbreiterung zufolge der Phasenveränderung der Molekülschwingung beim Zusammenstoß mit einem Nachbarmolekül. Eine große Rolle spielt hierbei die Tatsache, daß z. B. in der einem Druck von etwa 1 mm und einer Temperatur von $\sim 300^\circ$ K entsprechenden Höhe der Atmosphäre der Zeitraum τ^* zwischen zwei Molekülzusammenstößen bereits erheblich kleiner ist (nämlich $\sim 10^{-7} - 10^{-8}$ sec) als die Zeit des Verweilens der Moleküle im angeregten Vibrationszustand. Dann wird aber gezeigt, daß und wie eine relative Intensitätsberechnung auf Grund der Spektrophotogramme der Berechnungsmethode von Scholz (diese Ber. 14, 548, 1932) und der Tabellen von Jevons (Report on the Band Spectra, 1932, Cambridge) durchzuführen ist und die Resultate für 16 besonders charakteristische Übergänge gegeben. Diese spielen, wie Chapman entdeckte, bei Leuchterscheinungen am Nachthimmel eine große Rolle. Viel präziser sind die Vorgänge in den Stickstoffbanden des Polarlichtes zu erfassen, da es sich hier um eine mehr oder weniger begrenzte Atmosphärenschicht in bestimmter Höhe handelt (~ 100 km), die zuerst von Rosseland und Steenholdt diskutiert (s. diese Ber. 15, 1983, 1934), auf Grund unrichtiger, alter Meßwerte viel zu hohe Temperaturen ergaben. Verf. hat auf Grund von korrigierten Meßwerten die Berechnung der Temperatur nach den Rotationskomponenten wiederholt und 347° K erhalten, was die von Chapman (1937) ausgesprochene Behauptung von Besonderheiten der Anregung der Rotationsübergänge der N_2 -Moleküle in den höheren Atmosphärenschichten stützt. Kraus.

C. S. Beals. Evidence for complex structure in lines of interstellar sodium. *Astrophys. Journ.* 87, 568—572, 1938, Nr. 5. (*Astrophys. Obs.* Victoria, B. C.) In den engen *D*-Linien des Natriums in den Spektren ϵ Orionis, ζ Orionis und ρ Leonis wurde eine komplexe Struktur beobachtet. In jedem dieser Sterne zeigen die *D*-Linien eine ausgeprägte Ähnlichkeit mit den Strukturen der *H*- und *K*-Linien des Ca II-Spektrums. Diese Beobachtungen werden erklärt durch Absorption in einzelnen Wolken oder Kondensationsgebieten von interstellarer Materie zwischen dem Stern und dem Beobachter. *Frerichs.*

Jessie Rudnick. The relation of the brightness of the night sky to zenith distance. *Astrophys. Journ.* 87, 584—588, 1938, Nr. 5. (McDonald Obs.) Im Zusammenhang mit Untersuchungen schwacher Nebel ist es wichtig, das Licht des Nachthimmels und seine Abhängigkeit vom Zenit und von der Lage relativ zur Milchstraße und dem Zodiaklicht zu untersuchen. Die Intensitätsverteilung wurde mit einer Schmidt-Kamera $f:2$ im roten und blauen Spektralbereich photographisch-photometrisch durch Anschluß an Harvard-Standardsterne untersucht. Es gelang nicht, zeitliche Veränderungen des Nachthimmelleuchtens im Verlaufe einer Nacht festzustellen, im Gegensatz zu Beobachtungen von Ceriajev, Khostikov und Panschin. Die Intensität als Funktion des Zenitabstandes aufgetragen, zeigt keine systematische Abhängigkeit der Farbe von der Zenitdistanz, obwohl infolge der Lichtstreuung der Himmel am

Horizont roter erscheint. Es werden Kurven mitgeteilt, aus denen man die Intensität des Nachthimmellichtes in einer beliebigen Höhe bestimmen kann, wenn sie in einer anderen Höhe gemessen ist.

Frerichs.

Raymond Grandmontagne. Sur la couleur du ciel nocturne. C. R. 207, 275—277, 1938, Nr. 4. Die spektrale Verteilung des Nachthimmelleuchtens wurde photometrisch bestimmt. Zum Vergleich diente eine geeichte Lampe mit einer Fadentemperatur von 2100° K. Die spektrale Zerlegung erfolgte durch verschiedene Filter, die das Spektrum von 4000 bis oberhalb 9000 Å umfaßten. Die Messungen selbst wurden mit einer Photozellenanordnung gemacht. Im Ultrarot tritt eine sehr beträchtliche Emission im Nachthimmelleuchten auf, zwischen 6550 und 7000 Å liegt ein ausgeprägtes Minimum. Diese Verteilung ist unabhängig von der Gesamtintensität des Nachthimmelleuchtens. Schließlich weist der Verf. noch darauf hin, daß die benutzte Zelle bei 6200 Å ein Minimum und oberhalb 8000 Å geringe Empfindlichkeit besitzt.

Frerichs.

Raymond Grandmontagne. Variations annuelles de la lumière du ciel nocturne. C. R. 207, 321—323, 1938, Nr. 5. Die vorliegende Untersuchung enthält die Variationen der Intensität des Nachthimmelleuchtens im Wellenlängenbereich 5800 bis 9000 Å, der die stärkste Strahlung des Nachthimmels enthält. Die Messungen wurden 1937 bis 1938 mit dem registrierenden photoelektrischen Photometer im Observatorium zu Lyon gemacht. Die Strahlung weist ein Maximum im November auf, ein zweites kleineres Maximum liegt im März. Der Vergleich der Messungen des Verf. mit den visuell bestimmten Werten von Lord Rayleigh und Spencer Jones zeigt, daß die ausgeglichene Kurve dieser letzteren Messungen im allgemeinen recht gut mit den Mittelwerten der neuen Kurve übereinstimmt. In beiden tritt das Maximum im November deutlich hervor. Das zweite Maximum im März dagegen ist in den angeführten Messungen von Lord Rayleigh nicht nachzuweisen. Diese Unterschiede können auf die Unterschiede in den wirksamen Wellenlängenbereichen der visuellen und der photoelektrischen Methode zurückgeführt werden.

Frerichs.

Joseph Kaplan. Existence of the bands 2963, 2977 in night sky spectra. Nature 142, 395, 1938, Nr. 3591. (Dep. Astron. a. Phys. Univ. Calif., Los Angeles.) Aufnahmen des Nachthimmelleuchtens, die von Gauzit vor zwei Jahren gemacht wurden, zeigen bei 2963 und 2977 Å zwei Banden mit dem Intensitätsverhältnis 2 : 1. Da diese Banden im Gebiet der größten Sauerstoffabsorption liegen, folgt aus den Gauzitschen Beobachtungen, daß diese Banden in verhältnismäßig tiefen Schichten der Erdatmosphäre ihren Ursprung haben. Es ist dem Verf. gelungen, diese Banden im Nachtleuchten des Stickstoffes bei hohen Drucken mit dem gleichen Intensitätsverhältnis, wie es im Nachthimmelleuchten beobachtet worden ist, zu erhalten. In einer gewöhnlichen Entladung dagegen ist dies Verhältnis völlig anders, die Bande 2977 ist mindestens so intensiv wie die Bande 2963. Die Intensitätsverhältnisse werden an beigefügten Aufnahmen gezeigt.

Frerichs.

N. Wassmuth, V. Werzner, S. Tibilov et S. Freivert. Observation de l'intensité variante de la raie verte dans l'émission lumineuse du ciel nocturne. C. R. Moskau (N. S.) 19, 405—407, 1938, Nr. 5. (Inst. Opt. Leningrad.) Das Verhältnis der grünen Nordlichtlinie 5577,3 Å zu dem kontinuierlichen Licht des Nachthimmels wurde 1934 einerseits mit einem Monochromator andererseits mit einem von Rayleigh vorgeschlagenen Filter untersucht. Die Intensität wurde als Funktion der Nacht-

stunden bestimmt, jedoch war das Maximum damals nicht sicher festzulegen. Bei den neuen, ebenfalls im Elbrusgebirge ausgeführten Messungen wurde eine Graueilphotometeranordnung verwandt. Es gelang damit, das Maximum zu ungefähr 1 Uhr zu bestimmen. *Frerichs.*

J. Juilfs. Die kosmische Höhenstrahlung (Ultrastrahlung). Elektrot. ZS. 59, 1053—1058, 1938, Nr. 40. (Berlin.) Zusammenfassender Bericht.

P. M. S. Blackett. High altitude cosmic radiation. Nature 142, 692—693, 1938, Nr. 3598. Zusammenfassender Bericht. *Dede.*

Thomas H. Johnson. A note on the nature of the primary cosmic radiation. Phys. Rev. (2) 54, 385—387, 1938, Nr. 5. (Bartol Res. Found. Frankl. Inst., Swarthmore, Penns.) Verf. diskutiert folgendes Bild der Ultrastrahlung: In der Atmosphäre von Sternen soll irgendein Effekt vorkommen, durch welchen geladene Teilchen eines Vorzeichens mit großer Energie ausgesandt werden. Dann wird dieser Stern aufgeladen und stößt nun entgegengesetzt geladene Teilchen ab. Positronen und Elektronen bilden die primäre weiche Komponente, welche in der Nähe des fraglichen Sternes noch mit Photonen im Gleichgewicht ist. Letztere können aus dem Milchstraßensystem entfliehen, während die geladenen Teilchen durch ein galaktisches Magnetfeld darin zurückgehalten werden sollen. Deshalb können sie in der Nähe der Erde die Photonen an Zahl stark übertreffen. Die vom selben Stern abgestoßenen Protonen seien die primäre harte Komponente der Ultrastrahlung. Sie erzeugen in der Erdatmosphäre durchdringende Sekundäre. Dieses Bild trägt dem Ost-West-Effekt, dem Breiten-effekt in großen Höhen und der Forderung Rechnung, daß die Ultrastrahlung keine interstellaren Felder erzeugen soll. *Ehmert.*

W. F. G. Swann and W. E. Ramsey. Cosmic-ray electron showers in a mine 100 feet below sea level. Phys. Rev. (2) 54, 229—230, 1938, Nr. 3. (Franklin Inst., Swarthmore.) Vier Gruppen zu je vier nebeneinanderliegenden Zählrohren wurden übereinander angeordnet und dann Koinzidenzen registriert, an welchen jede Gruppe mit mindestens einem Zählrohr beteiligt war. Gleichzeitig wurde außerdem beobachtet, wie viele Zählrohre der beiden mittleren Gruppen dabei jeweils angesprochen hatten. Sowohl unter einem Steinblock in Meereshöhe als auch in einem etwa 30 m unter Tag gelegenen Stollen wurde übereinstimmend gefunden, daß an einer Koinzidenz im Mittel 1,6 Strahlen beteiligt sind. Nun wurde über die beiden mittleren Zählergruppen je eine 6 mm dicke Bleischicht gebracht. Daraufhin wurden in der unteren Gruppe 1,3mal so viele die Koinzidenzen begleitende weitere Strahlen gefunden als in der oberen Gruppe. Verf. schließen, daß die Teilchen der harten Komponente in der Materie Elektronen mit etwa 10^8 e-V auslösen. *Ehmert.*

T. H. Johnson. The cosmic-ray intensity at high elevations in northern latitudes. Phys. Rev. (2) 54, 151—152, 1938, Nr. 3. (Bartol Res. Found. Franklin Inst., Swarthmore.) In geomagnetischen Breiten von 56 und 69° wurden Aufstiege mit Radiosonden durchgeführt, welche die Koinzidenzen von zwei übereinander angeordneten Zählrohren übertrugen. Die Messungen reichen bis zu Drucken von 2 m Wassersäule. Die Kurven stimmen beide mit der von Pftizer überein, so daß also in diesen Höhen und Breiten kein Breiten-effekt mehr vorliegt. *Ehmert.*

E. J. Schremp. I. General theory of the earth's shadow effect of cosmic radiation. Phys. Rev. (2) 54, 153—157, 1938, Nr. 3. (Mass. Inst. Technol. Cambridge.) Die durch das Erdfeld verbotenen Richtungen für Ultra-

strahlungsteilchen können in zwei Gruppen eingeteilt werden. Solche, welche überhaupt von außen nicht erreicht werden können und solche, bei welchen magnetisch erlaubte Bahnen zuvor in die Erde eintauchen, so daß diese Richtungen im Erdschatten liegen. Dieser Effekt tritt besonders bei höheren Breiten in Erscheinung. Die Verhältnisse werden anschaulich besprochen. *Ehmert*

E. J. Schremp. II. The simple shadow cone of cosmic radiation. Phys. Rev. (2) **54**, 158—162, 1938, Nr. 3. (Mass. Inst. Technol. Cambridge.) Durch numerische Rechnungen mit dem Bush-Analysator wurde für alle Breiten und Teilchenenergien die Grenze der durch einfache Erdschattenwirkung (vgl. vorstehendes Ref.) verbotenen Richtungen bestimmt. *Ehmert*.

H. Euler. Die Erzeugung Hoffmannscher Stöße durch Multiplikation. ZS. f. Phys. **110**, 450—472, 1938, Nr. 7/8. Die Hoffmannschen Stöße lassen sich eindeutig in zwei Gruppen zerlegen. Die erste wird durch Kaskadenprozesse erzeugt, und in dieser Arbeit eingehend diskutiert. Die zweite wird sehr wahrscheinlich durch eine durchdringende Strahlung ausgelöst (siehe folgendes Referat). Die Stöße der ersten Gruppe kann man durch die Annahme beschreiben, daß sie durch zwei Gruppen von Elektronen ausgelöst werden: 1. Elektronen, die aus der durchdringenden Komponente in der Atmosphäre entstehen; sie geben den Hauptanteil von Elektronen in Meereshöhe und erzeugen Kaskadenstöße von weniger als etwa 1000 Teilchen. 2. Elektronen, die unmittelbar von Elektronen aus dem Weltenraum durch Kaskadenstöße in der Atmosphäre erzeugt und stark absorbiert werden, so daß sie in Meereshöhe gegenüber der ersten Gruppe nur dann hervortreten, wenn sie Energien von mehr als etwa 10^{11} e-V haben. Sie erzeugen Kaskadenstöße von mehr als etwa 1000 Teilchen. — Anhang: Berechnung der Schwankung der Teilchenzahlen in den Kaskadenschauern. Danach treffen die Annahmen von Bhabha und Heitler bzw. Furry nicht zu, wonach nur die letzte Generation bzw. alle Generationen gleichmäßig zur Gesamtschwankung beitragen. So rührt z. B. bei dünnen Schichten und hohen Energien die Gesamtschwankung nur von der Schwankung der ersten Generation allein her.

Meixner.

H. Euler. Über die durchdringende Komponente der kosmischen Strahlung und die von ihr erzeugten Hoffmannschen Stöße. ZS. f. Phys. **110**, 692—716, 1938, Nr. 11/12. (Inst. Theor. Phys. Leipzig.) Die zweite Gruppe der Hoffmannschen Stöße (siehe vorstehendes Referat) wird wahrscheinlich durch eine durchdringende Strahlung ausgelöst. Von dieser wird angenommen, daß sie aus schweren Elektronen (Yukawa-Teilchen) besteht. Letztere erzeugen beim Zerfall in der Atmosphäre Elektronen, die den Hauptteil der weichen Komponente der kosmischen Strahlung in Meereshöhe bilden. Aus dem empirischen Mischungsverhältnis 1 : 4 der weichen und der durchdringenden Komponente bestimmt sich die Zerfallszeit der durchdringenden Teilchen (schwere Elektronen) zu 1 bis $3 \cdot 10^{-6}$ sec in überraschender Übereinstimmung mit dem aus der Yukawaschen Theorie des β -Zerfalls berechneten Wert von etwa $0,5 \cdot 10^{-6}$ sec. Der Energieverlust durch Bremsung als Funktion des Impulses ergibt sich für die geladenen Teilchen (gemittelt über leichte und schwere Elektronen) in Übereinstimmung mit den Messungen von Blackett. Die Nicht-Kaskadenstöße müssen wohl durch explosionsartige Prozesse erklärt werden; die mittlere Energie der Sekundärteilchen ist 1 bis $3 \cdot 10^8$ e-V, falls sie vorwiegend schwere Elektronen sind. *Meixner.*

Darol K. Froman and J. C. Stearns. Altitude variation of the relative frequency of occurrence of pairs and larger cosmic-

ray showers. Phys. Rev. (2) **54**, 315, 1938, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Macdonald Coll. McGill Univ.; Univ. Denver.) Das Häufigkeitsverhältnis von Dreifach- und Vierfachkoinzidenzen, bei welchen Schauer mit mindestens zwei bzw. mindestens drei ionisierenden Teilchen registriert werden, ist nach den Messungen der Verf. in 4300 m Höhe erheblich größer als in Meereshöhe, wenn man nur dünne Streuschichten benutzt. Bei größerer Streukörperdicke wird das Verhältnis kleiner und von der Höhe unabhängig. Da nach der Kaskadentheorie die Erzeugung kleiner Schauer in dünnen Schichten für Photonen wahrscheinlicher ist als für Elektronen, wird aus den Versuchen geschlossen, daß das Verhältnis von Photonenzahl zu Elektronenzahl mit der Höhe stark zunimmt. *Ehmert.*

J. D. Crawshaw. An investigation of cosmic-ray showers produced under thirty metres of clay. Proc. Phys. Soc. **50**, 783—787, 1938, Nr. 5 (Nr. 281). Die Rossi-Kurve für Schauer großer Divergenzwinkel aus Blei zeigt in einem Tunnel unter 30 m Erde zunächst einen steilen Anstieg und bleibt dann nach etwa 1 cm Bleidicke konstant, während in Meereshöhe zunächst ein hohes Maximum erreicht wird, hinter welchem nach einem steilen Abfall die Schauerzahl bei Bleidicken größer als 10 cm nur sehr langsam abnimmt. Bei diesen größeren Bleidicken ist das Verhältnis der Schauerzahl in Meereshöhe zu der im Stollen etwa dasselbe wie das Verhältnis der vertikalen Teilchen in beiden Fällen. (Vgl. nachstehendes Ref.) *Ehmert.*

L. Jánossy. Investigation into the relation of shower frequency to general cosmic-ray intensity. Proc. Roy. Soc. London (A) **167**, 499—508, 1938, Nr. 931. Die Rossi-Kurven für Schauer aus Blei wurden in Meereshöhe und in einem Tunnel unter 30 m Erde je einmal für den frei bzw. 3 m unter der Tunneldecke aufgestellten Apparat und zum andernmal wenn sich unmittelbar über dem Blei ein 1 m dicker Stein befand, aufgenommen. Durch den Stein wurde in beiden Fällen das Maximum der Rossi-Kurve zu geringeren Bleidicken verschoben und erniedrigt. Letzteres wird weniger auf eine Absorption als auf eine andere geometrische Verteilung der erfaßten Elektronen zurückgeführt. Für kleine Bleidicken ist das Verhältnis der Schauerzahl in Meereshöhe zu der im Tunnel dasselbe wie das Verhältnis der vertikalen Teilchen. Bei größeren Bleidicken sind dagegen die Schauer im Tunnel verhältnismäßig häufiger. Dieser Effekt ist unter dem Stein noch größer. Damit finden gewisse Widersprüche in den Messungen anderer Autoren eine Erklärung. — Anm. d. Ref.: Ehmert hat die Tiefenabhängigkeit der Schauer im Bodensee nicht mit 5 cm Blei als Streukörper (wie Herr Jánossy annimmt), sondern mit 2,5 cm Eisen untersucht. Dagegen wurden nur Schauer mit geringer Strahlendivergenz registriert. *Ehmert.*

W. Bothe. Hard cosmic ray showers. Ind. Journ. Phys. **12**, 155—161, 1938, Nr. 3. (Heidelberg.) Zusammenfassender Vortrag. Die Schauer sind eine komplexe Erscheinung. Neben den bekannten weichen Schauern, welche aus vielen kaum 2 cm Blei durchdringenden Elektronen und Photonen großer Winkeldivergenz bestehen, konnte eine weitere Art von Schauern nachgewiesen werden. Diese bestehen aus wenigen eng gebündelten und durchdringenden Teilchen und werden von der harten Komponente der Ultrastrahlung erzeugt. Sie verursachen das zweite Maximum der Rossi-Kurve, und ihre Zahl ist etwa der Ordnungszahl Z des Streumaterials proportional. Einige wiedergegebene Nebelkammeraufnahmen bestätigen die Auffassung von den zweierlei Arten von Schauern. *Ehmert.*

D. Iwanenko and A. Sokolow. Some remarks on the equations of the theory of showers. C. R. Moskau (N. S.) **19**, 681—682, 1938, Nr. 9. (Siberian Phys. Techn. Inst. Tomsk.) Die Theorie der Kaskadenschauer stößt auf schwierige

Gleichungen, welche bis jetzt nur in Näherungen für physikalisch begründete Grenzfälle gelöst wurden. Durch eine geeignete Transformation können Verff. allgemeinere Lösungen finden, welche die bisherigen Lösungen enthalten und auch für geringe Teilchenenergien bei Berücksichtigung der Ionisationsverluste anwendbar sind. *Ehmert.*

C. G. Montgomery and D. D. Montgomery. The multiplicative theory of showers as applied to large bursts of cosmic-ray ionization. Phys. Rev. (2) **53**, 955—959, 1938, Nr. 12. (Bartol Res. Found. Franklin Inst., Swarthmore.) Verff. legen Rechnungen vor, auf Grund deren die Frage entschieden werden soll, ob die Multiplikationstheorie eine genügende Erklärung der Beobachtungen über große Schauer gibt oder ob andere Prozesse, z. B. wie sie von Heisenberg vorgeschlagen wurden, angenommen werden müssen. Die Ergebnisse lassen erkennen, daß man keinen Mechanismus voraussetzen braucht, bei dem viele Schauerteilchen in einem Elementarprozeß erzeugt werden, daß vielmehr die gewöhnlichen multiplikativen Prozesse zur Erklärung der großen Schauer ausreichen, wenn man nur die Schwankungserscheinungen richtig berücksichtigt. *Henneberg.*

Gleb Wataghin. Quantum theory and relativity. Nature **142**, 393—394, 1938, Nr. 3591. (Dep. Phys. Univ. São Paulo.) Verf. versucht, die Konvergenzschwierigkeiten der Quantentheorie zu lösen und die Explosionsschauer zu erklären, indem er annimmt, daß der Messung hoher Relativimpulse eine neue Grenze gesetzt ist. Er erörtert eine Algebra der Zustände und Observablen, die einer zusätzlichen Unbestimmtheit (herrührend von β -Strahlkräften, Neutrinos, Schauern) infolge der Zusammenstöße hoher Energie entspricht. *Henneberg.*

Gleb Wataghin. Sur l'indétermination dans l'espace des moments et l'origine des gerbes à explosion. C. R. **207**, 358—360, 1938, Nr. 6. Verf. geht von seiner früher entwickelten Vorstellung aus (vgl. vorstehendes Ref.), daß es eine Unbestimmtheit im Impulsraum gibt, die von der durch die Kräfte der β -Strahlung bedingten Begrenzung der Impulsmessung herrührt. Durch einen hier näher diskutierten Operatorkalkül kann diese Vorstellung mathematisch beschrieben werden. Sie wird auf die theoretische Erklärung der beim Zusammenstoß zweier Teilchen entstehenden Garben sekundärer Teilchen angewendet. *Henneberg.*

W. M. Nielsen and K. Z. Morgan. The absorption of the penetrating component of the cosmic radiation. Phys. Rev. (2) **54**, 245—248, 1938, Nr. 4. (Duke Univ. Durham, N. Carol.; Lenoir-Rhyne Coll. Hickory, N. Carol.) In etwa 800 m ü. d. M. im Freien und in einer Höhle, über der sich Gestein von etwa 60 m Wasseräquivalent befindet, wird die örtliche Absorption der vertikalen Strahlung gemessen, indem bis zu 560 g Blei/cm² zwischen die übereinander angeordneten Zählrohre einer Koinzidenzanlage gebracht werden. In beiden Fällen wird eine weiche Strahlung gefunden, welche durch 20 g Blei/cm² auf die Hälfte reduziert wird und deren Anteil an der Gesamtintensität im Freien 30 %, in der Höhle 25 % beträgt. Für den verbleibenden harten Anteil ergibt sich im Freien ein größerer Absorptionskoeffizient ($\mu = 0,0004 \text{ cm}^2/\text{g}$ gegenüber $0,0002 \text{ cm}^2/\text{g}$). Verf. schließen, daß die harte Komponente energiereiche Sekundärstrahlen auslösen kann und mit diesen schon in Meereshöhe im Freien im Gleichgewicht ist. *Ehmert.*

R. Serber. Transition effects of cosmic rays in the atmosphere. Phys. Rev. (2) **54**, 317—320, 1938, Nr. 5. (Univ. Calif., Berkeley.) Die Kaskadentheorie für die Absorption der weichen Komponente wird mathematisch verfeinert.

Das Ergebnis wird mit den Messungen von Millikan und Neher, von Pfozter und von Carmichael und Dymond verglichen. Die Lage des Maximums der Intensitätskurve ergibt sich jetzt aus den Rechnungen richtig. Hinter größeren Atmosphärenschichten nimmt die berechnete Intensität der Kaskadenkomponente rascher ab als die beobachtete Intensität. Dies wird auf den Einfluß der harten Komponente zurückgeführt. *Ehmerl.*

Ig. Tamm. The transmutations of the cosmic ray electrons and the nuclear forces. Phys. Rev. (2) 53, 1016—1017, 1938, Nr. 12. (Phys. Inst. Acad. Sc. USSR., Moskau.) Verf. geht auf die aus einigen Beobachtungen gefolgerten Umwandlungen von schweren in gewöhnliche Elektronen ein; die Theorien von Jauncey (diese Ber. 19, 1041, 1938), Bhabha (diese Ber. 19, 1383, 1938) und Yukawa werden dabei als unhaltbar außer acht gelassen. Nach Verf. sind die schweren Elektronen stabil bei Abwesenheit von Atomkernen, während die Umwandlung durch eine nichtelektromagnetische Wechselwirkung kurzer Reichweite zwischen einem Elektron und Neutron oder Proton zustande kommt (vgl. auch Zwicky, diese Ber. 19, 1701, 1938). Es werden die mathematischen Ansätze für eine derartige Theorie gegeben und die Ergebnisse erörtert. *Henneberg.*

B. Gross. Zur Deutung der Absorptionskurve der kosmischen Strahlung. Gerlands Beitr. 53, 394, 1938, Nr. 4. Berichtigung. (Siehe diese Ber. 19, 1973, 1938.) *Dede.*

W. F. G. Swann. The hard and soft component of cosmic radiation in terms of a common primary background. Phys. Rev. (2) 54, 307, 1938, Nr. 4. (Bartol Res. Found. Swartzmore, Penn.) Es wird eine Primärkomponente aus geladenen, aber nicht elektronengleichen Teilchen mit dem Energiespektrum $F(E) = A/E^p$ (A und p sind Konstanten) vorausgesetzt, welche durch „Ereignisse“ wie Zusammenstöße Sekundärstrahlen auslösen soll, deren mittlere Energie ϵ als von der Primärenergie unabhängig angenommen wird, wie auch die Wahrscheinlichkeit β dieser „Ereignisse“. Aus der Rechnung ergibt sich die Gesamtteilchenzahl in Form einer Reihe, deren erste Glieder die Intensität in großen Höhen bestimmen und einem großen Breiteneffekt unterliegen. Die höheren Glieder bestimmen die Intensität hinter großen Absorberschichten und unterliegen einem immer geringeren und schließlich verschwindenden Breiteneffekt. Für genügend großen Absorber x wird der Absorptionskoeffizient $\mu = (p-1)/x$. Die berechneten Absorptionskurven sollen für $\beta = 4/m$ Wasser, $\epsilon = 6 \cdot 10^9$ e-V und $p = 3$ mit den in verschiedenen Breiten gemessenen Absorptionskurven gut übereinstimmen. Eine ausführliche Darstellung ist angekündigt. *Ehmerl.*

Marcel Schein and Volney C. Wilson. Evidence for the production of penetrating secondary cosmic-ray particles in the atmosphere. Phys. Rev. (2) 54, 304—305, 1938, Nr. 4. (Ryerson Phys. Lab. Univ. Chicago, Ill.) Im Flugzeug wurden bis zu 8000 m Höhe die Koinzidenzen einer Anlage von vier übereinanderliegenden Zählrohren verglichen, wenn sich A zwischen den Rohren 12,2 cm Blei, und kein Blei über den Rohren, und B zwischen den Rohren 10 cm Blei und über den Rohren 2,2 cm Blei befand. Das Verhältnis der Koinzidenzzahlen B/A ist bis zu 6000 m Höhe etwa 1 und steigt dann bis zu 2,1 an. Daraus wird geschlossen, daß die weiche Komponente durchdringende Teilchen erzeugt. *Ehmerl.*

H. Snyder. Transition effects of cosmic rays in the atmosphere. Phys. Rev. (2) 53, 960—965, 1938, Nr. 12. (Univ. Calif., Berkeley.) Verf. gibt eine verbesserte Behandlung der Multiplikation und Absorption der Höhenstrahlelek-

tronen und γ -Strahlen der Atmosphäre. Nachdem der Grundvorgang der Kaskadentheorie der Schauer dargelegt und die Diffusionsgleichungen aufgestellt sind, werden diese ohne Näherungsmethoden gelöst. Es ergibt sich ein Ausdruck für die wahrscheinlichste Zahl geladener Teilchen. Das Abschneideverfahren von Bhabha und Heitler (diese Ber. 19, 478, 1938) bei der Abschätzung der Ionisationsverluste ist, wie Verf. zeigt, einwandfrei brauchbar. Ein Vergleich mit den Rechnungen von Carlson und Oppenheimer (diese Ber. 19, 1380, 1938) zeigt geringe Unterschiede für den oberen Teil der Atmosphäre, eine Abweichung von etwa 40 % auf dem Niveau des Meeresspiegels. *Henneberg.*

R. M. Langer. Mass of cosmic-ray particles. Phys. Rev. (2) 54, 237, 1938, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Calif. Inst. Technol.) Mit Feldern in Nebelkammern, die Teilchenimpulse bis zu 10^5 Gauß-cm zu messen gestatten, können Teilchenmassen bis zur 200fachen Elektronenmasse gut bestimmt werden. Für leichtere Teilchen sind andere Methoden vorteilhafter. — Das zweite Maximum der Rossi-Kurve könne am besten auf Teilchen der dreifachen Elektronenmasse zurückgeführt werden. *Ehmert.*

F. L. Arnot. Heavy electrons and β -decay. Phys. Rev. (2) 53, 1018—1019, 1938, Nr. 12. (Univ. St. Andrews, Scotl.) Ein aus einem Elektron und einem masselosen Neutrino bestehendes schweres Elektron der Masse $137m$ wäre äußerst instabil, nicht dagegen eines, das aus einem Elektron und einem „schweren Neutrino“ der Masse $136m$ und dem Spin $1/2$ zusammengesetzt ist. Verf. zeigt hier, daß seine Geschwindigkeit in der Höhenstrahlung groß genug ist, um tatsächlich eine so große Dissoziationszeit zu verbürgen, daß es beobachtbar ist. Schließlich wird die Entstehung eines schweren Elektrons aus einer Umwandlung Neutron \rightarrow Proton unter Mitwirkung des „Untergrundes“ neutraler Teilchen gedeutet. *Henneberg.*

L. W. Nordheim and G. Nordheim. On the production of heavy electrons. Phys. Rev. (2) 54, 254—265, 1938, Nr. 4. (Duke Univ. Durham, N. Carol.) Verff. führen die Analogie zwischen der „Barytronen“-Theorie der Kernkräfte und der Theorie des elektromagnetischen Feldes, über die von Nordheim und Teller bereits berichtet wurde (vgl. diese Ber. 19, 2346, 1938), näher aus. Besondere Schwierigkeiten der Theorie ergeben sich aus der kurzen Lebensdauer der Barytronen (schweren Elektronen), die aus dem mit Strahlung verbundenen β -Zerfall zu 10^{-8} sec geschätzt werden kann und eine einfache Beschreibung der Barytronenerzeugung wie in der Strahlungstheorie unmöglich macht. Dieses Versagen deutet nur darauf hin, daß Störungsrechnungen hier nicht anwendbar sind, zerstört aber nicht den Zusammenhang zwischen Kernkräften und kosmischer Strahlung. *Henneberg.*

S. Szezeniowski and St. Ziemecki. Residual currents and deep water measurements of cosmic rays. Acta Phys. Polon. 7, 59—67, 1938, Nr. 1. (Inst. theoret. Phys. Univ. Wilno and Phys. Lab. Main School Agric. Warschau.) In einem 400 m unter Tag gelegenen Salzstollen untersuchten Verff. die Druck- und Spannungsabhängigkeit des Reststromes zweier 0,9-Liter-Ionisationskammern bis zu Drucken von 35 at bei Luft- und bei Argonfüllung. Mit Argon wurde bei Drucken unter 25 at eine Stromumkehr beobachtet, d. h. positive Ladung fließt zur Anode. Bei Luftfüllung trat diese Umkehr bei 1 at auf. Zur Erklärung wird die Hypothese aufgestellt, daß von der Kammerwand positiv geladene Teilchen emittiert werden. Ferner wurden große zeitliche Schwankungen des bis zu 10^{-15} Amp. betragenden Reststromes beobachtet. Die möglichen Einflüsse solcher

Effekte auf Messungen anderer Autoren werden diskutiert. (Vgl. nachstehendes Referat.)

Ehmeri.

S. Szezeniowski und St. Ziemecki. Fluctuations of residual ionization current at great depths. *Phys. Rev.* (2) **54**, 233, 1938, Nr. 3. (Inst. theoret. Phys. Univ. Wilno; Phys. Lab. Main School Agric. Warschau.) Clay und Corlin fanden in großen Tiefen mit Ionisationskammern einen anderen Verlauf der Absorptionskurve, als ihn neuere Messungen mit Zählrohren lieferten. Verf. glauben diese Unstimmigkeiten auf Schwankungen der Restionisation der Kammern zurückführen zu können, da sie bei der Bestimmung der Restionisation ihrer Kammer in einem Salzstollen unter 900 m Wasseräquivalent entsprechende Schwankungen des Reststromes feststellten.

Ehmeri.

S. Szezeniowski, S. Ziemecki and K. Narkiewicz-Jodko. Specific ionization of gases by soft cosmic rays, residual currents and deep water measurements. *Nature* **142**, 208, 1938, Nr. 3587. (Inst. Theoret. Phys. Univ. Wilno; Phys. Lab. Main School Agric. Warschau.) Vgl. die vorstehenden Referate.

Ehmeri.

Håkon Mosby. Svalbard waters. *Geofys. Publ. Oslo* **12**, Nr. 4, 85 S. *Dede.*

Walter Hansen. Amplitudenverhältnis und Phasenunterschied der harmonischen Konstanten in der Nordsee. *Ann. d. Hydrogr.* **66**, 429–443, 1938, Nr. 9. (Marineobs. Wilhelmshaven.) Es wird eine ausführliche Ableitung der hydrodynamischen Grundgleichungen und ihrer Lösungen vorgelegt. Die Gezeitenschwingungen in einem mit dem offenen Ozean in Verbindung stehendem Meer sind durch die an dem Randgebiet ein- und ausströmenden Wassermassen festgelegt. Nur wenn die Winkelgeschwindigkeiten einer Tide mit der einer Eigenschwingung zusammenfällt, können Resonanzerscheinungen, also besonders große Amplituden auftreten. Für Tiden, deren Perioden nur sehr wenig voneinander verschieden sind, wird berechnet und an dem Beispiel der Nordsee geprüft, wie Amplitudenverhältnis und Phasenunterschied der Teiltiden verlaufen. Das Beobachtungsmaterial ist in dieser Hinsicht vielseitig ausgewertet und in einer Reihe von graphischen und Kartendarstellungen zusammengefaßt worden.

Schmerwitz.

George F. Mc Ewen. Modern dynamical oceanography: An achievement of applications to ocean observations of principles of mechanics and heat. *Proc. Amer. Phil. Soc.* **79**, 145–166, 1938, Nr. 2. Nach einem historischen Überblick werden allgemeine Probleme der dynamischen Ozeanographie erörtert. Es werden dabei unterschieden: Beobachtungsergebnisse, theoretische Untersuchungen, hydrodynamische Versuche im Laboratorium. Es werden nacheinander behandelt: Kräfte der Meereszirkulation, die Bjerknes'sche Zirkulationstheorie, innere Reibung und Turbulenz, die Ekman'sche Theorie der Meereszirkulation, Berechnung der Geschwindigkeit der Meeresströme auf Grund der Temperaturverteilung.

Hänsch.

J. W. Sandström. Geophysische Untersuchungen im Nordatlantischen Meer. VII. Mitteilung. *Gerlands Beitr.* **53**, 354–359, 1938, Nr. 4. (Stockholm.) Mit Rücksicht auf die große Bedeutung, die der Golfstrom für die Temperaturverhältnisse und für das Wetter von ganz Europa hat, regt der Verf. eine internationale Untersuchung dieses Stromes an. Auf Erkundungsfahrten hat er die Erfahrung gemacht, daß die Temperaturverhältnisse des Golfstromwassers sich in ganz kurzen Zeiten oft bemerkenswert ändern. Zur Untersuchung dieser Veränderungen schlägt er vor, daß ein Beobachtungsschiff am selben Ort längere

Zeit hindurch Messungen in derselben Vertikalen macht und daß andererseits zwei Schiffe hintereinander in einem bestimmten Zeitabstand Schnitte durch den Golfstrom vermessen. Durch beständige Vermessungen eines im Golfstrom treibenden großen Schwimmkörpers soll die Wasserversetzung kontrolliert werden. Viermal im Jahr sollen möglichst gleichzeitig Schnitte durch den Golfstrom bei Amerika, bei Norwegen und bei Spitzbergen regelmäßig vermessen werden. Von solchen Untersuchungen erhofft sich der Verf. wesentliche Vorteile für eine langfristige Voraussage des Wetters in Europa. *Steinhauser.*

A. Defant. Aufbau und Zirkulation des Atlantischen Ozeans. Sitzungsber. Preuß. Akad. 1938, S. 145—171, Nr. 13/18. (Inst. Meereskde. Berlin.) Zusammenfassend wird über die ozeanographischen Ergebnisse der deutschen atlantischen Expedition mit dem Vermessungsschiff Meteor während der Jahre 1925 bis 1927 berichtet. Es ergibt sich entsprechend der Atmosphäre auch in der Hydrosphäre eine Troposphäre und Stratosphäre, d. h. eine salzreiche und stärker turbulente Warmwasserschicht und eine Kaltwasserschicht mit geringen vertikalen und horizontalen Temperaturgradienten bei geringem Salzgehalt und schwacher Wasserversetzung. Dazwischen liegt eine Grenzschicht. An den Polen reicht die Stratosphäre bis zur Oberfläche. Dadurch treten die beiden Hauptwasserarten des Weltmeeres mit ihren verschiedenen Ursprungsorten deutlich hervor: Warmwasserart der Tropen und Subtropen, Kaltwasserart der subpolaren und polaren Zonen. In beiden Wasserarten tritt eine getrennte Zirkulation auf. Die troposphärischen und stratosphärischen Zirkulationen werden nacheinander besprochen. Eingegangen wird auf Salzgehalt, Temperatur, Gradienten in der horizontalen und vertikalen Richtung, Dichte, Strömung, Turbulenz, Sauerstoffgehalt usw. Verschiedene Karten veranschaulichen die Ergebnisse. *Hänsch.*

H. R. Seiwel. Über die ganz- und halbtägige Mondkomponente der internen Wellen im Westlichen Nordatlantischen Ozean. Ann. d. Hydrogr. 66, 485—487, 1938, Nr. 10. (Woods Hole, Mass.) Aus zwei Serien von zusammenhängenden Temperaturbeobachtungen während der Atlantisexpedition bis zu Tiefen von 1200 bis 1300 m werden durch harmonische Analyse die 24- und 12stündige Mondkomponente bestimmt. Die Ergebnisse deuten auf eine zeitliche Veränderung der senkrechten Verteilung der Amplitude und Phase hin. Im übrigen werden die Ergebnisse besprochen. *Hänsch.*

K. Kalle und H. Wattenberg. Über den Kupfergehalt des Ozeanwassers. Naturwissensch. 26, 630—631, 1938, Nr. 38. (Dt. Seewarte, Hamburg; Inst. f. Meereskde, Kiel.)

Edith A. T. Nicol. The brackish-water lochs of Orkney. Proc. Roy. Soc. Edinburgh 58, 181—191, 1938, Nr. 2. (Dep. Nat. Hist. Univ. St. Andrews.)

Otto Meißner. Über die Extremwasserstände einiger Ostseestationen in den Jahren 1902 bis 1935. Ann. d. Hydrogr. 66, 487—500, 1938, Nr. 10. *Dede.*

Alfred Jatho. Entwurf einer begleitenden Wellenzerlegung und deren Anwendung auf die periodischen Vorgänge in der Sonnen- und Erdatmosphäre. I. u. II. Ann. d. Hydrogr. 66, 392—404, 443—452, 1938, Nr. 8 u. 9. Berichtigung ebenda S. 596, Nr. 12. (Buenos Aires.) Teil I: Durch wiederholte Anwendung von fortlaufend übergreifenden Summenbildungen werden neue Reihen ihrer Mittelwerte gebildet; die Abweichungen der ursprünglichen Reihen von den Summenreihen stellen Abweichungswellen dar und durch Anwendung von Differenzenoperatoren werden ent-

sprechend 1., 2., . . . k-te Differenzenreihen abgeleitet. Durch ein in der Arbeit dargelegtes Verfahren der wiederholten Anwendungen der Summen-, Abweichungs- oder Differenzenoperatoren auf eine Reihe von Beobachtungsdaten lassen sich die Teilwellen der Reihe absondern. Die Methode ist auf zusammengesetzte Sinuswellen oder sinoide Wellen anwendbar und läßt auch eine Veränderlichkeit der Perioden und der Amplituden zu. Es wird die Anwendung der Methode zur progressiven Analyse, die in der Zerlegung des zusammengesetzten Wellenzuges von der Ableitung der Welle kleinster Periode ausgeht und zu längeren Perioden fortschreitet, und zur regressiven Analyse, die den umgekehrten Weg einschlägt, allgemein entwickelt. — Teil II: Die im ersten Teil entwickelte Analysenmethode wird auf die durch Monatsmittel gegebenen Reihen der Relativzahlen der Sonnenflecken (1881 bis 1934), der Sonnenstrahlung (1920 bis 1932), der täglichen Amplitude der magnetischen Deklination in Pilar (1905 bis 1934) und des Luftdruckes an 52 über die ganze Erde verteilten Stationen (1891 bis 1930) angewendet. In allen Reihen wurden dreierlei Wellen von 4,8, 7,2 und 12,0 Monaten festgestellt. Die mittleren Amplituden der drei Wellen betragen bei den Sonnenfleckenrelativzahlen 6,7, 5,9 bzw. 7,3 Einheiten, bei der Sonnenstrahlung 0,0026, 0,0024 bzw. 0,0040 cal/cm² min und bei der Deklination 0,39, 0,41 bzw. 0,48 Bogenminuten. Die mittleren Amplituden der Luftdruckwellen stehen durchschnittlich in der Beziehung $w_{(5)} = w_{(12)} = 1\frac{1}{4} w_{(7)}$. Sie nehmen vom Äquator gegen den Pol hin zu [$w_{(7)}$ von 0,18 auf 1,8 mm], sind am größten in dem nordatlantischen Aktionszentrum, an den Ostküsten der Kontinente sind sie in mittleren Breiten ungefähr doppelt so groß wie an den Westküsten. Aus der Gleichheit der Perioden der Wellen und aus ihrem Parallelismus in den untersuchten Beobachtungsreihen schließt der Verf. auf eine gemeinsame Ursache, die er in den Umläufen der Planeten um die Sonne sehen will. *Steinhausser.*

Robert Bourgois. L'exploration quotidienne de l'atmosphère par les radiosondages. Son développement sur terre et sur mer. C. R. 207. 611—613, 1938, Nr. 15. Bericht über die ersten Ergebnisse regelmäßiger täglicher Radiosondierungen seit dem 1. Januar 1938 in Trappes bei Paris und auf einer Schiffsstation auf dem Atlantik, 1800 km westlich der Azoren. Von den bisherigen 181 (79) Aufstiegen in Trappes (auf dem Atlantik) haben 163 (75) mehr als 10, 94 (66) mehr als 15 und 30 (11) mehr als 20 km Höhe erreicht. Die Stratosphären-grenze schwankt hierbei in Paris zwischen 7,2 und 14,6 km Höhe, die Temperaturen an dieser Grenze zwischen —38 und —73° C. Auf dem Atlantik schwankt die Stratosphären-grenze der südlicheren Lage der Station entsprechend zwischen 11 und 15 km Höhe, die Temperatur zwischen —51 und —68° C. *H. Israël.*

Martin Röttschke. Untersuchungen über die Meteorologie der Staubatmosphäre. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig (2) 11, 1—78, 1938, Nr. 1; auch Diss. Im Gegensatz zu den bisher meist bioklimatisch oder hygienisch orientierten Arbeiten über den Staubgehalt der Atmosphäre stellt der Verf. rein meteorologische Gesichtspunkte in den Vordergrund: Staub als Bestandteil der Atmosphäre in Wechselbeziehung zu den verschiedenen meteorologischen Bedingungen. Als Meßort ist deshalb ein Platz in möglichster Stadt- und Industrierferne (Collm-Observatorium) gewählt. Meßgerät ist das Zeiss-Konimeter. Meß- und Auswertungsverfahren sind kurz beschrieben. Der Tagesgang des Staubgehaltes an Strahlungstagen zeigt ein starkes nächtliches Maximum (Gipfel kurz nach Sonnenaufgang) und ein breites Minimum während der Tagesstunden; er ist befriedigend als Folge des Austauschgeschehens zu erklären: Verfrachtung der Partikelchen durch die nach Sonnenaufgang einsetzenden Konvektionsströme nach oben; abends und nachts Rückkehr der Teilchen nach Abkühlung durch Ausstrahlung in Boden-

nähe infolge von „Kälte- oder Rückkehrkonvektion“. Die herabsinkenden Teilchen sind mit für die Temperaturabnahme am Erdboden verantwortlich. Durch den nächtlichen Hangwind wird der Anstieg des Staubgehaltes merklich abgebremst: Ersatz der abfließenden Kaltluft durch wärmere und reinere Luft bei gleichzeitiger starker Vermehrung des Staubgehaltes in den Kaltluftseen der Täler. Ein Vergleich mit dem Tagesgang des Staubgehaltes in englischen Industriestädten zeigt den dortigen lokalen Ursachen entsprechend gänzlich anderen Verlauf: Nächtliches Minimum und mehrere tägliche Maxima zu den Hauptfeuerungsperioden. Die Zusammenhänge des Staubgehaltes mit Sicht, Wind, Nebel, Luftkörper und Luftkörperwechsel, Regen und Böen werden an Einzelbeispielen diskutiert. Bemerkenswert ist die Feststellung hohen Staubgehaltes in Nebel und geringen Staubgehaltes in einer tiefhängenden Wolke bei gleichzeitiger starker Anreicherung unmittelbar unterhalb derselben. Zum Schluß sind verschiedene Meßserien über die Staubverteilung vor, in und hinter einem Waldbestand mitgeteilt. *H. Israëll.*

Kiugora Kitagawa. Sur la turbulence du courant d'air. Proc. Phys.-Math. Soc. Japan (3) 20, 586—589, 1938, Nr. 7. (Lab. Phys. École Supér. d'Agric. Mié, Tu.) Verf. behandelt das Problem der Zerstreuung durch Turbulenz der Luft als in vollständiger Analogie zur Zerstreuung beim Abfluß unterirdischen Wassers stehend. Ausgehend von seinen Gleichungen für die Zerstreuung beim unterirdischen Abfluß und mit Berücksichtigung der von Luntz und Japy angegebenen Formel für die Verteilung der Temperatur und Wärme zufolge der turbulenten Konvektion der Luft berechnet er die Temperaturverteilung für den Fall einer punktförmigen und für den Fall einer linearen Wärmequelle. Die Größe der Zerstreuung durch die turbulente Konvektion der Luft ist proportional dem durchströmten Weg. *Steinhausser.*

Friedrich Fuchs und Ernst Langer. UVE-Studien auf Island. Gerlands Beitr. 53, 306—315, 1938, Nr. 4. (Geophys. Inst. D. Univ. Prag.) Von Ende Mai bis Ende Juni 1937 wurden an der Nordküste Islands bzw. auf der Insel Grimsey am Polarkreis UVE-Messungen mit UV-Dosimetern ausgeführt, welche mit den neuen Quarzteströhrchen der I. G. Farben ausgerüstet waren. Es wurden mittlere Tagesgänge der gesamten UVE-Strahlung und der UVE-Himmels- bzw. Sonnenstrahlung gewonnen. Die Tagesverläufe bei klarer Sonne und auch bei stärkster Bewölkung zeigen, daß die UVE-Strahlung auf Island noch bei niedrigeren Sonnenhöhen als in unseren Breiten meßbare Intensitäten aufweist. Bei gleichen Sonnenhöhen ist die UVE-Strahlung auf Island bis um 53 % stärker als in Prag. Der Anteil der Himmelsstrahlung an der gesamten UVE-Strahlung ist insbesondere bei Bewölkung mit dünnen Cirren außerordentlich groß. Mit dem Mehrrohrdosimeter wurden einige wenige Messungen der vom Meer reflektierten UVE-Strahlung ausgeführt, die einen Anteil der reflektierten Strahlung von 20 % an der gesamten UVE-Strahlung ergaben. (Übersicht d. Verf.) *Dede.*

H. Arakawa. Der Austausch in horizontaler und vertikaler Richtung im Licht der Wurfbewegungsprobleme. Gerlands Beitr. 53, 273—276, 1938, Nr. 4. (Tokyo.) Die Bewegung eines kleinen Luftkörpers im Schwerfeld der Erde wird berechnet. Mit Hilfe des Wurfbewegungsproblems wird gezeigt, daß 1. in horizontaler Richtung die seitliche Vermischung natürlich wesentlich wirksamer sein wird als in vertikaler. 2. Je kleiner die Temperaturabnahme mit der Höhe in der Atmosphäre ist, desto größer wird die seitliche Vermischung und desto kleiner wird die Vermischung in vertikaler Richtung. 3. In labilen Luftmassen beschränken sich die Störungen auf schmale Gebiete wie Fronten und Schauer. 4. Ist die Luft feuchtlabil geschichtet, so genügt die Steighöhe der Wurfbahn, um einen Umsturz zu bewirken. (Übersicht d. Verf.) *Dede.*

Alfons Schröder. Untersuchungen über die Windstruktur und den Bau der Windmeßgeräte. ZS. f. Geophys. 14, 198—218, 1938, Nr. 5/6. (Geophys. Inst. Göttingen.) Das verwendete Windmeßinstrument bestand aus einer Sogdüse, von der eine 23 m lange Schlauchleitung von 6 mm Weite zur Druckdose führte. Die Registrierung erfolgte optisch. Zur Beseitigung der Schlauchschwingungen wurden vor der Druckdose zwei Kolben und dazwischen eine Kapillare eingeschaltet. Mit dieser Anordnung wird jede Schwingung von 0 bis 14 sec^{-1} mit wahrer Amplitude wiedergegeben. Aus den gewonnenen Windregistrierungen wurden Häufigkeitsverteilungen der halben Periodenlängen in Abhängigkeit von der Amplitude und Häufigkeitsverteilungen der Windstöße in Abhängigkeit von Anstiegszeit und Amplituden zur Beurteilung der Eigenschaften, die ein Windmeßgerät zur genauen Wiedergabe der Windgeschwindigkeiten haben muß, ausgezählt. Dabei wurden die Grundgeschwindigkeiten unberücksichtigt gelassen. Bei kleinen Amplituden sind kleine Perioden am häufigsten, bei größeren Amplituden sind die Perioden größer. Bei Amplituden zwischen 2 und 4 m/sec kommen nur halbe Perioden größer als 1 sec vor, bei Amplituden zwischen 6 und 8 m/sec nur solche größer als 5 sec vor. Lange Perioden treten im Verhältnis zu den kürzeren sehr selten auf. Das Häufigkeitsmaximum lag bei Amplituden zwischen 0 und 2 m mit 2400 bei halben Perioden von 0 bis 1 sec, bei Amplituden zwischen 6 und 8 m aber mit nur 60 Fällen bei 14 bis 16 sec. Windstöße mit Amplituden zwischen 2 und 4 m/sec erreichten ihr Maximum erst nach 0,2 sec, solche mit Amplituden zwischen 6 und 8 m/sec erst nach 0,8 sec. Für den Bau der Windmeßgeräte ergibt sich aus der Verteilung der Perioden, daß die Eigenfrequenz der Instrumente nicht unter $0,5 \text{ sec}^{-1}$ liegen darf, aus der Verteilung der Windstöße folgt, daß die Eigenfrequenz nicht kleiner als $3,7 \text{ sec}^{-1}$ sein darf. Auf Grund der Lösung der Differentialgleichung für erzwungene Schwingungen wird untersucht, wie groß die Dämpfung der Instrumente zweckmäßig sein muß. Zur Wiedergabe der Windspitzen kommt man mit einer Eigenfrequenz von $3,7 \text{ sec}^{-1}$ aus; das Dämpfungsverhältnis ist dann am besten entsprechend $\ln \tau = \tau$ zu wählen. Zur genauen Wiedergabe der Windstruktur mit allen Einzelheiten muß die Eigenfrequenz bei derselben Dämpfung 9 sec^{-1} betragen. Die Einschwingvorgänge sind bei dieser Dämpfung zu vernachlässigen.

Steinhausen.

H. Externbrink. Zur Entstehung Westindischer Orkane. Meteorol. ZS. 55, 317—321, 1938, Nr. 9. (Darmstadt.) Nach aerologischen Aufstiegen in USA. zeigten sich folgende Zustandsänderungen der freien Atmosphäre vor dem Bermuda-Orkan vom 10. Oktober 1932: Zunächst starke Erwärmung und Austrocknung bei meist steigendem Druck bis 10. Oktober, darauffolgend Abkühlung mit Feuchtezunahme zuerst in der Höhe bei am Boden noch nördlicher in größeren Höhen aber südlicher Luftströmung. Als maßgebend für die Entstehung westindischer Orkane wird allgemein erkannt: Vorstoß substratosphärischer Kaltluft und mitteltroposphärischer Warmluft aus dem Passatgebiet nach Norden, dabei Labilisierung der Atmosphäre am Entstehungsort und geordnete Auslösung der Feuchtlabilität. In der Bodenwetterkarte erscheint die westliche Hochdruckzelle verstärkt und die äquatoriale Tiefdruckrinne teilweise verlagert. Der Orkan entsteht an einer langsam in südlicher Richtung fortschreitenden Kaltluft.

Steinhausen.

B. N. Desai and S. Mal. Thundersquall of Bengal. Gerlands Beitr. 53. 285—304, 1938, Nr. 4. (Karachi-Indien.) Die Gewitterböen kommen vorwiegend im Sommer und am häufigsten zwischen 16 und 20 Uhr vor. Ausgehend von der mittleren vertikalen Temperaturverteilung in der unteren feuchten aus Südost bis Südwest kommenden maritimen und der oberen relativ trockeneren aus West bis Nordwest kommenden kontinentalen Luft wird dargelegt, daß, während am Morgen

die Bedingungen für die Entwicklung der Gewitterböen ungünstig sind, am Nachmittag zufolge der Einstrahlung tagsüber die vertikale Temperaturverteilung derart geändert wird, daß es zu einer Cumulusbildung in der feuchten Luft kommt, die nach Durchbruch der Trennungsschicht zwischen der feuchten unteren und der trockenen oberen Luft zur stürmischen Entwicklung eines Cumulonimbus gesteigert wird. Auf Grund des dargestellten Mechanismus der Gewitterböen werden auch die diese begleitenden meteorologischen Erscheinungen, wie Änderungen der Temperatur, der Feuchtigkeit, Windstärke und Niederschläge, erklärt. Nach Registrierungen gelegentlich einer Gewitterböe werden die aufgetretenen Änderungen quantitativ bei guter Übereinstimmung zwischen Beobachtung und der dem entworfenen Schema entsprechenden Berechnung angegeben. *Steinhausser.*

E. Gherzi. Remarks on some new researches on the nature of the „tropical cyclones“. Gerlands Beitr. 53, 316—322, 1938, Nr. 4. (Meteorol. Obs. Zi-ka-wei.) Verf. macht im Sinne seiner aus früheren Arbeiten bekannten Ansichten über die Entstehung und das Wesen der tropischen Zyklonen kritische und berichtigende Bemerkungen zu Arbeiten von Rodewald, Bergeron und Externbrink, die das gleiche Problem behandeln. *Steinhausser.*

R. A. Bagnold. The measurement of sand storms. Proc. Roy. Soc. London (A) 167, 282—291, 1938, Nr. 929. Zur Überprüfung der in früheren Arbeiten auf Grund von Messungen im Windkanal mitgeteilten Formeln für die Windgeschwindigkeitszunahme mit der Höhe über einer lockeren Sandfläche und für den Zusammenhang zwischen Massentransport von Flugsand und Windgeschwindigkeit wurden unter natürlichen Verhältnissen im Wüstengebiet von Ägypten Messungen durchgeführt. Die verwendete Apparatur bestand aus einem Satz von Pitotrohren, die in verschiedenen Kombinationen an vertikalen Masten angebracht waren, aus einem multiplen Manometer und aus Sandsammelgefäßen. Die Messungen ergaben, daß in allen Fällen von einem gemeinsamen Schwellenwert der Geschwindigkeit von 4 m/sec in etwa 1 cm Höhe, bei dem das Sandtreiben beginnt, angefangen die Windgeschwindigkeit proportional dem $^{10}\log$ der Höhe über dem Boden zunimmt. Die Abhängigkeit der transportierten Sandmassen von der Windgeschwindigkeit ergab sich entsprechend der nach den Messungen im Windkanal aufgestellten Gleichung. Aus dem Vergleich der gemessenen Flugsandmengen und der Windgeschwindigkeit in 1 m Höhe zeigt sich, daß bei starkem Wind in einer kurzen Zeit mehr Sand transportiert wird als bei schwachen Winden in einer proportional längeren Zeit. Die transportierte Sandmenge ist proportional der dritten Potenz der Differenz zwischen Windgeschwindigkeit in 1 m Höhe und dem Schwellenwert der Windgeschwindigkeit in 1 cm Höhe. *Steinhausser.*

H. Arakawa. Der Arbeitsvorrat instabiler Vertikalschichtungen oder horizontaler Temperaturunterschiede. Meteorol. ZS. 55, 262—264, 1938, Nr. 7. (Tokio.) Im Anschluß an die Vorstellungen und Rechnungen von Margules und Normand entwickelt der Verf. eine graphische Methode zur Bestimmung der bei Umlagerungen von instabilen Vertikalschichtungen oder von Lagen mit horizontalen Temperaturunterschieden frei werdenden kinetischen Energie. Das zugrunde gelegte Aerogramm hat auf der Abszissenachse eine logarithmische Temperaturteilung und als Ordinaten eine lineare Geopotentialskala. Es werden sehr einfache Näherungsformeln zur Energieberechnung von Umlagerungen 1. bei überadiabatischen Gradienten, 2. bei Luft mit adiabatischen Gradienten, die von potentiell kälterer Luft überlagert ist, 3. bei nebeneinanderliegenden verschieden warmen Luftmassen mit adiabatischen Gradienten und 4. bei indifferenten Lagerungen bei stetigen horizontalen Temperaturgradienten angegeben. *Steinhausser.*

W. Werenskiöld. On equal-area transformations of the indicator diagram, and a new aerological chart. Geofys. Publ. Oslo 12, Nr. 6, 10 S. Ausgehend von dem Indikatordiagramm, wie es bei Maschinen gebräuchlich ist, wird mit Hilfe von flächengleichen Transformationen ein neues aerologisches Papier abgeleitet. Die theoretische Ableitung wird so durchgeführt, daß die Unbekannten v und p (Volumen und Druck) in x und y verwandelt werden, wobei x und y Funktionen von p und v sind. Nach der allgemeinen Integration werden spezielle Beispiele behandelt. Es ergeben sich daraus bereits vorhandene Diagrammpapiere von Stüve, Shaw und Refsdal. Es wird schließlich ein neues aerologisches Papier konstruiert, dessen y -Achse der Druck in mb ist, dessen x -Achse die Entropie darstellt. Leicht gekrümmte, etwa diagonallauffende Linien sind Isothermen, gezeichnet von Grad zu Grad zwischen $+80$ und -90 . Aus der Steigung der Zustandskurve läßt sich die Stabilität bestimmen. Flächenangaben lassen ohne weiteres Energieabschätzungen zu ($1 \text{ cm}^2 = 160$ Kilojoule). Ebenso kann die dynamische Höhe jedes einzelnen Punktes bestimmt werden. *Hänsch.*

Franz Baur. Zur Messung des allgemeinen Luftkreislaufes in der gemäßigten Zone. Ann. d. Hydrogr. 66, 378—382, 1938, Nr. 8. (Bad Homburg.) Verf. definiert die allgemeine Zirkulation als Gesamtheit der großen Luftströmungen, die durch die Bestrahlungsunterschiede hoher und niedriger Breiten erzeugt werden, unter Einschluß der Veränderungen, die diese Strömungen durch die Erdrotation erleiden. Als geeignetstes Maß zur Bestimmung der Intensität dieser Zirkulation in der gemäßigten Zone wird der über die ganze Zone von φ_1 bis φ_2 erstreckte Mittelwert des Betrages des geostrophischen Windes

$$\bar{v} = \frac{1}{2 R^2 \pi (\sin \varphi_2 - \sin \varphi_1)} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \int_0^{2\pi} \frac{G(\lambda, \varphi)}{2 \omega \varrho \sin \varphi} R^2 \cos \varphi \, d\lambda \, d\varphi$$

angegeben (R ist der Erdradius, G der Luftdruckgradient im Meeresniveau an dem einzelnen Punkt und ϱ die dazugehörige Dichte). Die Intensität der allgemeinen Zirkulation kann auch durch den mittleren Massenfluß durch eine zur Strömungsrichtung senkrechte Einheitsfläche bestimmt werden. Da zonale und meridionale Zirkulation nicht immer einander proportional sind, ist es zweckmäßig, zur Untersuchung der Schwankungen der allgemeinen Zirkulation die zonale und meridionale Komponente getrennt zu betrachten. Als Maßzahlen hierfür werden angegeben:

$$\bar{v}_\varphi = \frac{1}{2 R^2 \pi (\sin \varphi_2 - \sin \varphi_1)} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \frac{Z \cdot 2 R^2 \pi \cos \varphi \, d\varphi}{2 \omega \bar{\varrho}_\varphi \sin \varphi} \quad \text{und} \quad \bar{v}_\lambda = \frac{\overline{\cotg \varphi} (\varphi_2 - \varphi_1) R}{2 R^2 \pi (\sin \varphi_2 - \sin \varphi_1)} \int_0^{2\pi} \frac{M R \, d\lambda}{2 \omega \bar{\varrho}_\lambda}$$

Dabei ist Z der mittlere zonale Gradient des Luftdruckes längs eines Breitenkreises, M der mittlere meridionale Gradient des Luftdruckes längs eines Meridianstückes, $\bar{\varrho}_\varphi$ die mittlere Dichte längs des Breitenkreises φ , $\bar{\varrho}_\lambda$ die mittlere Dichte längs des Meridianstückes zwischen φ_1 und φ_2 im Meridian λ und $\overline{\cotg \varphi}$ der Mittelwert von $\cotg \varphi$ zwischen φ_1 und φ_2 . Die Monatsmittel der täglichen Berechnung von \bar{v}_φ und \bar{v}_λ für die Zone von 40°N bis 75°N werden für die Zeit von Juni 1937 bis Mai 1938 wiedergegeben (niedrigste Werte $\bar{v}_\varphi = 4,5$, $\bar{v}_\lambda = 4,3$ im Juli 1937, höchste Werte $\bar{v}_\varphi = 6,8$, $\bar{v}_\lambda = 6,9$ im Januar 1938). Abschließend macht der Verf. einige berichtigende Bemerkungen zu einer früheren Arbeit von A. Wagner. *Steinhausser.*

K. Schwalb. Die Luftkörperhäufigkeit in Deutschland im Jahre 1937. Bioklim. Beibl. d. Meteorol. ZS. 5, 109—110, 1938, Nr. 3. (Frankfurt a. M.)

In gleicher Weise, wie es für die vorhergehenden 8 Jahre geschehen ist, werden hier auch für das Jahr 1937 die Luftkörperhäufigkeiten nach der von Linke und Dinies eingeführten Bezeichnung für 11 deutsche Städte angegeben. Einer Tabelle der prozentuellen Abweichungen vom 8jährigen Mittel ist zu entnehmen, daß im Jahre 1937 in Deutschland kontinentale und maritime Luft um mehr als 5 % häufiger und polarmaritime Luft um mehr als 7 % seltener vorgekommen ist, als den Normalwerten entspricht.

Steinhausser.

P. Raethjen. Schrumpfung und Dehnung, Front und Frontalzone. (Nachtrag zu „Fronten und Grenzflächen.“) Ann. d. Hydrogr. 66, 383—389, 1938, Nr. 8. Von vier Möglichkeiten der Deformationsformen einer Luftmasse mit dem festen Rand der Erdoberfläche ist für eine Frontalzone der Fall aufsteigender und sich vertikal dehrender Luftmassen mit Schrumpfung in einer und geringerer Dehnung in der dazu senkrechten horizontalen Richtung charakteristisch. Der seltener vorkommende Fall absinkender und vertikal schrumpfender Massen mit Dehnung in einer und geringerer Schrumpfung in der dazu senkrechten horizontalen Richtung führt zur Frontenauflösung oder bleibt ohne Fronten. Ganz wesentlich für die zur Frontalzone gehörige Deformation ist die Vertikalbewegung, wobei es weniger auf ihren Absolutbetrag als auf die relative Dehnung bzw. Schrumpfung ankommt. Die Frage nach Ursache und Wirkung bei den Vorgängen in der Frontalzone kann nicht kinematisch, sondern nur von der Energetik her entschieden werden. Der Verf. bezeichnet es als schädliches Vorurteil, daß die Erscheinungen der horizontalen Wetterkarte, wie z. B. die horizontale Schrumpfung, als Ursache und die Vertikalbewegungen als Wirkung gewertet werden. Die Frage, wann in der Frontalzone eine scharfe Front entsteht, kann erstens mit einer auf erfahrungsmäßige Statistik begründeten Wahrscheinlichkeit beantwortet werden und zweitens kann die Beantwortung auf eine physikalische Kausalität begründet werden, die davon ausgeht, daß infolge der Erdrotation alle aufwärts gerichteten Umlagerungen, welche potentielle Energie in kinetische verwandeln, sich notwendig auf einen schmalen Streifen zusammenziehen. Die Fronten lösen sich auf, wenn die vertikalen Umlagerungen keinen Gewinn an kinetischer Energie mehr bringen.

Steinhausser.

G. A. Suckstorff. Kaltlufterzeugung durch Niederschlag. Meteorol. ZS. 55, 287—292, 1938, Nr. 8. (Göttingen.) In Niederschlagsgebieten von Regenschauern, Gewittern und Kaltfronten tritt Abkühlung durch feuchtadiabatisches Abstürzen der Luft im Niederschlagsgebiet, durch Schmelzen von Schnee und Graupeln während des Fallens und durch Abkühlung des Erdbodens durch den gefallenem kälteren Niederschlag und dessen teilweiser Verdunstung auf. Dadurch werden kleine Kaltluftkörper erzeugt, die mit dem Niederschlagsgebiet mitwandern. Auf diese Art erhalten Wärmegewitter oft Frontcharakter und echte Kaltfronten werden verstärkt. Eine Abkühlung durch den absteigenden Luftstrom tritt dann ein, wenn der vertikale Temperaturgradient vor Beginn des Niederschlages größer als der feuchtadiabatische ist. Es werden Zustandskurven nach Drachenaufstiegen wiedergegeben, bei denen der Aufstieg vor der Schauerwolke erfolgte und nahezu trockenadiabatische Gradienten zeigte, während der Abstieg im Niederschlagsgebiet annähernd feuchtadiabatische Gradienten erwies. Die durch Niederschläge bei einem Gewitter vom 21. Juli und beim Durchgang einer Kaltfront vom 22. Juli 1937 erzeugten Temperaturrückgänge werden auf Grund von Messungen auf ihre Ursachen im Sinne der obigen Angaben zahlenmäßig zurückgeführt.

Steinhausser.

K. Stumppf. Untersuchungen über die Morphologie von Luftdruckkurven. Meteorol. ZS. 55, 237—250, 1938, Nr. 7. (Berlin.) Als Kriterium

für die Symmetrieeigenschaft einer Kurve kann der Korrelationskoeffizient k zwischen der ursprünglichen und der um die Intervallmitte umgeklappten Beobachtungsreihe oder der durch $S = (1 - k)/2$ definierte Symmetrieindex S verwendet werden. Der Korrelationskoeffizient k wird berechnet durch $k = \Sigma H_u^2 \cos 2\psi_u$, wo $H_u^2 = h_u^2 / \Sigma h_u^2$ und h_u bzw. ψ_u die durch die Fourier-Entwicklung der Beobachtungsreihe gegebenen Amplituden bzw. Phasen sind. Es wird eine neue Größe $k' = \Sigma H_u^2 \sin 2\psi_u$ eingeführt, die als „cosymmetrische“ Komponente der „symmetrischen“ Komponente k zugeordnet einen Vektor mit den Komponenten k und k' und dem Betrag $r = \sqrt{k^2 + k'^2}$ gibt, der in dem vom Verf. als „Isotropie“ bezeichneten Fall, daß die Phasen aller Wellen der Fourier-Entwicklung gleich oder um 180° verschieden sind, den Höchstwert 1 erreicht. Symmetrie und Cosymmetrie stellen sich dann als Spezialfälle der Isotropie mit $k = \pm 1$, $k' = 0$ bzw. $k = 0$, $k' = \pm 1$ dar. Für ein ausgewähltes Beobachtungsmaterial von 20 Stationen werden die Isotropievektoren berechnet. Wenn man annimmt, daß z. B. für Extrapolationszwecke noch Fälle mit Isotropiekoeffizienten $\geq 0,6$ zufolge der dabei noch genügend engen inneren Beziehungen der Beobachtungswerte der Reihen sich eignen, so ergibt sich, daß die Zahl der Isotropiefälle sehr viel größer ist als die der Symmetrien. An Beispielen wird die zeitliche Änderung des Isotropievektors für eine bestimmte Station bei einer zeitlichen Verschiebung des Untersuchungsintervalles und die synoptische Verteilung des Vektorfeldes bei einer bestimmten Intervallage gezeigt. Durch Untersuchung der zeitlichen Veränderung des Isotropievektorfeldes läßt sich auch die synoptische Entwicklung von Symmetrieescheinungen klarer verfolgen und deuten und damit wird die Beachtung der Isotropie prognostisch besonders bedeutsam. Zu bestimmten Zeiten zeigt sich die Isotropie der Luftdruckkurven auch gegen beschränkte Intervallerweiterungen invariant. Es werden auch Formeln für die Berechnung von k und k' ohne vorhergehende harmonische Analyse entwickelt. *Steinhauser.*

O. Lucke und S. Rose. Wie pflanzen sich die Luftdruckschwankungen im Erdboden fort? Meteorol. ZS. 55, 292–296, 1938, Nr. 8. (Berlin.) Ausgehend von experimentellen Erfahrungen über Gasströmungen durch poröse Medien wird unter vereinfachten Annahmen eine Differentialgleichung entwickelt, nach der sich die Fortpflanzung der Luftdruckschwankungen im Erdboden berechnen läßt. Das allgemeine Integral dieser Differentialgleichung wird ausgewertet, wobei die erstrebte Genauigkeit der Ablesegenauigkeit des Barometers entsprechend gewählt ist. Die Form des Barogramms entspricht in der Tiefe bei abnehmender Amplitude dem Barogramm an der Oberfläche. Die zeitliche Verschiebung ist auffallend klein. *Steinhauser.*

Rolf Pfau. Die 10tägige Luftdruckwelle im Sommer 1934 und ihre Dämpfungerscheinungen. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig (2) 9, 219–270, 1938, Nr. 3; auch Diss. Verf. berichtet ausführlich über eine neue von F. Vercelli theoretisch dargelegte Methode zur Analyse gegebener Wertereihen, die geeignet ist, auch gedämpfte Schwingungen als Ergebnis zu liefern, untersucht sie auf ihre praktische Verwendungsmöglichkeit und wendet sie zur Analyse des Luftdruckganges im Sommer 1934 an. Als Vorteile der neuen Analysemethode gegenüber der harmonischen Analyse werden angeführt: 1. Wegfall der Voraussetzung der konstanten Amplitude (daher auch auf gedämpfte Schwingungen anwendbar), 2. Unabhängigkeit von einem bestimmten Analysenintervall, 3. die durch Voraussetzungen, die im Rechenschema begründet sind, gemachten Fehler sind unbedeutend. Als Nachteile der neuen Methode gelten: 1. die Festlegung der dominierenden Welle ist sehr zeitraubend, 2. die Analyse einer Station beansprucht

viel mehr Zeit als die harmonische Analyse, 3. die Bestimmung der Phase ist ungenauer und schwieriger. Es empfiehlt sich daher, die *Vercelli*sche Methode dann als zweckmäßig, wenn nicht feststeht, daß die Voraussetzung einer konstanten Amplitude gemacht werden darf. Im Luftdruckgang vom Sommer 1934 wurde eine 10 tägige Welle festgestellt, deren Amplitude bis zu einem Maximalwert zunimmt und hernach wieder abklingt. Die Welle pflanzt sich von Ost nach West fort. Im Norden von Europa erstreckt sich aus NE nach SW ein Gebiet größerer Amplituden und im Süden aus SW nach NE ein Gebiet geringerer Amplituden. Außer den Isoplethen der Amplituden und den Isophasen sind auch Isoplethen der Dämpfungsverhältnisse des Ansteigens und des Abklings der Welle in Karten dargestellt. Der Bewegungsmechanismus der 10 täglichen Welle ist sehr kompliziert. Zu seiner Klärung wurden Zustandskarten von 2 zu 2 Tagen entworfen und besprochen. Daraus ergab sich, daß sich ein Gebiet maximaler Intensität der Welle von Ost nach West verlagerte. Aus der Annahme einer langsamen Verlagerung eines Aktionszentrums wird ein allgemeines schematisches Bild der Erscheinungsformen der 10 täglichen Welle abgeleitet. *Steinhauser.*

Walter Wünsche. Über die Existenz langsamer Luftdruckschwingungen auf der rotierenden Erde. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig (2) 11, 153—199, 1938, Nr. 3; auch Diss. Verf. behandelt die freien Schwingungen in der Atmosphäre auf der als Kugel aufgefaßten rotierenden Erde als räumliches Problem im Polarkoordinatensystem. Dabei werden in vertikaler Richtung weder Geschwindigkeit noch Beschleunigung vernachlässigt. Ausgehend von den hinsichtlich der Corioliskräfte vereinfachten hydrodynamischen Gleichungen eines kompressiblen Mediums werden Gleichungen für die Störungen eines Grundzustandes, die durch kleine als isotherme Zustandsänderungen eines isothermen Mediums verlaufende Schwingungen gegeben sind, abgeleitet. Bei langsamen Schwingungen lassen sich für die Differentialgleichung der Störungsamplitude der Druckschwankungsgröße Lösungen finden, die durch das Verhalten des meridionalen Anteils der Lösung an den Polen und durch die Randbedingungen für den radialen Anteil bestimmt sind. Bei regulärem Verhalten des meridionalen Anteils der Lösung an den Polen sind langsame Schwingungen nicht möglich. Für die einzige radiale Randbedingung, daß die Normalkomponente der Geschwindigkeit an der Erdoberfläche verschwindet, findet man als Lösung ostwärts wandernde Wellen, deren Schwingungstypus durch ganze Zahlen h , n und m , die in zonaler, meridionaler und radialer Richtung die Knotenzahl der Druckschwankungsgröße bestimmen, festgelegt ist. Bei festem n und m und veränderlichem h ergeben sich harmonische Periodenverhältnisse. Die Winkelgeschwindigkeit der ostwärts wandernden Wellen wächst mit der Temperatur. Ist noch als zweite radiale Randbedingung gegeben, daß die Druckschwankungsgröße in einer festen Höhe H verschwindet, so führen zellulare Lösungen zu ostwärts wandernden Wellen, wenn H über einem bestimmten Wert liegt, und nichtzellulare Lösungen zu ostwärts oder westwärts wandernden Wellen, wobei für die ostwärts wandernden Wellen wieder die Beschränkung gilt, daß H nicht unter einem bestimmten Wert liegt. Im zweiten Teil der Arbeit wird die Integration des Systems der Differentialgleichungen mit Berücksichtigung der Reibung durchgeführt. Da bei der Untersuchung auch die vertikale Beschleunigung berücksichtigt wurde, durfte die Reibungskraft nicht als horizontaler Vektor angesehen werden. *Steinhauser.*

K. Himpel. Zum Problem der astronomischen Klimaschwankungen. Meteorol. ZS. 55, 256—259, 1938, Nr. 7. (Wiesbaden.) Verf. will einen Beitrag zur Klärung der Schwierigkeiten geben, die der allgemeinen Anerkennung

der astronomischen Theorie der Klimaschwankungen dadurch erwachsen sind, daß vor dem Quartär niemals solche Schwankungen gefunden worden sind, obwohl seit dem Perm mindestens 20 mal geringere Sommerbestrahlung als im Quartär anzunehmen ist. Auf Grund von Karten wird dargelegt, daß für Tertiär und Mesozoicum die Annahme von Pol- oder Kontinentenverschiebungen allein zur Erklärung nicht befriedigt. Die Erstreckung der astronomischen Theorie auch ins Permocarbon wird möglich, wenn man annimmt, daß damals die Exzentrizität der Erdbahn in viel engeren Grenzen verlief als im Quartär. Während bis ins mittlere Mesozoicum die Annahme der heutigen Lage der Kontinente hinreichend ist, wird zur Erklärung der permocarbonen Eiszeit die Annahme einer Epeirophorese notwendig, wofür sich auch aus der astronomischen Theorie Hinweise ergeben. *Steinhausser.*

Bohuslav Hruďička. Zu den optischen und akustischen Eigenschaften des Klimas einer Großstadt. *Gerlands Beitr.* 53, 337—344, 1938, Nr. 4. (Hrotovice b. Brünn.) Angaben über die Säkularperiode der Anzahl der Nebeltage, über die Trübung der Luft und den Stadtlärm in Prag (Tschechosl.) (Übersetzt d. Verf.) *Dede.*

Gertrud Richter. Singularitäten der Zyklonenfrequenz in einzelnen 5°:10°-Feldern. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig (2) 9, 273—322, 1938, Nr. 4; auch Diss. Auf Grund der Wetterkarten der deutschen Seewarte ist für jeden Tag des 30 jährigen Zeitabschnittes von 1905 bis 1934 ausgezählt worden, wie oft jedes der 29 Felder, in die Europa und das anschließende Gebiet des Nordatlantischen Ozeans eingeteilt wurden, einem Kerngebiet eines Tiefs oder eines Hochs angehörte. Einer Zusammenstellung der Singularitäten des Jahresganges der Tief- bzw. Hochdruckhäufigkeiten ist zu entnehmen, daß die größten Häufungen von Tiefdruckgebieten in den Zeiten 20. bis 30. April, 1. bis 8. Mai, 29. Mai bis 6. Juni, 19. bis 26. Juni, 9. bis 14. August, 29. September bis 9. Oktober und 20. bis 30. Dezember und die größten Häufungen von Hochdruckgebieten in den Zeiten 20. bis 27. Januar, 21. bis 27. Februar, 7. bis 15. Juli, 20. bis 30. September, 15. bis 23. Oktober und 12. bis 20. Dezember auftreten. Für jedes der 29 Felder sind die Jahresgänge der täglichen Tief- und Hochdruckhäufigkeiten dargestellt. Die Singularitäten werden monatsweise vom synoptischen Gesichtspunkt aus besprochen. In einzelnen Fällen werden ihre Auswirkungen in Jahresgängen verschiedener meteorologischer Elemente aufgezeigt. So wird ein sehr guter Einblick in die markantesten Stellen der Witterungsentwicklung in Europa gewonnen. Im allgemeinen Fall zeigt sich monatlich zweimal ein Wechsel zwischen Zyklonenhäufung und Antizyklonenhäufung; im Sommer wurde darin ein 15 tägiger und im Winter ein 18 tägiger Rhythmus festgestellt. *Steinhausser.*

F. Steinhausser und G. Perl. Perioden und Andauer heiteren, wolkigen und trüben Wetters in den Ostalpen. Ein Beitrag zur Kenntnis der Feinstruktur des Klimas. *Meteorol. ZS.* 55, 326—332, 1938, Nr. 9. (Wien.) Nach einer Übersicht über die von Verff. in verschiedenen Arbeiten zur Erfassung der Feinstruktur des Klimas besonders im Gebirgslande der Alpen verwendeten Methoden, wie Häufigkeitsverteilungen und ihre statistischen Charakteristiken, daraus abgeleitete Wahrscheinlichkeiten, Singularitäten der auf Grund langjähriger Tagesmittel oder -häufigkeiten abgeleiteten Jahresgänge, Andauerwerte bestimmter Witterungserscheinungen, ihre Häufigkeiten und Wahrscheinlichkeiten und Korrelationen aufeinanderfolgender Witterungsperioden wird das Andauerprinzip auf Folgen von Tagen mit heiterem, wolkigem oder trübem Wetter zum Vergleich von fünf Stationen mit charakteristischen Lagen in den Ostalpen angewandt. Es wurden die Mittelwerte und Höchstwerte der Andauer dieser Witterungsperioden, die

Häufigkeiten solcher Perioden von bestimmter Dauer, die Wahrscheinlichkeiten, daß heiteres, wolkiges oder trübes Wetter länger als 1, 2, 3, 4, 5 oder 7 Tage anhält, und die Häufigkeiten der unmittelbaren Übergänge von heiterem zu trübem Wetter und umgekehrt bestimmt. Die charakteristischen Unterschiede in den verschiedenen Lagen zwischen Alpenvorland und Hochgebirgsgipfel werden nach ihren Ursachen diskutiert. *Steinhäuser.*

Walter Leistner. Das Wattenmeer- und Küstenklima Nordfrieslands und sein Einfluß auf den menschlichen Organismus. Wiss. Abh. d. Reichsamtes f. Wetterdienst 5, Nr. 2, 18 S., 1938. Kurze Klimadarstellung nach pentadenweiser Zusammenfassung vierjähriger Beobachtungen (1933 bis 1936). Ein Vergleich zwischen 4- und 48 jährigen Pentadenmitteln einzelner Elemente (Bewölkung, Niederschlag und Temperatur) zeigt, daß für die Klimadarstellung der dortigen Bewölkungsverhältnisse eine vierjährige Reihe schon befriedigende Ergebnisse zeitigt, während sie für die Temperatur schlecht, für den Niederschlag gar nicht zureicht. Im zweiten Teil sind bio- und physioklimatische Einzelfragen behandelt. *H. Israël.*

F. B. Groissmayr. Eine 50 jährige Periode der Wintertemperatur im Nordseeraum. Ann. d. Hydrogr. 66, 462—466, 1938, Nr. 9. Nachweis einer 50jährigen Periode der Wintertemperaturen in Edinburg und Bergen. Andeutungen einer gleichsinnigen Periode zeigen sich auch in New Haven, im Ostseegebiet und in Grönland. *H. Israël.*

A. Johannes ter Linden. Das Winterklima in Gebäuden. Gesundheits-Ing. 61, 480—483, 1938, Nr. 35. (Delft.) Registrierungen von Lufttemperatur und Feuchtigkeit in geschlossenen Räumen sowie der Außentemperatur ergeben den Einfluß verschiedenartiger Bau- und Heizungsausführungen auf das Innenklima. Einige Meßreihen sind graphisch wiedergegeben. *H. Israël.*

A. Johannes ter Linden. Das Sommerklima in Gebäuden. Gesundheits-Ing. 61, 522—526, 1938, Nr. 38. (Delft.) Verf. versucht in gleicher Weise wie oben auch das Sommerklima in Gebäuden zu erfassen. Es zeigt sich, daß dies wesentlich schwieriger ist, als beim winterlichen „Heizungsklima“. Die Arbeit gibt mit ihren ersten Ergebnissen von Innen- und Außentemperatur- und Feuchtigkeitsregistrierungen während nur eines, zudem für Holland ungewöhnlich kühlen Sommers eher einen Anstoß zu weiteren Untersuchungen als gesicherte Ergebnisse. *H. Israël.*

Kurt Wegener. Bioklimatische Bemerkungen über die Ostmark. Bioklim. Beibl. d. Meteorol. ZS. 5, 100—103, 1938, Nr. 3. (Graz.) Die orographisch reiche Gliederung der Ostmark bietet mit ihrem vielgestaltigen Klima zahlreiche bioklimatische Einzelprobleme. *H. Israël.*

L. Weickmann. Versuche über die Schwankungen der Temperatur und Feuchtigkeit an arbeitenden Menschen. Nach Registrierungen eines Taschenhygrographen. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig (Spezialarbeiten) (2) 10, 124—130, 1938. Beschreibung eines „Taschenthermo-hygrographen“ in Form und Größe einer Taschenuhr, der unter der Kleidung direkt auf der Haut getragen wird. Einige Registrierungen sind mitgeteilt und besprochen. Charakteristisch für das „Klima der bekleideten Körperoberfläche“ ist starke Variation der Feuchtigkeit bei nur geringer Veränderlichkeit der Temperatur. *H. Israël.*

R. Schütze. Optische Erscheinungen in der Atmosphäre. Meteorol. ZS. 55, 265, 1938, Nr. 7. (Königsberg/Pr.) Nach photographischen Aufnahmen vom

Flugzeug aus werden wiedergegeben: 1. Bilder von der Entwicklung einer Glorie um den Schatten eines Flugzeuges auf einer Stratocumulusdecke beim Anfliegen von 200 m Höhe über der Wolkendecke bis kurz vor dem Eintauchen des Flugzeuges in die Wolkenschicht. Ferner sehr schöne Bilder, 2. einer einfachen Unter-sonne, 3. einer Unter-sonne mit Lichtsäule, 4. einer Unter-sonne mit Lichtsäule mit dem unteren Teil des 22° Halo und den beiden Nebenunter-sonnen in etwa 22° rechts und links der Unter-sonne, und 5. das Bild einer Unter-sonne mit zwei elliptischen Ringen (farblos). Die letztere Erscheinung wird auf gleichmäßig pendelnde Schwingungen schwebender Eisblättchen zurückgeführt. Die Länge der vertikalen Achsen der beiden Ellipsen betrug 5,9 und 11,3°, die der horizontalen Achsen 2,4 und 4,1°.

Steinhauser.

Jean Bricard. Couronnes et anticouronnes dans les brouillards naturels au sommet du Puy de Dôme. C. R. 207, 538—540, 1938, Nr. 13. Berichtigungen ebenda S. 604, Nr. 14 und S. 878, Nr. 19. Ausmessungen der Durchmesser der im Nebel um eine Quecksilberlampe mit parallelem monochromatischem Licht erzeugten dunklen und hellen Kränze ergaben Tröpfchendurchmesser von 10,3, 6,7, 5,7 und 7,8 μ . Durch gleichzeitige mikrographische Bestimmungen der Nebeltröpfchengrößen wurden Häufigkeitsmaxima bei 9,8, 6,7, 5,6 bzw. 8,2 μ gefunden. Um den durch das parallele Licht eines Scheinwerfers von 1000 Kerzen im Nebel erzeugten Schatten wurde beobachtet: 1. ein kleiner dunkler Kranz sehr schwach sichtbar in einem weißen Kern, 2. drei Serien von farbigen Kränzen mit vom Zentrum nach außen abnehmender Intensität, 3. daran anschließend zwei oder drei weiße, rotschimmernde Kränze, deren Intensität mit dem Abstand vom Zentrum zunimmt, und ein erster Regenbogen mit überzähligen Bögen, 4. ein einer zweifachen Reflexion entsprechender Regenbogen mit größerem Durchmesser. Der erste dunkle Kranz um den Schatten entspricht dem zweiten dunklen Kranz, der bei direkter Beobachtung der Lichtquelle bemerkt wird. Durch Ausmessung der drei ersten Ringe wurden ebenfalls die Tropfengrößen zu 7,2 bis 9,1 μ bestimmt.

Steinhauser.

Pierre Lejay. Méthode de calcul des coefficients caractérisant le trouble atmosphérique. Variations de ce trouble au voisinage de Shanghai. C. R. 207, 439—442, 1938, Nr. 9. Ausgehend von einer Gleichung, die die am Boden gemessene Strahlungsintensität verschiedener Wellenlängen in Abhängigkeit von der Absorption durch Verunreinigungen der Luft und durch den Ozongehalt angibt, wird die Methode zur Bestimmung der einzelnen die Trübung der Atmosphäre charakterisierenden Größen erläutert. Auf Grund von Messungen mit einem Apparat, der in einigen Sekunden die eingestrahelte Energie von acht Wellenlängen zu registrieren gestattet, werden die Werte von ϵ , a und β , wo β den Betrag der Trübungsmasse und a die Größe der trübenden Teilchen im Absorptionskoeffizienten β/λ^a charakterisieren, und ϵ die Absorption von Teilchen, die im Verhältnis zu den Wellenlängen groß sind, darstellt, für verschiedene Tage von November 1936 bis März 1937 angegeben. ϵ liegt zwischen 0,000 und 0,110, β zwischen 0,005 und 0,067, a zwischen 0,38 und 1,63. Aus der Häufigkeitsverteilung der gefundenen Werte wird geschlossen, daß der Ångströmsche Trübungskoeffizient die Absorption gut charakterisiert, und daß Ångströms Annahme des Überwiegens von Teilchen bestimmter Größe begründet ist.

Steinhauser.

Hellmut Berg. Ergebnisse 25jähriger Sichtbeobachtungen auf dem Königstuhl bei Heidelberg. Wiss. Abh. D. Reichsamt f. Wetterdienst 5, Nr. 5, 1938, 19 S.

Dede.

K. O. Kiepenheuer. Nachweis der Sonnenstrahlung bei $\sim 2150 \text{ \AA}$. Naturwissensch. 26. 678—679, Nr. 41. (Univ. Sternw. Göttingen.) Zum Nachweis der Sonnenstrahlung in der Ozon-Sauerstoff-Absorptionslücke bei 2150 \AA führte Verf. Messungen mit dem Zählrohr in Verbindung mit einem Monochromator (zur Erzielung der Spektralreinheit) aus, und zwar in einer Höhe von 3570 m ü. d. M. (Sphinxgipfel oberhalb des Jungfrauenjoches). In dieser Höhe müßte die Intensität der Sonnenstrahlung im Wellenlängengebiet $\sim 2150 \text{ \AA}$ infolge von Absorption durch atmosphärischen Ozon und Sauerstoff auf 10^8 Lichtquanten pro cm^2 pro sec herabgesetzt sein. Die Messungen ergaben, daß bei $\sim 2150 \text{ \AA}$ Schwankungen in den Stoßzahlen von zeitweise über 50% auftreten, die nur auf Intensitätsänderungen der Strahlung in diesem Wellenlängenbereich zurückzuführen sind. Die Abhängigkeit der Strahlungsintensität von der Zenitdistanz dagegen ist sehr gering. — Verf. vermutet, daß die geringe Intensität der Strahlung bei 2150 \AA hauptsächlich durch Absorption in der Ozonschicht in über 25 km Höhe verursacht ist. Er schätzt die Intensität der durch die Ozon-Sauerstofflücke noch gelangenden Sonnenstrahlung zu 10^8 bis 10^4 Lichtquanten pro cm^2 pro sec ab. *Lambrecht.*

R. Spitaler. Die mittleren täglichen solaren Bestrahlungen in den vier Jahreszeiten der Eiszeit und Gegenwart. Meteorol. ZS. 55, 321—326, 1938, Nr. 9. (Prag.) Verf. berechnet in gleicher Weise wie in einer früheren Arbeit für die Solstitien die mittlere tägliche Bestrahlung für die vier Jahreszeiten und die beiden Halbjahre unter Zugrundelegung mittlerer Sonnenlängen und Deklinationen zum Vergleich von Gegenwart und Eiszeit. In Tabellen sind als Rechengrundlagen die mittleren und wahren Sonnenlängen bei $\Pi = 90^\circ$ und $\Pi = 270^\circ$ und in der Gegenwart und die mittleren Deklinationen bei den Extremen von ε für $\Pi = 90^\circ$ und $\Pi = 270^\circ$ und als Rechnungsergebnisse die mittleren täglichen Bestrahlungen in den vier Jahreszeiten und in den beiden Halbjahren in der Gegenwart und in der Eiszeit bei den Extremen von ε für $\Pi = 90^\circ$ und $\Pi = 270^\circ$ sowie die Unterschiede in der Bestrahlung der Eiszeit gegenüber der Gegenwart von 10 zu 10^0 geographischer Breite angegeben. Die Unterschiede zwischen Eiszeit und Gegenwart wie auch ihr Temperatureffekt werden besprochen. Eine Tabelle bringt auch die mittleren monatlichen Bestrahlungen der Gegenwart in den verschiedenen Breitenkreisen. *Steinhausser.*

R. Spitaler. Vergleich zwischen den solaren Bestrahlungen zu Beginn einer Eiszeit und in der Gegenwart. Meteorol. ZS. 55, 336, 1938, Nr. 9. (Prag.) In Ergänzung zu einer früheren Arbeit wurden die entsprechenden Berechnungen für den Vergleich zwischen den solaren Bestrahlungen zu Beginn einer Eiszeit bei $e = 0,045$ und der Gegenwart zum Winter- und Sommersolstitium durchgeführt. In Tabellen sind die mittleren Bestrahlungen in verschiedenen Breiten bei $L = 45^\circ$ und $L = 225^\circ$ zu Beginn einer Eiszeit bei $\Pi = 90^\circ$ und $\Pi = 270^\circ$ wie auch die Zeiten und die Dauer der gegenwärtig größeren oder kleineren Bestrahlungen angegeben. *Steinhausser.*

W. Schwerdtfeger. Wasserglorien und Eisglorien. Meteorol. ZS. 55, 313—317, 1938, Nr. 9. (Berlin.) In etwa 50% aller Glorienfälle werden bei Flugzeugaufstiegen Glorien mit Nebelbogen von ungefähr 39° Radius um den Gegenpol der Sonne beobachtet. Aus der Erklärung dieses Nebelbogens nach der Airy-Pernterschen Regenbogentheorie wird geschlossen, daß es sich um Vorgänge in einer Wasserwolke handelt, wogegen die Annahme eines sogenannten Bouguerschen Halos, der Eiswolken voraussetzen würde, abgelehnt wird. Die beiden Vorbedingungen für die Bildung von normalen Glorien als Beugungserscheinungen: vorwiegendes Auftreten einer bestimmten Tropfengröße und regellose

Verteilung annähernd gleichgroßer beugender Teilchen, sind in Wasserwolken sehr viel eher erfüllt als in Eiswolken. Die wesentliche Unterscheidung zwischen Wasser- und Eisglorien ist in der Bedeutung des Reflexionsvorganges zu suchen. Nach Beobachtungen vom Flugzeug aus erscheint zum Unterschied von Wasser- glorien eine Glorie auf einer Eiswolke stark verändert als sehr helles weiß- leuchtendes Mittelfeld nur zeitweise von einem weißen Ring umgeben. Eine nor- male farbige Glorie ist daher als sicheres Zeichen für das Vorhandensein von Wassertropfen in der Wolke anzusehen. *Steinhauser.*

A. Renaud. Un halo à la surface de la neige. Bull. Soc. vaud. **60**, 131—137, 1938, Nr. 246.

André Renaud. Ein Halo auf der Oberfläche einer Schneedecke. Meteorol. ZS. **55**, 305—306, 1938, Nr. 8. (Yverdon, Schweiz.) Der am 14. Februar 1937 auf der Schneedecke am Creux du Van (1466 m) beobachtete Halo erschien als Bündel farbiger Hyperbeln. Die Bogen waren gegen die Sonne konkav und zeigten von innen nach außen die Farben Rot, Orange, Gelb, Grün und Blau. Die Ablenkung des gelben Lichtes beim Scheitel des Halo wurde zu $22^{\circ} \pm 1^{\circ}$ bestimmt. Auf einer horizontalen Schneefläche kann ein solcher Halo nur bei Sonnenhöhen unter 22° vorkommen. Vorbedingung für solche Halos ist eine sehr homogene Schicht von Eisnadeln oder -plättchen auf der Oberfläche des Schneefeldes. *Steinhauser.*

Arthur Adel and C. O. Lampland. A new band in the absorption spec- trum of the earth's atmosphere. Astrophys. Journ. **87**, 198—203, 1938, Nr. 2. (Lowell Obs. Flagstaff, Arizona.) Die Apparatur, mit der die hier ver- öffentlichten Absorptionsspektren der Atmosphäre aufgenommen wurden, ist früher beschrieben (diese Ber. **16**, 2145, 1935; **17**, 1178, 1936; **18**, 462, 1937). Es wird eine Aufnahmereihe des Bereiches von $0,69$ bis $2,7 \mu$ mit abnehmender Schicht- länge reproduziert, sie stellt das langwellige Ende des mit einem Glasprisma erzeugten Sonnenspektrums dar. Dazu kommt eine Aufnahme mit Steinsalzprisma, die bis 14μ reicht. Die beobachteten Banden gehören zur Absorption durch H_2O , CO_2 und O_3 . Neu ist das Auftreten einer Bande bei $4,6 \mu$ in der Atmosphäre, von der Aufnahmen mit großer Dispersion gebracht werden. Es ist die von *Hettner*, *Pohlmann* und *Schumacher* (diese Ber. **16**, 283, 2247, 1935) als N_2O_5 identifizierte Bande. Das Auftreten von N_2O_5 in der Ozonosphäre ist durchaus verständlich. Aus der Intensität, mit der die Bande auftritt, läßt sich abschätzen, daß auf 100 Moleküle O_3 ein Molekül N_2O_5 kommt. *Ritschl.*

E. V. Appleton and K. Weekes. Tides in the upper atmosphere. Nature **142**, 71, 1938, Nr. 3584. (Cavendish Lab. Cambridge.) Aus achtmonatigen Echo- messungen an der Ionosphäre kann eine Gezeitenbewegung nach Mondzeit eli- miniert werden. Die Amplitude dieser Gezeiten beträgt zwischen $1,5$ und 2 km. ihr Maximum liegt $\frac{3}{4}$ Std. vor dem Monddurchgang, sie sind fast sechsmal so stark in der beobachteten Höhe (110 km) wie auf dem Erdboden. *Riewe.*

Gerhard Fritz. Die Normalwerte des Niederschlages auf dem Brocken. Meteorol. ZS. **55**, 222—223, 1938, Nr. 6. (Dortmund.) Während früher als Niederschlagsmenge am Brocken jeweils der Höchstwert von drei östlich, süd- lich und nördlich vom Observatorium aufgestellten Ombrometern angenommen worden ist, wurde in den letzten Dezennien immer nur der Wert des östlichen Ombrometers berücksichtigt. Damit wird hauptsächlich die starke Abnahme der Niederschläge auf dem Brocken erklärt, da bei Winden aus nördlichen Richtungen der östliche Regenmesser viel zu wenig Niederschlag auffängt. Angestellte Ver- gleiche nach 20 jährigen Beobachtungen zeigten, daß der aus dem östlichen Messer

berechnete Jahreswert des Niederschlages um 190 mm niedriger ist als der auf dem jeweiligen Maximalwert beruhende. Durch Reduktion der Maximalwerte des Brockens nach der 40 jährigen Reihe von Clausthal ergibt sich ein Jahreswert von 1678 mm.

F. Steinhäuser.

Paul Zedler. Zur Niederschlagsverteilung an der deutschen Küste. Ann. d. Hydrogr. **66**, 389—391, 1938, Nr. 8. (Berlin-Niederschönhausen.)

Dede.

Douchan Avsec. Sur les tourbillons thermoconvectifs et la condensation de la vapeur d'eau. C. R. **207**, 565—567, 1938, Nr. 14. Es wird über eine neue Versuchsreihe über thermokonvektive Wirbel in mit Wasserdampf gesättigter Luft berichtet. Der Boden eines Glasgefäßes mit parallelen Wänden, die einen Abstand von 2 cm hatten, wurde mit Wasser bedeckt und das Gefäß von unten beheizt. In der über dem Wasser ruhenden Luftsäule traten nach kurzer Zeit regelmäßig verteilte Nebelgebiete auf, die die Form von Ellipsen hatten, deren Hauptachse horizontal lag. Die Erklärung hierfür liegt im Auftreten zellenförmig begrenzter Wirbel; die aufsteigende Luft führt Wasserdampf mit, der in den höher gelegenen, kälteren Luftschichten kondensiert. Die wandnahen Tröpfchen schlagen sich am Glas nieder und bilden so undurchsichtige Flecke. In den absteigenden Luftströmen trocknet die Luft wieder ab, bis der Vorgang von neuem beginnt. Einige Photographien zur Veranschaulichung der Vorgänge sind beigegeben, wie auch die Ergebnisse auf praktisch vorkommende Wolkenbilder angewandt werden.

Homann.

Hellmut Berg. Mammatusbildungen. Meteorol. ZS. **55**, 283—287, 1938, Nr. 8. (Köln.) Es sind drei Formen von Mammatusbildungen zu unterscheiden: 1. Stratocumulus mammatus oder Altostratus mammatus. Die Wolke macht einen feuchten Eindruck, ihre Unterseite erscheint wellen- oder wogenartig. Die Altostratus mammatus werden als zerbrochene Helmholtzsche Wogen an einer Aufgleit inversion aufgefaßt. Die Wolkenform ist selten, da Aufgleit inversionen mit markantem Temperatur- und Feuchtigkeitssprung an der Unterseite eines As., die die Vorbedingung für ihre Bildung sind, selten und kurzdauernde Erscheinungen sind. 2. Der Cumulus mammatus oder Cumulonimbus mammatus als regelmäßige Erscheinung auf der Rückseite von Schauern oder Gewittern. Diese Wolken sind Fallstreifen und daher nicht an eine Inversion gebunden. 3. Mammatusbildungen am Rande des Ausbreitungsschirmes eines Cumulonimbus (Alto cumulus mammatus cumulogenitus). Sie entstehen dadurch, daß sich die über die Sperrschicht hinausgequollenen Cumulonimbusteile rings um den Schauer oder um das Gewitter auf oder unter der Sperrschicht ausbreiten und können sich sowohl vor als auch hinter dem Cumulonimbus bilden. Für die einzelnen Arten der Mammatusbildungen werden schematische Darstellungen nach photographischen Aufnahmen vom Flugzeug aus und auch Zustandskurven der Atmosphäre zur Zeit von Mammatusbildungen wiedergegeben.

Steinhäuser.

Fritz Schnaidt. Berechnung der relativen Schichtdicken des Wasserdampfes in der Atmosphäre. Meteorol. ZS. **55**, 296—299, 1938, Nr. 8. (München.) Die relativen Schichtdicken des Wasserdampfes in der Atmosphäre bei verschiedenen Zenitdistanzen z liegen zwischen den von Bemporad für Luft berechneten Werten und den Werten $\sec z$. Sie unterscheiden sich von diesen bis $z = 60^\circ$ fast nicht. Für $z \geq 60^\circ$ werden die relativen Schichtdicken des Wasserdampfes und zum Vergleich auch die für Luft und die $\sec z$ -Werte für je $0,5^\circ$ in einer Tabelle angegeben. Der Berechnung der Wasserdampfschichtdicken liegt die Höhenverteilung des Wasserdampfes nach Süring und die Temperatur-

verteilung nach Baur und Philipps zugrunde. Die Abhängigkeit der Absorption des Wasserdampfes vom Luftdruck wurde durch die Einführung einer „effektiven Dichte“ des Wasserdampfes berücksichtigt, die gegeben ist durch $\bar{\rho} = \rho \times (p)/\times (p_0)$, wo ρ die gewöhnliche Dichte und $\times (p)$ bzw. $\times (p_0)$ die Absorptionskoeffizienten bei den Gesamtdrucken p und p_0 bedeuten. Bei Annahme einer mittleren Verteilung der effektiven Dichte $\bar{\rho}$ des Wasserdampfes nach $\bar{\rho} = \rho_0 10^{-0.1581 h - 0.00911 h^2}$ erfolgte die Berechnung der relativen Wasserdampfmasse $m_w(z)$ bei Berücksichtigung der atmosphärischen Refraktion nach der Formel

$$m_w(z) = \frac{\bar{\rho}_0}{\bar{w}} \int_0^H \frac{10^{-0.1581 h - 0.00911 h^2} dh}{\sqrt{1 - \left(\frac{R}{R+h}\right)^2 \frac{n_0^2}{n^2} \sin^2 z}}, \text{ wo } \bar{w} = \bar{\rho}_0 \int_0^H 10^{-0.1581 h - 0.00911 h^2} dh$$

und h die Höhe in km, $H = 36$ km, R der Erdradius und n der mit der Höhe veränderliche Brechungsindex der Luft ist. Die Einführung der relativen Wasserdampfschicht in die Linkesche Definitionsgleichung des Trübungsfaktors wirkt in geringem Maße dahin, den virtuellen Gang des Trübungsfaktors etwas abzuschwächen.

Steinhausser.

L. A. Ramdas. The variation with height of the water vapour content of the air layers near the ground at Poona. Bioklim. Beibl. d. Meteorol. ZS. 5, 30—34, 1938, Nr. 1. (Meteorol. Office Poona, Indien.)

J. Stephan. Das Tauprobem. (Sammelreferat.) Ebenda S. 75—81, Nr. 2. (Königsberg i. Pr.)

Dede.

A. Boutaric. Quelques remarques sur la production et les propriétés des brouillards artificiels. Météorol. 1937, S. 8—15, Jan./Febr.

D. Brunt and **A. K. Kapur.** The amount of water vapour in the stratosphere and upper troposphere. Quat. Journ. Meteorol. Soc. 64, 510—515. 1938, Nr. 276.

Riewe.

Józef Száva-Kováts. Verteilung der Luftfeuchtigkeit auf der Erde. Ann. d. Hydrogr. 66, 373—378, 1938, Nr. 8. (Budapest.)

P. R. Krishna Rao and **K. L. Bhatia.** Temperatures and humidities up to 3 kms over Karachi. Scient. Not. India Meteorol. Dep. 7, 119—129, 1938. Nr. 78.

Dede.

Hugo Herrig. Die Staubverteilung in Marburg a. d. Lahn. Eine lufthygienische Studie. Bioklim. Beibl. d. Meteorol. ZS. 5, 49—57, 1938. Nr. 2. Staubmessungen mit Zeiss-Konimeter mit Vorfilter von etwa 20 bis 30 μ wirksamer Porenweite an verschiedenen Stellen der Stadt bringen interessante Einzelheiten bezüglich der Luftverschmutzung einer mittelgroßen Stadt durch Heizung, Bahn und Industrie und ihre Abhängigkeit von orographischen und meteorologischen Einflüssen.

H. Israel.

A. S. E. Aekermann. A curious atmospheric phenomenon. Nature 142, 482—483, 1938, Nr. 3593. (London.) Beschreibung eigenartiger Luftwirbelbildungen in Form dünner vertikaler grauer Säulen (Dunstwirbel?). Beobachtungsdauer ungefähr $\frac{1}{4}$ Stunde (23. Juli 1938, nachmittags; dunstiger heiterer Tag mit geringer Bewölkung). Die Höhe der Wirbelfäden wird zu etwa 50fachem Durchmesser geschätzt. Mehrfach wird Verschwinden und Neubildung (längs der ganzen Ausdehnung gleichzeitig) beobachtet.

H. Israel.

K. Kähler und **G. Brandtner.** Messungen des Staubgehaltes der Luft in Bad Tölz. Bioklim. Beibl. d. Meteorol. ZS. 5, 58—62, 1938, Nr. 2. (Meteorol. Obs. Potsdam und Kurortklimakreisst. Oberbayern, Bad Tölz, d. Reichsamtes f.

Wetterdienst.) Staubzählungen mit Zeiss-Konimetern in Bad Tölz und Umgebung im Februar und Juli 1937 zeigen große orographisch und meteorologisch bedingte (Austausch!) Unterschiede. Im Vergleich zur vorhergehend referierten Arbeit fallen die im Mittel um 1 bis 3 Zehnerpotenzen niedrigeren Staubzahlen auf, die nicht allein durch die andere klimatische Lage zu erklären sind. (Anm. d. Ref.)

H. Israëli.

Victor H. Regener. Neue Messungen der vertikalen Verteilung des Ozons in der Atmosphäre. *ZS. f. Phys.* **109**, 642—670, 1938, Nr. 9/10. (Friedrichshafen/Bo.) Die von verschiedenen Forschern über die vertikale Verteilung des Ozons in der unteren Atmosphäre gemachten Angaben differieren zur Zeit noch sehr stark. Es wird daher die früher für die Messung des Ozons in der Stratosphäre benutzte Registrierballonmethode so verfeinert, daß auch die geringen Ozonkonzentrationen in der Troposphäre erfaßt werden können. Die durch das atmosphärische Ozon verursachte Steilheit des ultravioletten Abbruchs im Sonnenspektrum wird jetzt unbeeinflusst von diffus zerstreutem Himmelslicht und von Extinktion durch Dunst nach speziellen photometrischen Methoden ausgemessen. Eine halbkugelförmige Blende läßt durch eine von einer Magnetnadel in Südrichtung gehaltene Öffnung das direkte Sonnenlicht auf eine diffus reflektierende Gipsplatte fallen, welche so zu 90% vom Himmelslicht geschützt wird. Zwei Aufstiege, am 30. Oktober 1937 und am 11. Dezember 1937, führten bis 16,4 bzw. 14,3 km Höhe und zu 12 bzw. 9 Bestimmungen der Schichtdicke des gesamten atmosphärischen Ozons über dem Apparat in verschiedenen Höhen. Es ergab sich bei beiden Aufstiegen ein Minimum für den Ozondruck zwischen 4 und 10 km Höhe; die Formen der Ozonverteilungen stimmen nicht miteinander überein, sondern sind stark abhängig vom Ort und von der Wetterlage. Das Minimum wird erklärt durch die chemische Ozonzersetzung am Dunst der Troposphäre und an der Erdoberfläche, welche den Aufbau einer Exponentialverteilung des Ozons verhindert (eine solche sollte infolge der Diffusion und infolge der vertikalen Durchmischung eigentlich entstehen und überall das gleiche Verhältnis Ozon/Luft ergeben). Hierdurch erklärt sich auch eine sehr starke Abhängigkeit des troposphärischen Ozongehaltes von der vertikalen Durchmischung der Atmosphäre und somit auch die Schwankungen des Ozongehaltes der bodennahen Luftschichten.

E. Regener.

H. Israëli-Köhler. Aufgaben und Ziele der Boden-Emanationsforschung. *S.-A. Balneologie* **5**, 248—260, 1938, Nr. 6. (Meteorol. Obs. Potsdam.) Zusammenfassendes Ref. über Grundlagen, Arbeitsmethoden und bisherige Ergebnisse der Bodenforschung auf Grund von Emanations- und γ -Strahlungsmessungen: Die oberflächennahe Emanationsvermessung des Bodens führt mit wesentlicher Sicherheit zur Erkennung von Unstetigkeiten im Untergrund. Die Festlegung von Spalten, Verwerfungen usw. erfolgt um so eindrucksvoller, je geringer die Mächtigkeit der sedimentären Gesteinsüberdeckung ist. An Hand von Diffusionsbetrachtungen und Meßbeispielen werden die Grenzen der Methode besprochen. Es ist zweckmäßig, der genauen Emanationsvermessung eine γ -Strahlungsvermessung vorausgehen zu lassen. Auf die Modifikation der Emanationsverteilung im Boden durch Gaszirkulationen wird hingewiesen.

H. Israëli.

W. Jaekel. Lichtelektrisches Meßgerät zur Prüfung von Kulturböden. *ZS. d. Ver. d. Ing.* **82**, 1275—1276, 1938, Nr. 44. (Berlin.) *Dede.*

S. P. Kachurin. Frozen grounds recede. *C. R. Moskau (N.S.)* **19**, 595—599, 1938, Nr. 8. Auf Grund von Untersuchungen einer Expedition in das Yenisseigebiet wird angegeben, daß dort die südliche Grenze des gefrorenen Bodens 250 bis 300 km südlich von Turukhansk liegt. In drei Bohrlöchern wurde

die Temperatur- und Feuchtigkeitsverteilung bis 16 m Tiefe bestimmt. Der Feuchtigkeitsgehalt zeigte sich abhängig von der Bodenschichtung und schwankte in den oberen Schichten bis 6 m Tiefe um 20 % und in größeren Tiefen um 10 %. Nach den neueren Messungen liegen die Bodentemperaturen um 0,3 bis 0,4° höher als im Jahre 1843. Die Temperatur nahm im September von 1,2° in 3 m Tiefe auf 0,3° in 15 m Tiefe ab. Daraus ergibt sich als obere Grenze des gefrorenen Bodens eine Tiefe von 20 bis 23 m. Diese Grenze liegt um 10 bis 12 m niedriger als die von *Middendorf* im Jahre 1843 bestimmte. Beim Anlegen der Bohrlöcher wurde beobachtet, daß in diese Bohrlöcher stürmisch Luft hineingesaugt wurde, was auf die Bildung von Hohlräumen durch Schmelzen des gefrorenen Bodens zurückgeführt und ebenfalls als Anzeichen für den Rückgang des gefrorenen Bodens angesehen wird. Auch in anderen Gebieten von Sibirien wurde ein Rückgang des gefrorenen Bodens beobachtet. *Steinhausser.*

George Canellopoulos. Introduction à l'étude dynamique du climat. *Météorol.* 1937, S. 117—126, März/April.

Georges Rempp. Sur les frontières et les relations entre le macroclimat, le mésoclimat et le microclimat et entre le climat physique et le bioclimat. *Météorol.* 1937, S. 263—274, 380—391, Juli/Aug. u. Sept./Okt. *Riewe.*

R. Bottler und O. H. Knoll. Erfahrungen mit einer neuen Kohlenbogenlampe (Albertus-Sonne). Messungen mit dem neuen bioklimatischen UV-Dosimeter an Kohlenbogenlampen. *Strahlentherapie* 62, 348—355, 1938, Nr. 2. (Karlsruhe.) Überprüfung einer neu in den Handel gebrachten therapeutischen Lichtquelle auf Verteilung der relativen UV-Strahlung auf eine Bestrahlungsfläche bestimmter Größe, relative UV-Strahlung in Abhängigkeit von der Brenndauer bei verschiedenen Kohlesorten und „UVE“-Intensität (gemessen mit J. G.-UV-Dosimeter). *H. Israëll.*

Hermann Flohn. Grundfragen der Meteoropathologie vom meteorologischen Standpunkt. *Bioklim. Beibl. d. Meteorol. ZS.* 5, 4—7, 1938, Nr. 1. Die Grundfragen der Meteoropathologie, zu deren Lösung der Meteorologe beitragen kann, lauten: 1. Welche Wetterlagen sind krankheitsauslösend? 2. Welche Wetterelemente bzw. -vorgänge sind für diese krankheitsauslösende Wirkung verantwortlich? Als pathogene Wetterlagen sind bisher festgestellt worden: Kaltfronten, in geringerem Maße auch Warmfronten, bei diesen aber meist die präfrontalen Abgleitbewegungen (freier Föhn), alpiner Föhn, Schauerwetter, tiefliegende Inversionen und möglicherweise auch okkludierte Fronten. Für Hypothesen zur Erklärung der Wetterwirkung wurden vor allem Oszillationen des Luftdruckes und Änderungen des luftelektrischen Zustandes (Schwankungen des Grobionenhaushaltes, Schwankungen des Potentialgefälles) in Betracht gezogen. Besondere Beachtung ist der Möglichkeit der Wirkung im geschlossenen Raum zu schenken. Die Frage des physikalisch meteorologischen Wirkungsmechanismus der pathogenen Wetterlagen muß im allgemeinen heute noch als nahezu völlig offen bezeichnet werden. Es wird auch auf die Bedeutung der Häufigkeit pathogener Wetterlagen z. B. für Saisonkrankheiten, der Aufeinanderfolge mehrerer pathogener Wetterlagen für die Sensibilisierung des Organismus und für die Selektion der empfänglichen Individuen und auf Unterschiede im Verhalten der einzelnen Krankheiten gegenüber verschiedenen pathogenen Wetterlagen hingewiesen. *F. Steinhausser.*

Geophysikalische Berichte

F. C. Bullard and T. F. Gaskell. Seismic methods in submarine geology. Nature 142. 916—917, 1938, Nr. 3603. (Dep. Geod. a. Geophys. Univ. Cambridge.) *Dede.*

G. L. Turney and G. E. Cousins. A portable direct-reading magnetometer. Journ. Scient. Instr. 15, 360—367, 1938, Nr. 11. Verff. haben das von Harrison und Rowe (s. diese Ber. 19, 1527, 1938) beschriebene Magnetometer, das in dieser Form die Veränderung des Wechselstromwiderstandes eines hochpermeablen Mumetalldrahtes durch ein äußeres Magnetfeld nur zur Messung von Änderungen des äußeren Feldes, insbesondere des Erdfeldes benutzte, unter Beibehaltung der gleichen Brückenschaltung weitergehend für Absolutmessungen entwickelt, indem durch Anwendung von Kompensationsspulen das zu messende Feld aufgehoben wird. Die Messung eines beliebig gerichteten Feldes geht dabei so vor sich, daß der Meßdraht zunächst mittels einer Kompaßnadel so ausgerichtet wird, daß das äußere Feld Null und die Brücke abgeglichen ist. Wird dann darauf der Draht in Richtung des zu messenden Feldes gedreht, so tritt eine Änderung in der Brücke auf, die durch Abgleichung mittels der Kompensationsspulen wieder aufgehoben wird. Als Meßgenauigkeit für die Absolutmessung geben die Verff. $0,002 \varnothing = 200 \gamma$ an (für die Relativmessungen betrug die Genauigkeit einige γ . D. Ref.). *v. Harlem.*

J. S. McPetrie and B. G. Pressey. A method of using horizontally polarized waves for the calibration of short-wave field-strength measuring sets by radiation. Journ. Inst. Electr. Eng. 83, 210—215, 1938, Nr. 500. (Nat. Phys. Lab.) Bei den „horizontal polarisierten“ Wellen liegt der elektrische Vektor senkrecht zur Einfallsebene. Verff. benutzen Rahmen-Sender und -Empfänger. Die einfache Strahlentheorie zeigt sich nicht gültig für „vertikal“ polarisierte, wohl aber „horizontal“ polarisierte Stellen. Für die ersteren müssen Sender und Empfänger sich in mindestens einer solchen Höhe befinden, die vergleichbar ist mit der Wellenlänge, während die Höhe bei den letzteren und $\lambda = 10$ m beliebig sein kann. Die Berechnung des Feldes ist bei horizontal polarisierten Wellen auch viel leichter möglich. Die Messungen mit den beiden Polarisationsrichtungen stimmen innerhalb von 10 % überein. *Riere.*

L. Nenadović. Graphische Darstellungsweise von Analysen der Mineralwässer. Bull. Soc. Tchécosl. Physiatrie 18. 282—289, 1938, Nr. 5/10. (Tschech. mit dtsh. Zusammenf.) (Belgrad.)

O. Pročke. A contribution to the estimation of calcium and magnesium in water. Bull. Soc. Tschécosl. Physiatrie 18, 290—292, 1938, Nr. 5/10. (Tschech. mit engl. Zusammenf.) (Prag.) *H. Israëli.*

C. Wirtz. Über die Einwirkung von Temperatur, Strahlungsstärke und Trübung auf Aktinometerangaben. Ann. d. Hydrogr. 66, 508—512, 1938, Nr. 10. Angaben von fünf Aktinometern mit Thermo- bzw. Mikrothermosäulen nach Moll in verschiedenen Ausführungen werden mit den Messungen an einem Silverdisk-Pyrheliometer nach C. G. Abbot (Nr. 52) verglichen, welch letzteres vom Verf. als sekundäres Standardinstrument angesehen wird. Die Apparaturen mit den Mikrothermosäulen (mit und ohne konischen Reflektor) werden als nicht ganz einwandfrei bezeichnet (zu leichte Umhüllung und zu schwankes Stativ). An Stelle der nichtbeobachteten Instrumenttemperatur wird die Lufttemperatur verwendet. Statt der exakten Meßmethode der Thermokraft durch elektrische Kompensation wird nur die übliche Messung durch Aus-

schläge an einem Millivoltmeter bzw. Galvanometer verwendet, wobei keine näheren Eichangaben über diese elektrischen Meßinstrumente gemacht sind. Das umfangreiche Meßmaterial — gewonnen innerhalb von 15 Jahren in Kiel — wird nach der Korrelationsmethode und nach der Ausgleichsrechnung (Methode der kleinsten Quadrate) formal verwertet. Es berechnen sich danach trotz technischer und rechnerischer Unvollkommenheiten (z. B. lineare Abhängigkeiten auch für Korrekturen der Millivoltmeter werden vorausgesetzt) erstaunlich geringe Werte für den mittleren Fehler einer einzelnen Skalenwertbestimmung ($\pm 0,0004$ gal) und plausible Temperaturkoeffizienten von 0,001 bis 0,004 (vgl. Panzeraktinometer mit Mollscher Therosäule 0,0018). Der Einfluß der Sonnenumgebung bei verschiedenen Trübungszuständen ist selbst auf Instrumente mit wesentlich größeren Öffnungswinkeln als der Silverdisk kaum mehr als 1 % und sogar zum Teil nicht eindeutig. Die Geringfügigkeit des Einflusses wird durch Spezialuntersuchungen bestätigt gefunden, in Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Forscher.

Feußner.

W. Semmelhack. Der neue Thermo-Hygrograph Steffens-Semmelhack. Ann. d. Hydrogr. **66**, 513—515, 1938, Nr. 10. (Dt. Seewarte Hamburg.) Besonderheiten gegenüber den gewöhnlichen Thermo-Hygrographen u. a.: Geringes Volumen (etwa die Hälfte) und Gewicht, gradlinige Ordinaten, Aufzeichnung beider Elemente auf einem Streifen — zwei Stunden gegeneinander verschoben —, „rektifizierte“ lineare Skala des Hygrographen, Unterbringung des Thermometers (gradliniges Bimetall) und feuchten Körpers im Instrumentenkasten, Vermeidung von Eisenteilen. Vier Originalregistrierungen sind abgebildet. Das Instrument hat sich schon seit einiger Zeit in Übersee und auf fahrenden Schiffen gut bewährt.

H. Israël.

Harry Diamond, Wilbur S. Hinman, Jr. and F. W. Dunmore. A method for the investigation of upper-air phenomena and its application to radio meteorography. Proc. Inst. Radio Eng. **26**, 1235—1265, 1938, Nr. 10. (Nat. Bur. of Stand. Washington.) Nach kurzer Klassifikation der einzelnen bekannten Radiosondierungstypen beschreiben die Verf. eine von ihnen entwickelte neue Radiosonde, bei der eine feste Trägerwelle durch widerstandsgesteuerte Kreise moduliert wird. Alle zu messenden Einzelelemente werden durch Widerstände charakterisiert: Die Temperatur wird durch den Widerstand einer mit einem geeigneten Elektrolyten gefüllten Kapillare gegeben, die Feuchtigkeit durch den Widerstand einer Salzlösungslamelle der Luftdruck durch den Widerstand eines durch eine radioaktive Substanz ionisierten Luftspaltes, die Höhe der oberen Wolkengrenze durch den Widerstand einer Photozelle usw. Die konstante Trägerfrequenz gestattet dauernde Anpeilung und damit Windstärke und -richtungsbestimmung in der Höhe. Einige Aufstiegsbeispiele und zahlreiche Literaturangaben über Einzelheiten sind angeführt.

H. Israël.

Hugo Schilling. Die neuzeitliche Entwicklung des Heizungswesens und das geheizte Thermometer. Gesundheits-Ing. **61**, 369—373, 1938, Nr. 27. (Wuppertal-Barmen.) Die Arbeit behandelt im ersten Teil allgemeine Gesichtspunkte für eine sinnvolle Anwendung der Heiztechnik im neuzeitlichen Wohnbau. Im zweiten Teil gibt der Verf. ein Meßgerät an, welches gestatten soll, jederzeit in einfachster Weise die Eignung von Heizungs-, Lüftungs- und Klimaanlage nachzuprüfen. Dieses Gerät ist ein „geheiztes Thermometer“ und besteht darin, daß eine Thermometerkugel innen einen Hohlraum hat, in welchem ein kleiner elektrischer Heizkörper eine konstante Wärmemenge erzeugt; der Thermometerfaden stellt sich auf eine der mittleren Temperatur der Kugel entsprechende Lage ($^{\circ}$ C) ein, und letztere hängt von der Wärmeabgabe an die Um-

gebung ab. Schreibgerät hierzu erlaubt die dauernde Beobachtung. Konstruktive Einzelheiten werden wohl aus patentrechtlichen Gründen nicht mitgeteilt. *Fritz.*

Helmer Dahl and Odd Dahl. A low velocity oceanographic current recorder. *Rev. Scient. Instr.* **9**, 243—245, 1938, Nr. 8. (Chr. Michelsens Inst. Bergen, Norway.) Ein kleiner Geschwindigkeitsregistrierapparat für Meeresströmungen wird genau beschrieben, der eine Photozelle verwendet. Ein Propeller, angetrieben durch die Strömung, besitzt auf seiner Achse einen schräg aufgesetzten Spiegel, der bei entsprechender Stellung einen Strahl, ausgehend von einer kleinen Glühbirne, auf eine Photozelle wirft. Die Impulse der Photozelle werden außerhalb des Wassers registriert. *Hänsch.*

Teodor Schlomka. Zur Drehimpulsstrahlung der Erde. *Ann. d. Phys.* (5) **33**, 259—264, 1938, Nr. 3. (Seminar f. theor. Phys. T. H. Hannover.) Verf. berechnet den während eines Jahres bei der Rotation auf $\lambda = 2,6 \cdot 10^{10}$ km ausgestrahlten elektromagnetischen Drehimpuls zu $Y_e = 10^{14} w/wc g \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{sec}^{-1}$. Ein Vergleich mit dem mechanischen Drall der Erde ($Y_m = 7 \cdot 10^{40} w/w$) zeigt, daß die elektromagnetische Ausstrahlung die Tageslänge nicht beeinflusst. *Riewe.*

William Bowie. The shape and size of the earth. *Scient. Month.* **47**, 506—510, 1938, Nr. 6. (U. S. Coast a. Geodet. Survey.) Kurzer Bericht über den jetzigen Stand der Forschung betr. Gestalt und Dimensionen der Erde. *Szivenessy.*

Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Gravitational stability of the earth. *Bull. Earthq. Res. Inst.* **16**, 234—243, 1938, Nr. 2. Für die aus zwei flüssigen Schichten bestehende Erde leiten die Verff. die Gleichungen her. Gravitationspotential, hydrodynamische Bedingungen für kleine Schwingungen, Lösung, numerische Berechnung und Interpretation. Die numerischen Berechnungen werden für die Indizes $n = 1$ bis 4 und für die Dicke 0, 200 und 300 km der äußeren Schicht durchgeführt und die Ergebnisse für ρ_2/ρ_1 zwischen 0 und 1,4 graphisch wiedergegeben. Insbesondere werden die Verhältnisse instabil, sowie ein Teil der äußeren Schale durch die Abkühlung dichter wird als die innere und daher unter-sinkt. *Riewe.*

Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. The effect of cooling on a plastic earth under gravitational forces. *Bull. Earthq. Res. Inst.* **16**, 244—255, 1938, Nr. 2. Im Anschluß an eine frühere Arbeit über die Abkühlung der Erdkruste, bei der die horizontale Kompression die vertikale übersteigt (Sezawa, diese Ber. **19**, 2335, 1938), behandeln Verff. nacheinander drei Fälle: 1. Abkühlen einer Schicht gleichmäßiger Dicke. 2. Abkühlen nur der obersten Schicht, während der übrige Teil der Erde auf der ursprünglichen Temperatur bleibt: Abkühlung eines Substratums, eines Oberflächenstratums, wobei das Plastizitätsproblem in der Art der Elastizität behandelt wird. 3. Abkühlung eines Stratums mit reiner Plastizität. Über den Radius irregulär verteilte Abkühlung. — Die Wirkung des Temperatursprunges an der Substratumgrenze ist vernachlässigbar gegenüber der Gravitation. *Riewe.*

Alexandre Dauvillier. Sur la structure interne du Globe et la genèse des Continents et des Océans. *C. R.* **207**, 452—454, 1938, Nr. 9. I. Meteoritenuntersuchungen führen den Verf. zu den folgenden Angaben: Nickel-Eisenkern von $\frac{3}{4}$ der Gesamtmasse, 1300 km dick, zehnfach weniger radioaktiv als Erdkruste, Dichte = 8; durchschnittliche Dichte der Erde = 5,57. Simal 1120 km dick, Dichte zwischen 3,0 und 3,4. Sial 180 km dick, Dichte zwischen 2,8 und 3,0. — II. Allgemeine Betrachtungen über Abkühlungsvorgang, Ozeanbildung usw. — III. Kurze Betrachtung der Differenzen gegenüber anderen Theorien (Willis, Wegener). *Riewe.*

G. W. Gorschkow. Über den Einfluß der sekundären γ -Strahlen auf die Aktivitätsbestimmung von radioaktiven Substanzen nach den γ -Strahlen. Trav. Inst. État Radium (russ.) 3, 37—59, 1937. Die Untersuchungen der Ursache der Differenzen zwischen der Bestimmung der Radioaktivität von Gesteinen nach der Methode der γ -Strahlung an Ort und Stelle und der üblichen Laboratoriumsbestimmung an Urangesteinen zeigten, daß bei Anwendung einer Kolhörsterschen Ionisationskammer mit Fe-Wänden (2,5 mm) angenommen werden kann, daß praktisch die gesamte Ionisation im γ -Strahlenapparat im Falle der Uranfamilie durch die γ -Strahlen des Ra (B + C) bedingt ist. Die Absorptionskoeffizienten für die γ -Strahlen in den Gesteinen, bei denen für die γ -Strahlen des Ra (B + C) der Photoeffekt im Vergleich zum Compton-Effekt vernachlässigt werden kann, können proportional ihrer Dauer angenommen werden. Als Hauptursache der beobachteten Differenzen gegenüber den Laboratoriumsmethoden ist die Wirkung von sekundären γ -Strahlen anzusehen. Der relative Anteil der Ionisation durch die sekundäre „Austrittsstrahlung“ beträgt etwa 30 % der Gesamtionisation im Apparat. Der relative Anteil der Ionisation unter Tage (Eintrittsstrahlung) der sekundären γ -Strahlen beträgt etwa 8 % der Gesamtionisation. „Tertiäre“, „quaternäre“ usw. γ -Strahlen, die durch mehrfache Streuungen an den Wänden unter Tage auftreten, stellen einen Prozentsatz von 2 bis 3 % der Gesamtionisation dar. Die mittlere Härte der sekundären Austrittsstrahlungen entspricht etwa der Härte der γ -Strahlen des RaB, während die sekundären Eintrittsstrahlen eine geringere Härte aufweisen. Eine Pb-Schicht von 1 mm genügt, um die sekundären Eintrittsstrahlungen zu absorbieren. *Klever.

Vlastimil H. Matula. Radiologic investigations in Francis Bath and its vicinity. Bull. Soc. Tchecosl. Physiatrie 18, 314—322, 1938, Nr. 5/10. (Tschech. mit engl. Zusammenf.) (Prag.) H. Israëll.

Chûji Tsuboi and Takato Fuchida. Relation between gravity anomalies and the corresponding subterranean mass distribution. (II.) Bull. Earthq. Res. Inst. 16, 273—284, 1938, Nr. 2. Für eine Massenverteilung innerhalb einer Ebene in bestimmter Tiefe lassen sich mit Hilfe von Fourier-Entwicklungen Potential und Schwerkraft an der Erdoberfläche darstellen. Für schwachbrettartige und L-förmige Verteilung der Masse werden die berechneten Iso-gammabilder wiedergegeben. Von der Analogie der Umriss dieser Gebilde mit denen unscharfer photographischer Abbildungen werden einige Proben wiedergegeben und dieser Zusammenhang mathematisch kurz begründet. Es folgen dann noch Berechnungen der Lotabweichungen und der Geoidhöhe auf Grund der zuerst genannten Voraussetzungen. Schmerwitz.

Chûji Tsuboi. A simple method of approximately determining the thickness of the isostatic earth's crust. Bull. Earthq. Res. Inst. 16, 285—287, 1938, Nr. 2. Auf Grund des vorstehend berichteten Verfahrens wird eine Überschlagsrechnung für eine angenäherte Bestimmung der Tiefe der isostatischen Ausgleichsfläche abgeleitet. (Vgl. auch T. Nagata, diese Ber. S. 810.) Schmerwitz.

Chûji Tsuboi. Gravity anomalies and the corresponding subterranean mass distributions. Proc. Imp. Acad. Tokyo 14, 170—175, 1938, Nr. 5. (Earthq. Res. Inst.) Die grundlegenden mathematischen Entwicklungen sind bereits in der vorstehend referierten Arbeit enthalten. Ergänzend wird in der vorliegenden Arbeit die Methode auf ein theoretisches Profil von Eötvös

und zwei praktische Beispiele der Schweremessungen von Vening-Meinesz (in Ostindien) und C. E. Bullard (dem Afrikanischen Grabenbruch) angewendet.

Schmerwitz.

Takahiro Hagiwara. Observations of changes in the inclination of the earth's surface at Mt. Tukuba. Bull. Earthq. Res. Inst. 16, 366—371, 1938, Nr. 2. Mit vier vollkommen aus Quarz hergestellten Neigungsmeßinstrumenten nach Ishimoto wurden Tages- und Säkularvariationen der Bodenneigung in dem Zeitraum zwischen November 1935 bis November 1937 registriert. Für die Unterbringung dieser Klinographen wurde ein Stollen 25 m tief in Granit horizontal in einen Berg getrieben. Die eine Station befand sich an dem Ende dieses Ganges, die andere in etwa 3 m Entfernung vom Eingang. Parallel zu diesen Kurven wurden die Raumtemperatur, die Außentemperatur und der Niederschlag verzeichnet. Die insgesamt wiedergegebenen Messungen ergaben, daß der Verlauf an diesen beiden wenig voneinander entfernten Orten für gleiche Komponenten völlig verschieden ist. Auch ein eindeutiger kontinuierlicher Zusammenhang mit irgendwelchen meteorologischen Daten ließ sich nicht ableiten. Die gleiche Beziehungslosigkeit der Ergebnisse wird hiernach auch auf die geophysikalischen Deutungen ausgedehnt. In bezug auf die Messungen in dem geschützten Raum, in dem 0,001" für 1 mm Ausschlag registriert wurden, schreibt der Verf.: „Die Variation infolge der Mondanziehung sei in der Größenordnung von 0,01" zu erwarten, aber sie konnte bei den vorliegenden Beobachtungen nicht entdeckt werden.“ Diese zeigten immer nur ein Tagesmaximum in der Nord-Süd-Komponente und zwei Maxima in der Ost-West-Richtung.

Schmerwitz.

Takeshi Minakami. Explosive activities of Volcano Asama and tiltings of the earth's surface. Bull. Earthq. Res. Inst. 16, 372—390, 1938, Nr. 2. Neigungsmessungen mit dem Ishimoto-Klinograph wurden in der Nähe des Vulkans von 1934 bis 1937 ausgeführt. Der stärkste Ausbruch am 20. April 1935 ist etwa 2 Monate vorher an ganz erheblichen Neigungsänderungen (über 20") in beiden Komponenten deutlich zu erkennen. Wie die Registrierungen zeigen, wurden die Neigungsbewegungen mit Einsetzen des Ausbruchs rückläufig. In Zeiten geringer oder fehlender Tätigkeit des Vulkans ist der Verlauf der Kurven beträchtlich ruhiger.

Schmerwitz.

Filip Andersson. Berechnung der Variation der Tageslänge infolge der Deformation der Erde durch fluterzeugende Kräfte. Ark. Mat., Astron. och Fys. (A) 26, Nr. 8, 34 S., 1938, Heft 2. Unter der Annahme, daß die Erde inkompressibel und ganz mit Wasser bedeckt ist, werden die von Sonne und Mond herrührenden Störungen im Gravitationspotential als Summe von Kugelfunktionen dargestellt. Über die entstehenden elastischen Deformationen ergeben sich Änderungen im Trägheitsmoment der Erde in bezug auf die Rotationsachse, wodurch periodische Änderungen der Tageslänge entstehen. Die Perioden sind: ein halber Monat, ein halbes Jahr und achtzehn Jahre. Es betragen die entsprechenden Änderungen im Stand der astronomischen Uhr 0,001, 0,008 und 0,278 sec.

Adelsberger.

Georges Roux. Mesures de l'intensité de la pesanteur au Maroc. C. R. 207, 713—715, 1938, Nr. 17.

Pierre Lejay. Mesures de gravité aux Iles Philippines. C. R. 207, 828—831, 1938, Nr. 19.

Dede.

Kumizi Iida. Relation between the normal tangential viscosity ratio and Poisson's elasticity ratio in certain soils. Bull. Earthq. Res. Inst. 16, 391—406, 1938, Nr. 2. Für den Bodenuntergrund verschiedener

*

Stadtteile von Tokio werden die elastischen Konstanten nach Messungen und Rechnungen ermittelt und ihre Abhängigkeit vom Wassergehalt bestimmt. *Schmerwitz.*

Akitune Imamura. Crustal deformation as revealed through revision of levels linking Hirosima with Sindi. Proc. Imp. Acad. Tokyo 14, 108—111, 1938, Nr. 3. (Seismol. Inst.) Geodätische Höhenmessungen wurden längs eines über etwa 150 km verlaufenden Profils im Jahre 1891, 1921 und 1937 ausgeführt. Die Veränderungen der Höhenpunkte zeigen einige starke lokale Störungen bis zu 26 cm, die auf zwei große Erdbeben zurückführbar sind. Vorherrschend sind jedoch auf dem größten Teil der Strecke geringere, aber dafür mehr gleichförmige säkulare Änderungen. *Schmerwitz.*

Jean Legrand. Causes des oscillations de longue période des niveaux moyens annuels (N. M. A.) à Brest et sur les côtes de la Mer du Nord. C. R. 207, 929—932, 1938, Nr. 20. Bei der Untersuchung der langperiodischen Schwankungen der mittleren jährlichen Höhen in Brest und an der Nordseeküste kommt der Verf., nachdem er sich mit den bisher erschienenen Veröffentlichungen auseinandergesetzt hat, zu dem Schluß, daß es sich nur um ein Sinken des Kontinents handelt. *Hänsch.*

Gerard de Geer. Periodic variations in the ablation of prehistoric land-ice. Ark. Mat., Astron. och Fys. (B) 26, Nr. 6, 4 S., 1938. Heft 2. Untersuchungen von prähistorischen Gletscherablagerungen führten zur Feststellung von zwei-, drei- und vierjährigen periodischen Schwankungen, für die kosmische Ursachen in Erwägung gezogen werden. *Schmerwitz.*

Karl Jung. Kleine Erdbebenkunde. Verständliche Wissenschaft, Bd. 37. Mit 95 Abb. V u. 159 S. Berlin, Julius Springer, 1938. Geb. 4,80 RM. Das Buch bringt zuerst die Erscheinungen der natürlichen Erdbeben, deren Entstehung und Verbreitung, sowie die Methoden der Beobachtungen und der Messungen. Anschließend werden die Anwendungen der aus der natürlichen Seismik gewonnenen Erfahrungen auf die Untergrundforschung mit künstlich erzeugten Erschütterungen, auf Echolot und ähnliche Probleme behandelt. Für eine Erweiterung und Vertiefung des Studiums der behandelten Fragen ist ein Verzeichnis der einschlägigen Literatur beigelegt. Ein gutes Sachverzeichnis beschließt das kleine Werk. *Dede.*

Tokitaro Saita (Saida). The peculiarity of Chinese earthquake disasters and the seismic intensities as deduced from remaining pagodas. Bull. Earthq. Res. Inst. 16, 407—414, 1938, Nr. 2. (Japanisch mit engl. Zusammenf.) Verf. betont die Notwendigkeit einer eingehenden Untersuchung der Erdbebenstätigkeit in China, da hier die größte Durchschnittszahl der jährlichen Todesopfer erreicht wird (13 900). Er begründet seine Ansicht, daß Nordchina jedoch keine größere Erdbebenintensität besitzt als Südchina oder Japan mit der Unversehrtheit der chinesischen Pagoden. *Schmerwitz.*

Seiti Yamaguti. Seasonal distributions of earthquakes in the world. Bull. Earthq. Res. Inst. 16, 355—365, 1938, Nr. 2. Eine statistische Zusammenfassung von 6738 Erdbeben nach Zeit und Ortsangaben zeigt u. a., daß der zeitliche Verlauf der Bebenzahl der japanischen Zone und der Mittelmeerzone reziprok zueinander ist. *Schmerwitz.*

Genrokuro Nishimura and Takeo Takayama. Seismic waves due to tractions applied to the inner surface of a spherical cavity in an elastic earth. Bull. Earthq. Res. Inst. 16, 317—354, 1938, Nr. 2. Für den Fall, daß die Begrenzung einer kugelförmigen Höhlung durch Stoß zu Schwingungen er-

regt wird, werden Wellenbewegungen erzeugt, die sich hier als erzwungene, freie und Komplementärwellen mathematisch ableiten lassen. Letztere besitzen eine aperiodisch abfallende Schwingungsdauer. Periode und Dämpfung werden in Abhängigkeit von der erzwingenden Frequenz, der Größe der Höhlung und der Elastizität bestimmt. Die Amplitudenverteilung um das Zentrum und einige andere Eigenschaften werden berechnet. Die Ableitungen gelten nur für den Fall, daß die Beobachtungen in einiger Entfernung von dem Erregungsort angestellt werden. *Schmerwitz.*

Katsutada Sezawa. Anomalous dispersion of elastic surface waves. Bull. Earthq. Res. Inst. **16**, 225—233, 1938, Nr. 2. Frühere Untersuchungen des Verf. (diese Ber. 8, 1603, 1927) werden zu einem Abschluß gebracht durch die Behandlung der Ausbreitung von Love- und Rayleigh-Wellen in einer Oberflächenschicht geringerer Dichte. Verf. entwickelt die Formeln und zeigt, daß Love-Wellen sich immer normal verhalten, während bei Rayleigh-Wellen die Geschwindigkeit mit wachsender Wellenlänge abnimmt und dann, wenn die Wellen durch die Oberflächenschicht hindurchdringen, im Körper selbst eine größere Geschwindigkeit haben. Insbesondere ist die Geschwindigkeit der Oberflächewelle nicht größer als die transversaler Wellen in der Schicht oder im darunter liegenden Medium. *Riewe.*

Ota Hynie. La source de Piešťany. Bull. Soc. Tchécosl. Physiatrie **18**, 300—308, 1938, Nr. 5/10. (Tschech. mit franz. Zusammenf.) (Prag.)

Ladislav Pražák. Quelques sources minérales inconnues de la Slovaquie moyenne. Bull. Soc. Tchécosl. Physiatrie **18**, 308—314, 1938, Nr. 5/10. (Tschech. mit franz. Zusammenf.) (Prag.) *H. Israëll.*

Jules Rouch. Observations du champ électrique de l'atmosphère en mer. C. R. **207**, 678—679, 1938, Nr. 16. Verf. mißt auf einer Fahrt von Le Havre nach Syrien im August/September 1938 das luftelektrische Potentialgefälle (Methode: Radiumkolektor mit Elster-Geitel-Elektroskop). Mittlere Feldwerte: Im Golf von Gascogne und an der portugiesischen Küste mißt Verf. Gefällewerte von 100 bis 130 Volt/m, in der Straße von Gibraltar bis zu 210 Volt/m, im westlichen Mittelmeer 130 bis 140 Volt/m, zwischen Sizilien und Tunis bis zu 250 Volt/m, im östlichen Mittelmeer 100 bis 140 Volt/m. Die Nachmittagswerte liegen meist (an 7 bis 9 Meßtagen) erheblich über den Vormittagswerten: Im Mittel ist zwischen 17 und 19 Uhr das Gefälle doppelt so hoch, wie zwischen 8 und 9 Uhr. *H. Israëll.*

K. F. Niessen. Zur Entscheidung zwischen horizontalen oder vertikalen elektrischen Dipolen zwecks minimaler Erdadsorption bei gegebener Bodenart und Wellenlänge. Ann. d. Phys. (5) **33**, 404—418, 1938, Nr. 5. (Natuurk. Lab. N. V. Philips' Gloeilampenfabr. Eindhoven.) Verf. untersucht die Abhängigkeit des in der Erde durch Absorption verschwindenden Anteils einer Dipolstrahlung bei horizontaler und vertikaler Dipolstellung. Der Dipolabstand vom Erdboden wird dabei als groß gegen die Wellenlänge angenommen. Verf. gibt in ausführlicher mathematischer Darstellung die exakte Lösung des Problems für variablen Brechungsindex des Erdbodens, dessen Leitfähigkeit und DK nach Messungen von Smith-Rose eingesetzt werden. Im Gebiet kleiner n -Werte erweist sich der vertikale, für größere n der horizontale Dipol als günstiger. Bei Betrachtung des Einflusses der Wellenlänge bedarf der Berücksichtigung, daß σ und ϵ des Erdbodens wellenlängenabhängig sind. Verf. legt auch hier die diesbezüglichen Meßergebnisse von Smith-Rose zugrunde. *H. Schaefer.*

S. R. Khastgir and M. K. Chakravarty. The attenuation of ultra-short radio waves along the earth. *Indian Journ. Phys.* **12**, 289—297, 1938, Nr. 4. (Dacca Univ.) Bei 3,6 m Wellenlänge wurde über kurze Strecken (bis 70 m) die Schwächung gemessen. Schaltung des Senders (senkrechte $\lambda/4$ -Antenne), des Empfängers, des Röhrenvoltmeters. Es ergab sich aus der Formel von Norton (diese Ber. **18**, 427, 1937) für trockenen Grund: $\varepsilon = 7$ ESE, $\sigma = 0,9 \cdot 10^{-14}$ EME. für feuchten Grund: $\varepsilon = 10$ und $\sigma = 1,8 \cdot 10^{-14}$. *Riewe.*

J. A. Pierce and H. R. Mimno. Unusual range of radio signals. *Phys. Rev.* (2) **54**, 475—477, 1938, Nr. 6. (Cruft Lab. Harvard Univ. Cambridge, Mass.) Am 5. Juni 1938 wurden von nordamerikanischen Radio-Amateuren ungewöhnlich viele (~ 700) Stationen auf dem 56 bis 60 Megahertz-Band beobachtet. Verff. verarbeiten die Angaben zu einer Entfernungs-Anzahl-Kurve, deren Maximum bei etwa 600 Meilen liegt für Stationen östlich des Empfängers und einem sehr schwachen Maximum bei etwa 1100 Meilen für westliche Stationen. Am gleichen Tage wurde eine ungewöhnlich stark ionisierte E-Schicht beobachtet. Verff. berechnen die für die Verbindungen nötige Ionendichte dieser Schicht und zeichnen die Linien gleicher Ionendichte; das Maximum beträgt etwa $5 \cdot 10^6$ Elektronen/cm³ und liegt in der Nähe von Washington. Die größte Anzahl von Beobachtungen über rund 200 Meilen liegt in derselben Gegend. *Riewe.*

J. Zenneck. Physik der hohen Atmosphäre. *Ergebn. d. kosm. Phys.* **3**, 1—37, 1938. Der Artikel bringt eine gedrängte Zusammenstellung der heutigen Kenntnisse über die hohe Atmosphäre. Den breitesten Raum nimmt die elektrische Ionosphärenforschung ein. Untersuchungsmethoden, normale Ionisierung, abnormale Erscheinungen, Ursachen der Ionisierung (26 S.). Im zweiten Teil (8 S.) sind die nichtelektrischen Eigenschaften stichwortartig behandelt: Bestrahlung durch die Sonne in verschiedenen Höhen und Breiten, Druckabnahme, Temperatur, Zusammensetzung der Luft, Luftbewegung (vertikal und horizontal) und sonstiges (Nordlicht, Nachthimmelslicht und Meteore). An Literatur sind nur zusammenfassende und allgemein orientierende Arbeiten angeführt. *H. Israëll.*

G. Millington. The relation between ionospheric transmission phenomena at oblique incidence and those at vertical incidence. *Proc. Phys. Soc.* **50**, 801—825, 1938, Nr. 5 (Nr. 281). (Marconi's Wireless Telegr. Co.) 1. Einleitung. 2. Allgemeine Strahlentheorie für eine gekrümmte Erde. 3. Analysis für eine dünne Schicht auf der Erdoberfläche. 4. Konstruktion der Übertragungskurven. 5. Analysis für die äquivalente Höhe bei schrägem Einfall. 6. Konstruktion der (Entfernungs-, Ausstrahlwinkel-) Kurven. 7. Konstruktion der (Durchdringungsfrequenz-, Abstands-) Kurven. 8. Wirkung eines horizontalen Gradienten der Elektronendichte und des magnetischen Erdfeldes. 9. Praktische Anwendung. — Die Berechnungen wurden durchgeführt unter der Annahme, daß der vertikale Gradient der Elektronendichte überall derselbe ist, daß der Einfluß des magnetischen Erdfeldes vernachlässigt werden kann. Die gezeichneten Kurven geben für die bei vertikalem Einfall beobachteten Werte der Ionendichte die Durchdringungsfrequenzen, äquivalenten Höhen, Ausstrahlwinkel und die maximale Übertragungsfrequenz bei schrägem Einfall. *Riewe.*

T. R. Gilliland, S. S. Kirby and N. Smith. Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., August, 1938. *Proc. Inst. Radio Eng.* **26**, 1295—1298, 1938, Nr. 10. (Nat. Bur. of Stand. Washington.)

T. R. Gilliland, S. S. Kirby and N. Smith. Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., September 1938. *Proc. Inst. Radio Eng.* **26**, 1408—1410, 1938, Nr. 11. (Nat. Bur. of Stand. Washington, D. C.) *Dede.*

T. R. Gilliland, S. S. Kirby and N. Smith. Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., October 1938. Proc. Inst. Radio Eng. **26**, 1556—1559, 1938, Nr. 12. (Nat. Bur. of Stand. Wash.) *Dede.*

B. N. Singh. Effect of a longitudinal magnetic field on the conductivity and refractive index of ionized air. Phil. Mag. (7) **26**, 244—252, 1938, Nr. 174. (Phys. Lab. Coll. Sci. Benares Hindu Univ.) Mit Hilfe einer Hochfrequenzentladung in einem Gasentladungsrohr, das sich zwischen den Drähten eines Lecher-Systems befand und von einer Magnetisierungsspule umgeben war, mißt der Verf. die DK und Leitfähigkeit. Die bei 81 Megahertz beobachteten Werte stimmen mit der Theorie ziemlich gut überein. *Rieve.*

W. Brunner. Provisorische Züricher Sonnenflecken-Relativzahlen für das dritte Vierteljahr 1938. Meteorol. ZS. **55**, 374, 1938, Nr. 10. (Sternw. Zürich.)

Liste der in Zürich beobachteten größeren chromosphärischen Eruptionen 3. Vierteljahr 1938. Meteorol. ZS. **55**, 374, 1938, Nr. 10. *Dede.*

T. E. Allibone. Die Funkenentladung. Sci. Journ. Roy. Coll. Sci. **8**, 89—92, 1938. (Manchester, Metropolitan Vickers High Voltage Lab.) Verf. berichtet über einige Ergebnisse der photographischen Untersuchung des zeitlichen Verlaufs der Funkenentladung mit rotierender Kamera. Da einerseits die Rotationsfrequenz der Kamera nach oben hin begrenzt ist und andererseits die Entwicklungszeit der Funkenentladung mit vermindertem Elektrodenabstand abnimmt, werden Entladungen mit einer oberhalb von 1 m gelegenen Funkenlänge untersucht. Es wird vollkommene Analogie zwischen der Funkenentladung und dem Blitz festgestellt. Beim Blitz bildet sich zunächst eine schwache Entladung (leader-stroke) in Richtung Wolke—Erde aus, die mit einer Geschwindigkeit von 10^7 cm/sec fortschreitet. Erst wenn diese Entladung die Erde erreicht hat, kommt es zur Ausbildung der stromstarken (10 000 bis 100 000 Amp.) Hauptentladung (main-stroke), die jetzt in Richtung Erde—Wolke mit einer Geschwindigkeit von 10^9 cm/sec fortschreitet. Derselbe Verlauf ist bei langen Funken im Hochspannungslaboratorium der Metropolitan Vickers Electrical Comp. festgestellt worden. Ferner wird die photographische Untersuchung kurzer Funkenstrecken mit Hilfe der Kerr-Zelle erwähnt. **Jacobi.*

K. B. McEachron. Multiple lightning strokes — II. Electr. Eng. **57**, Trans. S. 510—512, 1938, Nr. 9. (I. s. diese Ber. **16**, 1728, 1935.) Als solche werden definiert mehrere Blitzschläge längs der gleichen Entladungsbahn. Es wird über Studien an natürlichen Blitzen in verschiedenen geographischen Gebieten berichtet, wobei auch verschiedene Beobachtungsmethoden benutzt wurden. Die Beobachtungen erstrecken sich über drei und mehr Gewitterperioden. Es werden gewisse Gesetzmäßigkeiten gefunden und mit der Wolkenbildung in Zusammenhang gebracht. Die längste Dauer eines Vielfachblitzes wurde zu 40 Perioden ($= \frac{2}{3}$ sec) festgestellt und beträgt vermutlich nicht mehr als 1 sec. Als längste Pause zwischen zwei aufeinanderfolgenden Entladungen wurden 26 Perioden ermittelt, als kürzeste Pause 1 Periode. Als Höchstzahl aufeinanderfolgender Entladungen wurden 12 festgestellt. Im allgemeinen sind die Dauer der Mehrfachentladung und die Zahl der Entladungen einander proportional, die bewegten Elektrizitätsmengen sind größer als bei einfachen Blitzschlägen, die erste Entladung befördert die größte, die Polarität der Entladung ist überwiegend negativ. Zum Schluß werden aus den Beobachtungsergebnissen Folgerungen für die an die Isolation und die Schutzvorrichtungen von Anlagen zu stellenden Forderungen gezogen. *Hauffe.*

R. Renner. Über die Abkühlung unter Gewittern. Ann. d. Hydrogr. **66**, 455—459, 1938, Nr. 9. (Wetterflugstelle Breslau.) Raethjens Theorie von der Entstehungsmöglichkeit ausgedehnter Kaltluftmassen bei Gewittern durch die Verdunstung des aus Cumulonimben fallenden Niederschlags wendet der Verf. auf einen Gewittertag in Schlesien (13. 8. 1937) an. An diesem Tage war die Entstehung von Gewittern durch eine feuchtlabile Temperaturschichtung mit genügendem Wasserdampfgehalt und darüber hinaus durch ein konvergierendes Strömungssystem sehr begünstigt. Das Niederschlagsgebiet (5 bis 50 mm Regen) war identisch mit dem Gebiet der Kaltluftmassen. Die bodennahen Schichten wurden am meisten abgekühlt (um etwa 7°C , zum Teil sogar Entstehung einer Bodeninversion); nach oben zu wird die durch Aufstiege beobachtete Abkühlung immer geringer. Verf. will dies so erklären, daß gerade die bodennahen Luftschichten länger mit den herabfallenden Regentropfen infolge der Turbulenz in Berührung seien und daher rühre auch die dort beobachtete stärkere Anreicherung mit Wasserdampf. Die Luftteilchen sollen durch den Regen herabgerissen werden und sich dabei mehr oder weniger mit Feuchtigkeit sättigen, je nach dem Durchmischungsgrad der Luft mit den Regentropfen. Die Erwärmung beim Absteigen solle demgemäß nicht mehr adiabatisch, sondern gewissermaßen nur feucht-adiabatisch erfolgen, wobei natürlich Voraussetzung ist, daß die unteren Luftmassen vor dem Gewitter relativ trocken waren. Inwieweit die Erdoberfläche durch die auch dort stattfindende Verdunstung ebenfalls zur Temperaturerniedrigung beiträgt (siehe in dem Beispiel die Identität von Regen- und Kaltluftgebiet und die beobachtete gleichgroße Abkühlung trotz verschiedener Regenmenge) wird in der Arbeit nicht näher erörtert. *Feußner.*

Takesi Nagata. Magnetic anomalies and the corresponding subterranean structure. Proc. Imp. Acad. Tokyo **14**, 176—181, 1938, Nr. 5. (Earthq. Res. Inst.) Unter den Voraussetzungen, daß die Massen, deren gravimetrische Störungen von Ch. Tsuboi (diese Ber. S. 804) berechnet wurden, magnetisiert sind, werden die mathematisch analogen Fourier-Entwicklungen für die entsprechenden magnetischen Auswirkungen durchgeführt. Eine praktische Anwendung wird an dem theoretischen Profil von Eötvös und für die Kursker Anomalie erprobt. *Schmerwitz.*

Jean Mariani. Sur une interprétation possible des champs magnétiques terrestre et solaire. C. R. **206**, 1247—1249, 1938, Nr. 17. Versuch einer Erklärung des Erd- und Sonnenmagnetismus durch verallgemeinerte Gleichungen des Elektromagnetismus auf Grund einer Verallgemeinerung des Galileischen Trägheitsprinzips, wonach eine raum-zeitliche Rotation eines elektrisch neutralen Körpers in einem Galileischen System ein elektromagnetisches Feld, speziell die räumliche Rotation ein magnetisches Feld erzeugt. Das elektrostatische Feld kann ebenso als Folge einer hyperbolischen Bewegung gedeutet werden. Die danach berechneten Felder sind kleiner als die beobachteten. *Henneberg.*

Max Toperczer. Die säkulare Änderung der magnetischen Deklination in Österreich im Zeitraum 1930—1935. Sitzungsber. Akad. Wien **147** [2 a], 117—120, 1938, Nr. 3/4. (Zentralanst. f. Meteorol. und Geodyn., Wien.) Vergl. diese Ber. **19**, 2340, 1938. *Dele.*

Saemon Tarô Nakamura and Yosio Katô. On variations in the magnetic dip in Central Japan. (III Report.) Proc. Imp. Acad. Tokyo **14**, 125—127, 1938, Nr. 4. (Mukeyiyama Obs. Sendai.) Kurze Mitteilung über magnetische Inklinations- und Vertikalintensitätsmessungen, denen zufolge die Möglichkeit be-

stehen kann, daß sich magnetische Störungen mit Erdbeben, die einige Monate danach auftraten, in Zusammenhang befinden. *Schmerwitz.*

Rudolf Steinmaurer. Die Erforschung der kosmischen Strahlung im letzten Jahrzehnt. Ergebn. der kosm. Phys. **3**, 38—112, 1938. Der Bericht behandelt an Hand eines vollständigen Literaturverzeichnisses von 1017 Zitaten (1933—1937) die Fortschritte auf den einzelnen Teilgebieten der kosmischen Strahlung: Meßmethoden (10 Seiten), Intensität als Funktion der Höhe und der geographischen Breite (14 S.), Wechselwirkung zwischen Strahlung und Materie (22 S.), zeitliche Schwankungen und Hypothesen über den Ursprung der Strahlen (8 S.). Es wird vorgeschlagen, im Interesse der Einheitlichkeit der Bezeichnung allgemein den Namen „kosmische Strahlung“ zu verwenden. *H. Israël.*

W. F. G. Swann. Report on the work of the Bartol Research Foundation, 1937—38. Journ. Franklin Inst. **226**, 441—503, 1938, Nr. 4. *Dede.*

Georges Guében. Le rayonnement cosmique. Rev. Questions scient. (5) **4**, 327—345, 1938, Nr. 3. (Univ. Liège.) Bericht über die seit 1935 erzielten Fortschritte in der Physik der Höhenstrahlung. *Szivevsky.*

Marietta Blau. Photographic tracks from cosmic rays. Nature **142**, 613, 1938, Nr. 3596. (Univ. Kjemiske Inst. Blindern, Oslo.) Ilford half-tone-Platten von 70 μ Schichtdicke, die, mit Paraffinschichten von 1—15 mm Dicke bedeckt, 5 Monate auf dem Jungfraujoch exponiert waren, zeigten nach der Entwicklung neben den bekannten von der kosmischen Strahlung hervorgerufenen Bahns Spuren auch viele Gruppen von sehr kurzen Spuren, die etwas Neues darzustellen scheinen. In einer Gruppe traten meist 4—8, bisweilen auch bis zu 20 oder 30 Einzelstrahlen auf; einige wenige Gruppen waren so dicht, daß sie nur an der Peripherie in Einzelstrahlen aufgelöst werden konnten. Die korrespondierende Reichweite in Luft betrug 1 cm oder weniger. Die Zahl der Gruppen schien mit der Dicke des Paraffins anzuwachsen. Daß die Spuren nicht von radioaktiven Verunreinigungen herrührten, wurde durch Kontrollversuche erwiesen. Zur Erklärung wird versuchsweise angenommen, daß eine im Paraffin entstehende Sekundärstrahlung Zertrümmerungen der Atome der photographischen Schicht hervorruft. *Regener.*

H. Geiger und **Fr. Maria Heyden.** Strahlenmultiplikation bei Schauern. Verh. D. Phys. Ges. (3) **19**, 86, 1938, Nr. 2. (Charlottenburg.)

H. Geiger und **Maria Heyden.** Experimentelles zur Strahlenmultiplikation in den Schauern. ZS. f. Phys. **110**, 310—319, 1938, Nr. 5/6. (Phys. Inst. T. H. Berlin.) An verschiedenen Zählrohranordnungen wird durch Bestimmung der Wahrscheinlichkeit, mit der ein Zählrohr von einem Strahl eines in einer Pb- bzw. Al-Schicht ausgelösten Schauers getroffen wird, gezeigt, daß die Zahl der in einem solchen Schauer enthaltenen Strahlen bis zu etwa 3 cm Pb anwächst und dann wieder abnimmt. Die Zahl der Schauer, berechnet mit Hilfe dieser Treffwahrscheinlichkeit, nimmt jedoch mit wachsender Bleidicke ab. Die russische Koinzidenzkurve wird daher so gedeutet, daß der anfängliche Anstieg nicht auf ein Anwachsen der Zahl der Schauer, sondern auf eine Zunahme der Zahl der Strahlen in einem Schauer zurückzuführen ist. Die hinter mehr als 6 cm Pb auftretenden Schauer, die vermutlich mit den von **Bothe** und **Schmeiser** entdeckten harten Schauern identisch sind, werden auf die Primärstrahlung zurückgeführt. *Heyden.*

A. Sokolow. Über die Ausstrahlung eines Teilchenpaares durch eine Ladung. Phys. ZS. d. Sowjetunion **12**, 472—481, 1937, Nr. 4. (Phys.-techn. Inst. Tomsk.) Verf. beschreibt die nach der Dirac-Gleichung (neben der Lichtausstrahlung) mögliche direkte Emission eines Elektron-Positron-Paares durch ein

geladenes Teilchen und berechnet die Wahrscheinlichkeit beider Prozesse. Bei Energieumsätzen über $\sqrt{30 \pi \alpha} \cdot m c^2$, wo $\alpha = 1/137$ die Feinstrukturkonstante ist, d. h. über etwa 60 MV, sollte die Paaraussendung die größere Wahrscheinlichkeit haben. Mit wachsender Energie dürfte auch die Wahrscheinlichkeit für die Aussendung vieler Paare (Schauerbildung!) wachsen. *Henneberg.*

Pierre Auger, Roland Maze et Mme Thérèse Grivet-Meyer. Grandes gerbes cosmiques atmosphériques contenant des corpuscules ultra-pénétrants. C. R. **207**, 878, 1938, Nr. 19. Berichtigung. (Vgl. diese Ber. **19**, 2344, 1938.) *Dede.*

Pierre Auger et Roland Maze. Etude des grandes gerbes cosmiques à 2800^m d'altitude. C. R. **207**, 671—674, 1938, Nr. 16. Die Schauer aus der Luft wurden mit einer Anordnung von drei Zählrohren untersucht, von welchen sich zwei übereinander und das dritte im seitlichen Abstand von 1 bzw. 4, 22, 50 bzw. 75 m befand. Wurde nun das letztere mit Blei bedeckt, so nahm die Zahl der Koinzidenzen wie eine Rossi-Kurve bis zu 1,5 cm Blei zu und dann langsam wieder ab. Lediglich bei dem großen Abstand von 75 m trat sofort eine geringe Abnahme ein. In diesem Fall wird die Registrierung schwerer Teilchen vermutet, welche den großen Kaskadenschauern in geringer Zahl beigemischt sein können und bei kleinerer Entfernung des dritten Zählrohrs neben den Elektronen und Photonen nicht zur Geltung kommen. Aus Vergleichsmessungen mit vier Zählrohren wird die mittlere Zahl der Schauerteilchen auf 25 bis 50/m² geschätzt. *Ehmert.*

Pierre Auger. Étude des grandes gerbes de rayons cosmiques à 3500^m d'altitude. C. R. **207**, 907—910, 1938, Nr. 20. Die vorstehend referierten Messungen wurden durch ebensolche in 3500 m Höhe ergänzt. Bei 4 m seitlichem Abstand der Zählrohre wurden in Paris 1,4 pro Std., in 2800 m Höhe 8 pro Std. und bei 3500 m 13 pro Std. Schauer aus der Luft registriert. Absorptionsmessungen mit bis zu 18 cm Blei lassen einen durchdringenden Anteil der Schauerstrahlen erkennen. Außerdem wurde eine Nebelkammer durch Schauer der geschilderten Art gesteuert. Die so gewonnenen Aufnahmen zeigen erheblich mehr Strahlen als gewöhnliche Aufnahmen und eine verhältnismäßig hohe Zahl (6 auf 48 Aufnahmen) stark ionisierender Teilchen. *Ehmert.*

Darol K. Froman and J. C. Stearns. Cosmic-ray showers and burts. Rev. Modern Phys. **10**, 133—192, 1938, Nr. 3. (Macdonald Coll. McGill Univ. Québec, Canada; Univ. Denver, Colorado.) Es wird eine ausführliche Zusammenstellung der theoretischen und experimentellen Arbeiten gegeben, welche sich bis in die jüngste Zeit mit den verschiedenen Sekundäreffekten der Ultrastrahlung beschäftigten. Auf das Literaturverzeichnis sei hingewiesen. *Ehmert.*

Josiah Crudup. The absorption of the shower-producing component of cosmic radiation in iron and lead. Phys. Rev. (2) **54**, 483—486, 1938, Nr. 7. (Ryerson Lab. Univ. Chicago, Ill.) Über eine auf Schauer ansprechende Apparatur wurde zunächst ein 13 cm dicker Aluminiumabsorber und darüber dann Absorberschichten aus Blei bzw. Eisen gebracht und so der Absorptionskoeffizient der schauererzeugenden Strahlen im Freien gemessen. Verf. erhält 0,35/cm Blei und 0,076/cm Eisen. Die Werte entsprechen fast genau einer Absorption proportional Z^2 . Zwischen 10 und 15 cm Bleiabsorber steigt die Koinzidenzzahl wieder etwas an (2. Maximum der Rossi-Kurve). Unter ähnlichen geometrischen Bedingungen und gleichen Absorptionsverhältnissen wurden die vertikalen Teilchen gezählt. Ohne oberen Panzer (bzw. mit 15 cm Blei bzw. mit 20 cm Eisen) sind 5,1 % (bzw. 2,6 %, bzw. 3 %) der Teilchen von einem Schauer begleitet. *Ehmert.*

Paul Ehrenfest, Jr. Perte d'énergie du rayonnement cosmique pénétrant dans un écran de 9 cm d'or. C. R. 207, 573—576, 1938, Nr. 14. In der Nebelkammer wurde der Energieverlust gemessen, den durchdringende Teilchen in 9 cm Gold erlitten. Er ist durchweg sehr klein und beträgt nach Abzug des durch Ionisation bedingten Energieverlustes nur noch weniger als 7% der Teilchenenergie. *Ehmert.*

J. Clay, A. v. Gemert and P. H. Clay. Decrease of the intensity of cosmic rays in water to a depth of 440 m, measured with counters and ionization chamber. Proc. Amsterdam 41, 694—705, 1938, Nr. 7. Mittels an langen Kabeln versenkbarer Apparate wurde in der Nordsee erneut die Absorptionskurve der Ultrastrahlung sowohl mit Zählrohren in Koinzidenzschaltung, als auch mit einer Ionisationskammer gemessen. Die mit Koinzidenzen gemessene Intensität J kann in Tiefen größer als 50 m Wasser (einschließlich der Atmosphäre) in Bestätigung früherer Messungen anderer Autoren annähernd durch die Beziehung $J = J_0/h^2$ angegeben werden, woraus eine Energieverteilung für die Teilchen der durchdringenden Komponente $N(E) = C \cdot (E + i/r)^{-i} \log(rE/i + 1)$ berechnet wird. Die Ionisation zeigt zunächst dieselbe Abnahme mit der Tiefe, nimmt aber dann zwischen 280 und 370 m Wassertiefe kaum ab, um erst in größerer Tiefe wieder weiter abzusinken. Dies wird auf einen Überschuß an weichen Sekundären in dieser Tiefe zurückgeführt. *Ehmert.*

L. Jánossy. The penetrating power of cosmic-ray shower particles. Proc. Cambridge Phil. Soc. 34, 614—619, 1938, Nr. 4. Hinter 1,5 cm Blei wurden fünf Zählrohre so angeordnet, daß eine Koinzidenz nur durch mindestens drei Schauerteilchen bewirkt werden konnte. Darunter befand sich ein Absorber, dessen Dicke variiert wurde und unter demselben eine weitere Gruppe von Zählrohren, von welchen bei einer registrierten Koinzidenz mindestens zwei zusammen mit den oberen Zählrohren ansprechen mußten. Die in Blei und Eisen gemessene Absorption der Schauerteilchen entspricht den Berechnungen von Heitler über die Absorption von Elektronenschauern. Durchdringende Schauerteilchen, wie sie von anderen Autoren nach ihren Messungen vermutet werden, konnten mit der Anordnung nicht nachgewiesen werden. *Ehmert.*

J. Clay, J. T. Wiersma and K. H. J. Jonker. Distribution of the intensity of cosmic radiation for different directions round the vertical. Proc. Amsterdam 41, 706—708, 1938, Nr. 7. In 50° geometrischer Breite wurde die Richtungsverteilung der Ultrastrahlung mit einer Zählrohranordnung sowohl bei nordsüdlicher, als auch bei ostwestlicher Aufstellung der Zählrohre gemessen. In beiden Fällen wurde die bekannte Verteilung mit $\cos^2 \alpha$ ($\alpha =$ Zenitwinkel) ohne Azimutaleffekt gefunden. Auch unter einem 30 cm dicken horizontalen Bleipanzern (wirksame Dicke proportional $1/\cos \alpha$) ergibt sich dieselbe Verteilung, während erwartungsgemäß eine flachere Richtungsverteilung gemessen wurde, wenn 30 cm Blei zwischen die Zählrohre gebracht und mitgeschwenkt wurden. *Ehmert.*

Paul Ehrenfest, Jr. et André Fréon. Désintégration spontanée des mésons, particules composant le rayonnement cosmique pénétrant. C. R. 207, 853—855, 1938, Nr. 19. Verschiedene Autoren, darunter die Verff. selbst, haben früher beobachtet, daß die Intensität der durchdringenden Komponente der Höhenstrahlung in Meereshöhe in senkrechter Richtung von oben größer ist, als die in der Höhe unter einem solchen Zenitwinkel gemessene, daß die durchquerte Luftmasse die gleiche in beiden Fällen ist. Heisenberg hat darauf hingewiesen, daß dieses paradoxe Absorptionsergebnis durch die Annahme

der Mesotronen zu verstehen ist; die schräg laufenden Strahlen müssen längere Wege zurücklegen, wenn sie die gleiche Luftmasse durchsetzen sollen; damit nimmt die Zerfallsmöglichkeit der Mesotronen zu, d. h. die Intensität der durchdringenden Komponente nimmt ab. Die Verf. haben durch neue Messungen auf dem Jungfrauoch diesen Effekt bestätigt. Sie benutzen Dreifachkoinzidenzen. Der Effekt zeigt sich für Teilchen, die in 60 cm Blei zu durchsetzen; er ist noch deutlicher für solche Teilchen, die 10 cm Blei durchsetzen können, aber in 60 cm absorbiert werden. Unter Zugrundelegung einiger Annahmen hypothetischer Natur versuchten die Verf. die mittlere Lebensdauer der Mesotronen aus ihren Versuchen zu bestimmen. Der erhaltene Wert ist 10- bis 20 mal so groß wie der aus den Formeln von Yukawa folgende, bei einer angenommenen Masse des Mesotrons von $200 m_0$. *Weiss.*

Carl D. Anderson and Seth H. Neddermeyer. Mesotron (intermediate particles) as a name for the new particles of intermediate mass. *Nature* **142**, 878, 1938, Nr. 3602. (Inst. Technol. Pasadena, Calif.) An Stelle der bisher gebrauchten Bezeichnungen Dynatron, Penetron, Barytron, schweres Elektron, Yukon, x-Teilchen wird die neue Bezeichnung Mesotron vorgeschlagen. *Meixner.*

Victor F. Hess, A. Demmelmair und R. Steinmaurer. Über Beziehungen zwischen erdmagnetischer Feldstärke und der kosmischen Strahlung. *Sitzungsber. Akad. Wien* **147** [2a], 89—100, 1938, Nr. 3/4. (Phys. Inst. Univ. Graz.) Vgl. diese *Ber.* **19**, 2348, 1938. *Dede.*

Johannes Zirkler. Der Barometereffekt bei ungepanzelter Ultrastrahlungsmessung. *ZS. f. Phys.* **111**, 183—185, 1938, Nr. 3/4. (Knieschitz bei Saaz.) Aus einigen 8- bis 14 tägigen Meßreihen mit einer ungepanzerten Kolhörster-Kammer in der Umgebung Berlins wird durch einfache Korrelationsrechnung der Barometereffekt ermittelt. Er beträgt bei den Meßreihen von Dezember 1936 bis März 1937 nur —0,9 bis —1,2 %/cm Hg und steigt in der Zeit vom 16. bis 24. April 1937 an auf —5,6 %/cm Hg bei einer Abnahme der registrierten Intensität der Ultrastrahlung um nahezu 20 %. Verf. schließt daraus auf einen Einfluß der Sonnenaktivität mit dem magnetischen Sturm vom 24. April 1937. *Rau.*

Z. Wasiutynska and L. Wertenstein. Search for exchange phenomena in cosmic rays. *Nature* **142**, 475—476, 1938, Nr. 3593. (Soc. Sc. and Letters Warsaw.) Genügend schnelle freie Protonen bzw. Neutronen können beim Zusammenstoß mit einem Neutron bzw. Proton eines Kernes zu einem Austausch der Teilchen führen. Dies würde den Übergang von einem nicht ionisierenden in ein ionisierendes Teilchen und umgekehrt bedeuten. Verf. haben mit einer verbesserten Koinzidenzanordnung untersucht, ob Ultrastrahlungsteilchen, die 60 cm Blei durchdringen, auch in der Mitte des Bleis ein Zählrohr zum Ansprechen bringen. Sie finden, daß dies alle, mit Rücksicht auf den Fehler der Messung, jedoch mindestens 92 % der Teilchen tun. Sie schließen, daß entweder der mittlere Weg zwischen solchen Austauschprozessen wesentlich größer als 30 cm Blei ist, oder aber nur sehr wenige der durchdringenden Teilchen Protonen sind. *Ehmerl.*

Erich Goedecke. Die mittleren Temperaturverhältnisse im Oberflächenwasser der Irischen See. *Ann. d. Hydrogr.* **66**, 525—534, 1938, Nr. 11. (Hamburg.) *Dede.*

Ragnar Melin. Yttertemperaturer i Svenska vattendrag. *Medd. Meteorol. Hydrogr. Anst. Stockholm*, **7**, Nr. 4, 17 S., 1938. *H. Israël.*

J. Hauptmann-Andersen. Ebbe og flod. Tidevandret i teori og praksis. *Fysisk Tidsskr.* **36**, 106—128, 1938, Nr. 3/4. Ein Vortrag über das Wesen

von Ebbe und Flut, über die verschiedenen Erscheinungsformen und die historische Entwicklung der Theorien. *Kühne.*

Léopold Berthois. Étude de l'influence des courants sur les dépôts marins. C. R. 207, 935—937, 1938, Nr. 20. Zur Feststellung des Einflusses der Meeresströmungen auf den Gehalt an festen Bestandteilen im Meer werden Wasserproben aus der Nordsee und dem westlichen Mittelmeer miteinander verglichen und in Zusammenhang zu den Strömungen gebracht. Der Gehalt an körnigen Bestandteilen wird genau analysiert. *Hänsch.*

Norris W. Rakestraw and Victor M. Emmel. The solubility of nitrogen and argon in sea water. Journ. Phys. Chem. 42, 1211—1215, 1938, Nr. 9. (Woods Hole Oceanogr. Inst. Mass.) *Dede.*

William C. Reynolds. A concentration and measurement of atmospheric ozone. Nature 142, 571, 1938, Nr. 3595. (Hull.)

F. A. Paneth and J. L. Edgar. Dasselbe. Ebenda S. 571. (Imp. Coll. Sc. and Technol. London.) Aus fünfjährigen Messungen findet der erste Verf. für den Ozongehalt der Luft in England im Frühling den Wert von $1,2 \cdot 10^{-6}$ Volumen-%, nahe übereinstimmend mit den neuen Messungen von Paneth und Edgar (diese Ber. S. 120). Stickoxyde werden durch Differenzmessung bestimmt, indem die Hälfte der Luft über CuSO_4 -Kristalle geleitet wird, die das Ozon zerstören. Nach Reynolds Messungen ist der Gehalt an Stickoxyden in ländlicher Umgebung zu vernachlässigen. In Städten entstehen Stickoxyde, Schwefeldioxyd und Ammoniumchlorid durch Verbrennung von Kohle. Geeignete Luftströmungen können diese Beimengungen auch über Land weitertragen. Paneth und Edgar schlagen in der Antwortbemerkung Mangandioxyd an Stelle des CuSO_4 als Mittel zur Beseitigung des Ozons bei Differenzmessungen vor. *Regener.*

Ferd. Travniček. Die säkulare Variation der Windgeschwindigkeit in Mitteleuropa. Meteorol. ZS. 55, 369—373, 1938, Nr. 10. (Graz.) Verf. hat die Reihen der Windbeobachtungen am Boden und die der Windregistrierungen am Turm einiger Observatorien in Europa untersucht und miteinander verglichen. Er konnte dabei feststellen, daß zu Zeiten der Minima der „atmosphärischen Unruhe“ (um 1895 oder 1925) die Zunahme der Windgeschwindigkeit vom Boden bis zur Turmhöhe beträchtlich größer ist als zu Zeiten der Maxima (um 1910). Der zeitliche Abstand der Extreme der atmosphärischen Unruhe oder der säkularen Windwelle beträgt 14 bis 18 Jahre. Der Ausschlag der säkularen Windwelle nimmt mit wachsender relativer Höhe der Beobachtungsstellen ab. Das säkular indifferente Niveau der Windgeschwindigkeit soll nicht, wie der Verf. früher angegeben hatte, in 1 km Höhe, sondern schon nahe bei 50 m Höhe liegen. *Steinhausner.*

Wilhelm Pepler. Die Bögigkeit in der freien Atmosphäre nach den Beobachtungen in den Jahren 1931—1935. Wiss. Abh. Reichsanst. f. Wetterdienst 5, Nr. 6, 1938, 28 S. Nach Beobachtungen bei Flugzeugaufstiegen an fünf Stationen zum Morgentermin werden in Tabellen Häufigkeitswerte der Höhenlage der unteren und oberen Begrenzung der Bögigkeitsschichten, der Mächtigkeit von Bögigkeitsschichten ohne Bodenanschluß, der drei Bögigkeitsgrade nach der Darmstädter Skala und der mittleren Bögigkeit mitgeteilt. Am häufigsten ist die Bögigkeit in den untersten 400 m (55 bis 67 %), darüber nimmt sie bis 1 oder 1,5 km sehr rasch (auf 12 bis 30 %) und weiter nach oben nur mehr langsam und unregelmäßig ab. Die obere Grenze der bodennahen Reibungsschicht liegt im Jahresmittel bei 1 bis 1,7 km und in den einzelnen Jahreszeiten bei 0,8 bis 2,4 km Höhe. Starke Bögigkeit kommt meist nur bei Luftdruckgradienten > 2 mb (Windgeschwindigkeit 7 bis 15 m/sec, meist aus SW und W) vor. Verf. untersucht besonders das Vor-

kommen starker Böigkeit ohne Bodenanschluß nach Ursache und Beziehung zur Wetterlage. *Steinhauser.*

V. Mironovitch et A. Viaut. Sur la structure complexe de la basse stratosphère. C. R. 207, 866—869, 1938, Nr. 19. Betrachtungen zum vertikalen Aufbau von Kalt- und Warmfronten nach Radiosondenaufstiegen. *H. Israël.*

F. Linke. Bedeutung und Berechnung der Äquivalenttemperatur. Meteorol. ZS. 55, 345—350, 1938, Nr. 10. (Frankfurt a. M.) Nach einer geschichtlichen Einleitung werden die Unterschiede der verschiedenen Definitionen der Äquivalenttemperatur und die Unterschiede von potentieller Äquivalenttemperatur, äquivalentpotentieller Temperatur und pseudopotentiieller Temperatur besprochen. Der Verf. berechnet die Äquivalenttemperatur einer Volumeneinheit und einer Masseneinheit und zeigt, daß die potentielle Äquivalenttemperatur, abgesehen von unbedeutenden Vernachlässigungen, eine Konstante bei Druck und Feuchtigkeitsänderungen ist, die äquivalentpotentielle Temperatur dagegen nicht. Als für eine Tabellierung geeignete Formel zur Berechnung der Äquivalenttemperatur T_{ae} wird nach Abschätzung des Einflusses der Temperaturabhängigkeit der Verdampfungswärme und der spezifischen Wärme angegeben $T_{ae} = c'_p/c_p [T + f 1548 E/p (1 - 0,001 t)]$, wo c'_p und c_p die spezifische Wärme feuchter und trockener Luft, f die relative Feuchte, E den Sättigungsdruck, p den Luftdruck und t die Temperatur in °C bedeuten. Die Formel gilt für eine angenommene Überführung des Wasserdampfes in Wasser. Für Temperaturen unter 0° wird die Benutzung der Formel $T_{ae} = c'_p/c_p [T + f (1548 + 0,39 t) E/p]$ vorgeschlagen. Bei Vernachlässigung des Faktors c'_p/c_p beträgt der Fehler im Mittel 1/2 % und im Maximum 2 %, was bei Berechnungen der Äquivalenttemperatur der Atemluft schon von Bedeutung ist. Die Berechnung der Äquivalenttemperaturen nach den vereinfachten Formeln von Robitzsch oder Diesing führt zu Fehlern, die bis 5 % betragen können. Der Verf. lehnt eine Definition der Luftkörper allein nach Mittelwerten der Äquivalenttemperaturen ab und verweist auf die Bedeutung der Äquivalenttemperaturen in der Bioklimatologie. Die Veröffentlichung von Tabellen wird angekündigt. *Steinhauser.*

M. Milankovitch. Neue Ergebnisse der astronomischen Theorie der Klimaschwankungen. Bull. Acad. Serbe (A) S. 1—41, 1938, Nr. 4. Die Arbeit ist eine Fortsetzung und Erweiterung der „Mathematischen Klimalehre und astronomischen Theorie der Klimaschwankungen“ (Handbuch der Klimatologie von Köppen-Geiger, Bd. I, Teil A, Berlin 1930) des Verf. Ergänzend werden theoretisch behandelt: Die kalorischen Jahreszeiten der Tropenzone, die zugehörigen Strahlungsmengen sowie die Lage des kalorischen Äquators, der säkulare Bestrahlungsgang einzelner Zonen der Erde (an Stelle der früheren Bestimmung für einzelne Breiten), die säkularen Verschiebungen der Schneegrenze als Folge säkularer Änderungen der sommerlichen Strahlungsmengen sowie die säkularen Veränderungen des Reflexionsvermögens der Erdoberfläche und seine Folgen. Durch die Ausdehnung der Behandlung auf die Äquatorialzone werden verschiedene der früheren numerischen Angaben entsprechend ergänzt. Weiter ist eine Tabelle der Lage des kalorischen Äquators sowie eine solche der säkularen Änderungen der sommerlichen Bestrahlung der Kalotte nördlich 55° (nach Änderungen der astronomischen Elemente und solchen des Reflexionsvermögens dieser Kalotte) nebst zugehörigen Verschiebungen der Schneegrenze für die letzten 600 Jahrtausende beigefügt. Die einzelnen Phasen des Eiszeitalters werden genau wiedergegeben. *H. Israël.*

A. Schmauß. Ein Tief mit kalter Stratosphäre. *Ann. d. Hydrogr.* **66**, 515—516, 1938, Nr. 10. (München.) *H. Israël.*

B. de Rudder. Jahreszeit und Wetter in der Biologie des Menschen. *Naturwissensch.* **26**, 672—676, 1938, Nr. 41. (Frankfurt a. M.) *H. Israël.*

F. Běhounek and J. Kletschka. Ionization of air in an air-conditioned building. *Nature* **142**, 956, 1938, Nr. 3604. (State Radiolog, Inst. Prag; Municipal Electr. Works City Prag.) Verff. untersuchen den Ionengehalt der Luft in verschiedenen Räumen eines Gebäudes mit ständiger Lüfterneuerung- und Reinigungsanlage, die im einzelnen beschrieben wird („carrier air-conditioning equipment“) abgesehen von einer stellenweise sehr starken Erhöhung der negativen Ionen, infolge der Berieselungsanlage des Lüfterneuerers sind im allgemeinen beide Ionenvorzeichen zahlenmäßig gegenüber Freiluft erhöht. Das „Ionenklima“ solcher Räume ähnelt dem Gebirgsklima. Ein biologischer Effekt wird für möglich gehalten. *H. Israël.*

Alois Gregor. Medizinisch-klimatologische Station Bad Luhačovice. *Bull. Soc. Tchecosl. Physiatrie* **18**, 323—328, 1938, Nr. 5/10. (Tschech. mit deutsch. Zusammenf.) (Prag.) *H. Israël.*

F. Gruner. Neueste Dämmerungsforschungen. *Ergebn. d. kosm. Phys.* **3**, 113—154, 1938. Die Dämmerungserscheinungen geben in ihrer mannigfachen Variabilität wichtige Aufschlüsse über den optischen Trübungsgrad und die chemische Zusammensetzung der Atmosphäre bis in erhebliche Höhen. Die Zusammenfassung gibt einen Überblick über die Ergebnisse der Dämmerungsforschung in den letzten 10 bis 12 Jahren: Bürgerliche Dämmerung (22 S.), Astronomische Dämmerung (4 S.), mathematische Behandlung der Dämmerungserscheinungen (7 S.), und Sonstiges (allgemeine und spektrale Helligkeit während der Dämmerung und Lichterscheinungen am Nachthimmel; 6 S.). Literaturangaben für die Zeit nach 1925. *H. Israël.*

Je. A. Poljakowa. Die Grenze des Sonnenspektrums im ultraviolettten Gebiet. *Journ. Geophys. (russ.)* **7**, 188—208, 1937. (Sluzk.) *Dede.*

F. Reuter. Sonnenflecken und Wärmestrahlung der Sonne. *Ann. d. Hydrogr.* **66**, 460—462, 1938, Nr. 9. (Herrenbreitungen.) Die halbtägige Luftdruckwelle, die bekanntlich in den Tropen sehr ausgeprägt ist, ist zu verschiedenen Jahreszeiten ungleich stark, und es lassen sich ganz- und halbjährige Amplitudenschwankungen berechnen. Die ganzjährige Periode hat ihr Maximum zur Zeit des Perihels; infolgedessen glaubt man, die Ursache dieser Periode in den Variationen der Sonnenstrahlung vermuten zu dürfen, die durch den variablen Abstand Sonne—Erde hervorgerufen werden. Hierdurch sieht sich der Verf. veranlaßt, die von Jahr zu Jahr verschiedenen Amplituden der doppeltägigen Luftdruckwelle mit den jährlichen Sonnenfleckenhäufigkeiten zu korrelieren. Die Korrelationsfaktoren zwischen beiden Schwankungen betragen für Habana (1873 bis 1918) $0,77 \pm 0,08$, für Batavia (1862 bis 1928) $0,54 \pm 0,14$, Wien (1896 bis 1918) $0,73 \pm 0,10$. Daraus wird geschlossen, daß zur Zeit des Maximums der Sonnenfleckenhäufigkeit die Sonne stärker strahlt als zur Zeit des Minimums. Andererseits ist bekannt, daß zur Zeit des Sonnenfleckenmaximums die mittlere Temperatur der Tropen niedriger als sonst ist. Der Verf. glaubt dies so erklären zu können, als wenn die erhöhte Einstrahlung eine stärkere Zirkulation und damit Abkühlung in den Tropen verursachen würde, also in nicht ganz plausibler Weise eine Art von Überkompensation der Sonnenstrahlungswirkung durch die Zirkulation. *Feußner.*

Tien Kiu. Étude de l'absorption atmosphérique d'après les observations faites à Montezuma de 1920 à 1930, par la Smithsonian Institution. Journ. de phys. et le Radium (7) 9, 297—307, 1938, Nr. 7. Eine ausführlichere Arbeit, deren Ergebnisse in der Hauptsache der Verf. schon früher mitgeteilt hatte (s. diese Ber. 19, 1399, 1938). Darüber hinaus werden hier für alle Beobachtungstage auf dem Montezuma die Konstanten A und B der Gleichung für die atmosphärische Extinktion (analog zu Rayleigh-Cabannes): $D_\lambda = A + B \cdot \{(\mu_0^2 - 1)/\lambda^2\}^2$ veröffentlicht und mit Hilfe der Korrelationsrechnung in Beziehung zu dem Niederschlagswasser Q (precipitable water). Die Korrelationsfaktoren zwischen A und Q , bzw. B und Q : $0,784 (\pm 0,018)$, bzw. $0,705 (\pm 0,027)$ sind nicht allzu groß, was auch in der erheblichen Streuung bei den AQ - und BQ -Diagrammen zum Ausdruck kommt. Für den Wasserdampf allein wird nach Kiu ein 5,3facher Wert für B_{H_2O} errechnet, als der Theorie entspräche, was zu beweisen scheint, daß der Wasserdampf auch an den begünstigten Strahlungsstationen meist nicht in Molekülform in der Atmosphäre enthalten ist. Fowle hatte noch viel größere Zahlen (64facher Betrag) gefunden. Die Ozonbanden bei 621 und 499 μ beeinflussen die spektralen Extinktionskoeffizienten so merklich, daß der Verf. die Differenzen gegen die interpolierten Werte benutzen kann, um mit Hilfe der O_3 -Absorptionskoeffizienten nach E. Vassy und G. Colange u. a. die O_3 -Schichtdicke zu berechnen (für einheitliche Mitteltemperatur von $-35^\circ C$). Sie stimmen ziemlich gut mit den dortigen O_3 -Werten nach der Dobson'schen Methode von 1926/27 (Bestimmung von Ozon aus seinen Absorptionsbanden von 330—300 μ) überein. *Feußner.*

P. Gruner und Th. Klec. Numerische Berechnung der Helligkeit des Himmels im Sonnenvertikal. Helv. Phys. Acta 11, 513—530, 1938, Nr. 6. Es werden Formeln und Zahlenwerte für die Himmelhelligkeit im Sonnenvertikal bei Sonnenständen von 0° bis 18° unter dem Horizont mitgeteilt, die als brauchbarer Ansatz der theoretischen Berechnung bei absolut reiner Atmosphäre für Rot, Grün und Blau zu gelten haben. Die Abbotschen extraterrestrischen Energiewerte dieser Wellenlängen (6725 bzw. 5140 bzw. 4524 \AA) werden mit den entsprechenden Augenempfindlichkeitswerten multipliziert, um zu den Helligkeiten zu gelangen. Für die Ausrechnung sind gewisse mathematische Vereinfachungen der Formeln nötig, die indessen nicht das Gesamtbild zu beeinflussen scheinen. Bedeutungsvoller sind die Vernachlässigungen der Einwirkungen durch die atmosphärische Refraktion, durch die Ausdehnung der Sonnenscheibe und durch die mehrfache Lichtzerstreuung. Als Lichtzerstreuungsfunktion ist lediglich die Formel nach Rayleigh benutzt worden. Der Trübung der Atmosphäre ist also nicht Rechnung getragen, so daß die quantitativen Unterschiede sich hierdurch erklären lassen. Bei der Berechnung für die mittlere Zone des Himmels bis zu 30° über den Horizont zeigt sich nichts Auffallendes für alle drei Farben. Zum Horizont nach der Sonnenseite hin wächst die Rothelligkeit am stärksten an, ebenso bei geringen Sonnentiefen auf der Gegenseite bis nahe zum Horizont. Bei Grün liegen die weniger steilen Helligkeitsmaxima bei geringen Sonnentiefen merklich über dem Horizont, bei Blau noch ausgesprochener. Die Verhältniszahlen Rot/Grün bzw. Rot/Blau geben einen Anhalt über das zu erwartende Auftreten der farbigen Dämmerungserscheinungen bei reiner Atmosphäre (farbiger Horizontalstreifen, Gegendämmerung, Erdschatten — jedoch nicht Purpurlicht, das durch Trübung bedingt ist). Unter dem starken Einfluß der Trübung sind die beobachteten Dämmerungserscheinungen meist intensiver, länger andauernd und höher über den Horizont reichend. Das Ende der astronomischen Dämmerung liegt nach der Be-

rechnung bei etwa 16 bis 17° Sonnentiefe und hängt natürlich von der Wahl des Schwellenwertes der Augenempfindlichkeit ab.

Feußner.

W. J. Humphreys. Why we seldom see a lunar rainbow. *Science* (N.S.) 88, 496—498, 1938, Nr. 2291. (U. S. Weather Bur. Wash.) Die Gründe für die Erfahrungstatsache, daß Mondregenbogen etwa hundertmal seltener beobachtet werden als Sonnenregenbogen, werden vom Verf. kurz erörtert.

Sivessy.

A. Weinländer und F. Jodl. Die Zuverlässigkeit von Niederschlagsmessungen im Hochgebirge. *Meteorol. ZS.* 55, 365—368, 1938, Nr. 10. (München; Berlin.) Erfahrungen haben gezeigt, daß die durch den Wind verursachten Fehler der Niederschlagsmessung im Hochgebirge nicht allein durch Anbringung eines Nipherschen Schutzringes behoben werden können, sondern daß es überdies auch notwendig ist, die Niederschlagsmesser an möglichst windgeschützten Orten aufzustellen. Zur Vermeidung der Schneeannehlungen zwischen Windschutzring und Niederschlagssammelgefäß werden Sammelgefäße mit senkrechten Wänden ohne konische Verengung nach oben und mit größerer Auffangfläche (500 cm²) empfohlen. Zur Vermeidung des Gefrierens der Oberflächenschichten der Flüssigkeit im Niederschlagssammler ist auf eine entsprechende Konzentrierung der Chlorcalciumfüllung zu achten. Der Standort der Niederschlagssammler darf nicht Schneeverwehungen ausgesetzt und nicht lawinengefährdet sein. Durch Parallelmessungen mit Tagesregennessern und durch Bestimmungen des Wassergehaltes der Schneedecke soll die Zuverlässigkeit der Totalisatormessungen (Niederschlagssammler) kontrolliert werden. Die Verf. halten die erreichbare Genauigkeit der Niederschlagsmessung auch im Hochgebirge bei entsprechender Aufstellung und Wartung der Apparate für durchaus befriedigend.

Steinhauser.

O. Brandt. Über den Einfluß des Wasserdampf- und Nebelgehaltes der Luft auf die Absorption von Schall- und Ultraschallstrahlen. *Meteorol. ZS.* 55, 350—354, 1938, Nr. 10. Die meteorologischen Verhältnisse bestimmen die Schallabsorption in der freien Atmosphäre. Besonderes Augenmerk ist auf den Wassergehalt der Luft zu richten, wobei nicht gleichgültig ist, ob dieses Wasser in dampf- oder nebelartigem Zustand vorliegt. Der Anteil der molekularen Schallabsorption wird im Anschluß an die Überlegungen von H. O. Kneser berechnet. Bei der Berechnung der Absorption an den kolloidalen oder grobdispersen Nebeltropfen ist die Mitführung dieser in der Schallschwingung zu berücksichtigen. Es wird gezeigt, daß der Koeffizient für die molekulare Schallabsorption in feuchter Luft und der Koeffizient für die Absorption an den Nebeltropfen von vergleichbarer Größenordnung sind, so daß es nicht erlaubt ist, den einen gegen den anderen zu vernachlässigen. Erst aus dem Zusammenwirken beider Größen erklärt sich, daß die Absorption im Nebel keineswegs grundsätzlich größer zu sein braucht als bei klarem Wetter. Vielmehr kann sie je nach Wasserdampf- und Nebelgehalt auch merkbar geringer sein. Auf die besondere Bedeutung der Erkenntnisse für die Fortpflanzung von Ultraschallstrahlen in der Atmosphäre wird kurz hingewiesen. Der Einfluß des Temperatur- und Windgefüges auf die Schalleitung kann bei Ultraschall anders sein als im Hörschallgebiet.

Brandt.

V. Doraiswamy Iyer and Mohammad Zafar. Distribution of heavy rainfall over India. *Scient. Not. India Meteorol. Dep.* 7, 109—118, 1938, Nr. 77. *Dede.*

Jean Bricard. Étude des couronnes dans les brouillards naturels au sommet du Puy de Dôme. *C. R.* 206, 1036—1038, 1938, Nr. 13. Mikrophotographische Ausmessung der Durchmesser von natürlichen Nebeltröpfchen und

gleichzeitige Beobachtungen der Lichtstreuung zeigten, daß bei Teilchen unter 8 bis 10μ ein Maximum mit gleichmäßig abklingender Intensität und darüber dunkle Ringe in Erscheinung traten. *Schmerwitz.*

E. Vassy. L'ozone et la température de l'atmosphère. *Météorol.* 1937, S. 275—300, Juli/Aug.

J. Gauzit. L'ozone atmosphérique. *Météorol.* 1938, S. 78—98, März/April. *Riewe.*

E. O. Hulburt. The density and temperature of the atmosphere to about 60 km from twilight sky brightness measurements. *Phys. Rev.* (2) **53**, 948—949, 1938, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Naval Res. Lab.) Beobachtungen der Himmelhelligkeit, wenn die Sonne gerade unter dem Horizont stand. Aus der Molekülstreuung läßt sich berechnen, daß die unterhalb von 20 km bekannte Dichte-Höhebeziehung sich bis in 60 km Höhe fortsetzt. Die Temperatur entspricht 218°K . *Riewe.*

C. Braak. The climate of the Netherlands. Mededeel. en Verh. Nr. 41, 1938. S. 1—30 holländisch, S. 33—42 englisch. (K. Nederl. Meteorol. Inst.) *Dede.*

H. Amende. Exposition, photochemische Ortshelligkeit, Heliotherapie und Platzwahl von Krankenanstalten. *Strahlentherapie* **63**, 115—128, 1938, Nr. 1. (Phys. Therap. Inst. Univ. Jena.) Bericht über fortlaufende Messungen der Belichtungsverhältnisse unmittelbar bei den Jenaer Kliniken sowie auf der benachbarten Landgrafenhöhe. Die Ergebnisse müssen in der Arbeit selbst nachgelesen werden. Sie führen zu dem Schluß, daß die Kliniken im Talkessel zwischen Fabriken und hohen Bäumen fast keine Möglichkeiten zur Therapie mit natürlichem Licht bieten. Bei künftigen Bauten sollte dieser wichtige Umstand berücksichtigt werden. *Bandow.*

Friedrich Lauseher. Mikroklimatische Temperaturbeobachtungen an einem Wintertag im Gebirge. *Bioklim. Beibl. d. Meteorol. ZS.* **5**, 65—66, 1938, Nr. 2. (Wien.) Messungen mit Widerstandsthermometern auf dem Hang der Kanzelhöhe ergaben, daß die Temperatur in 1 m Höhe zwischen 1 und 6° schwankte; 5 cm über einer Schneedecke schwankte sie zwischen 0 und 4° , an aperen Stellen knapp über der Erde zwischen 4 und 7° , über Geröll zwischen 6 und 20° und über trockenem Berggras zwischen 5 und 22° in ganz kurzen Zeitabschnitten. Über der Wasserfläche des Ossiachersees betrug die durchschnittliche Abweichung der Temperatur im Mittel in 1 cm Höhe $0,23$, in 5 cm $0,45$, in 50 cm $0,15$ und in 100 cm $0,06^{\circ}$. Die Ablesungen am Meßinstrument erfolgten in Abständen von 1,5 sec. *F. Steinhäuser.*

Reinhard Orth. Strahlung, Lichtfeld und Pflanze. (Sammelreferat.) *Bioklim. Beibl. d. Meteorol. ZS.* **5**, 68—75, 1938, Nr. 2. (Heidelberg.) *Dede.*

M. Mézin. La prévision synoptique du vent à brève échéance par l'intermédiaire de la prévision barométrique. *Météorol.* 1937, S. 195—203, Mai/Juni.

A. Viaut. Les grands raids et la météorologie. *Météorol.* 1937, S. 343—349, Sept./Okt.

Walter Hein. Die Seismik im Dienste der Lagerstättenforschung. *Unterrichtsbl. f. Math. u. Naturw.* **44**, 189—194, 1938, Nr. 6. (Glatz i. Schl.) Für einen erweiterten Leserkreis anschaulich gehaltene Erläuterung des seismischen Reflexions- und Refraktionsverfahrens für die Lagerstättenforschung. *Schmerwitz.*

Geophysikalische Berichte

E. Markus. Geographische Kausalität. Acta Dorpat (A) **30**, Nr. 5, 202 S., 1936. Aus dem Inhaltsverzeichnis: I. Wesen der Kausalität: 1. Der Kausalbegriff in der Logik; die kausale Relation, Kausalität und Teleologie, das Kausalprinzip als Postulat. 2. Der Kausalbegriff in der Geographie. — II. Methoden der Untersuchung kausaler Relationen: 1. Naturerklärung. 2. Vergleichende Methode. 3. Analyse der Landschaft. 4. Vergleichung der Karten. 5. Vergleichung der Linien. 6. Reihen geographischer Gebiete. 7. Grenzlinien. 8. Kausale Erklärung einer nur einmalig auftretenden Erscheinung. 9. Tabellarische Darstellung der Erscheinungen. — III. Landschaft. — IV. Chorogenese. — V. Grenzverschiebung. — VI. Komplexe und Typen. — Reichhaltiges Literaturverzeichnis aus den verschiedensten Gebieten der Naturwissenschaften und aus der Logik. *Riewe.*

E. Kohlschütter. Nachruf auf Oskar Hecker. ZS. f. Geophys. **14**, 235—240, 1938, Nr. 7/8.

Meisser. Oscar Hecker †. Gerlands Beitr. **54**, I—II, 1938, Nr. 1.

Weickmann. Hugo Hergesell †. Gerlands Beitr. **54**, III—IV, 1938, Nr. 1. *Dede.*

Franklin F. Snyder. Synthetic unit-graphs. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 447—454, Part 1, Aug. (Cooperative Hydrol. Invest. Harrisburg, Penns.) Graphische Behandlung von Hochwasser- und Regenwasserproblemen. *Riewe.*

Robert Schwinner. Auswahl der Stationsorte für Schweremessung im Gebirge. Berg- u. Hüttenm. Monatsh. Leoben **87**, 10—11, 1939, Nr. 1. (Graz.) Im Anschluß an frühere Ausführungen von Mader in der gleichen Zeitschr. **86**, 67—74, 1938, Nr. 4, weist Verf. darauf hin, daß Pendelmessungen auf Berggipfeln wegen der großen Fehlerquellen ganz zu vermeiden sind. Die Fehlerquellen werden im einzelnen erörtert. *Dede.*

Gunnar L. Eriksson. Observations séismographiques faites à l'Observatoire météorologique d'Upsala pendant juillet 1937—juin 1938. S. A. Publ. Obs. Météorol. Univ. Upsala. Für die Registrierung der beiden Horizontalkomponenten an dieser Station dient ein astatischer Wiechert-Seismograph. Instrumentkonstanten und Bezeichnungswiese sind in einer Einleitung zusammengestellt. Der Hauptteil enthält den üblichen Stationsbericht mit einem Anhang über mikroseismische Bodenunruhe. *Schmerwitz.*

H. Le Boiteux et Ouang te Tchao. Sur la loi de répartition des mobilités des gros ions. Journ. de phys. et le Radium (7) **9**, 501—504, 1938, Nr. 11. Beschreibung einer neuen Methode zur Aufnahme des Beweglichkeits-(Größen-) Spektrums elektrisch geladener Suspensionen (Rauchteilchen einer verschwelen chinesischen Räuchersubstanz) in Luft: Die Teilchen werden einem elektrischen Wechselfeld ausgesetzt und im Dunkelfeld photographiert. Ihre Amplitude gibt dann ein Maß für ihre Beweglichkeit und nach dem Stockes-Millikanschen Gesetz ihre Größe. Der verwandte Rauch zeigt eine ausgeprägte „Linie“ bei $3,6 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{Volt} \cdot \text{sec}$ bzw. $2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$ Radius, läßt also auf eine „Gleichgewichtsgröße“ dieser Art Großionen schließen. *H. Israél.*

E. Rumpf gemeinsam mit **W. Foggy** und **W. Fröhlich.** Über die Bestimmung des Radon- und Thorongehaltes abgeschlossener Lufträume. Ann. d. Phys. (5) **33**, 723—732, 1938, Nr. 8. (Phys. Inst. Univ. Graz.) Verff. beschreiben drei voneinander unabhängige Methoden der Radioaktivitätsmessung, von denen je zwei den RaEm- und ThEm-Gehalt von abgeschlossenen feuchten Lufträumen zu bestimmen gestatten: 1. Eine Messingkugel von 1,4 cm Durchmesser

wird (auf 4000 bis 5000 Volt negativ aufgeladen) bis zur Erreichung des radioaktiven Gleichgewichtes (4 Tage wegen der langen Halbwertszeit des ThB) exponiert; die Abklingung ihrer Aktivierung liefert in bekannter Weise Relativwerte für RaEm und ThEm sowie das Verhältnis η der Atomzahlen beider Elemente. 2. Normale emanometrische Messung liefert den RaEm-Gehalt und die Ionisierungsstärke q_R der RaEm nebst Folgeproduktion. 3. Ein käfigförmiges Ionisationsgefäß im Untersuchungsraum liefert die Gesamtionisation q_G durch RaEm, ThEm und Zerfallsprodukte. Differenzbildung zwischen q_G und q_R liefert q_T (für ThEm und Folgeprodukte). — Vergleich von 2. bzw. 3. und 1. ergibt als „Wirkungsraum“ (mit dessen RaEm- und ThEm-Gehalt sich die Aktivierung der negativ geladenen Kugel ins Gleichgewicht setzt) eine Kugel von etwa 32 cm Radius. — Je drei Meßreihen nach allen drei Methoden ergeben befriedigende Übereinstimmung. Auffallend ist nur, daß η nach 2. und 3. stets um etwa 5% größer ausfällt als nach 1.

H. Israël.

Karl Gödecke. Praktische Vorschläge zur Verbesserung der Temperaturmessungen bei Registrierballonaufstiegen. Ann. d. Hydrogr. **66**, 534—548, 1938, Nr. 11. (Dt. Seewarte, Meteorol. Versuchsanst., Hamburg.) Behandelt werden die für Meteorographenaufstiege wichtigen Fragen: Genauigkeit der Bimetallthermometer, Trägheit ihrer Anzeige und Korrektur der Registrierungen, Verstrahlung der Bimetalle in der Stratosphäre. Es zeigt sich, daß Bimetalle während der Sommermonate schon vormittags trotz doppelten Strahlungsschutzes in 20 km Höhe bei ungenügender Ventilation verstrahlt werden. Trotzdem sind aus Abstiegen (genügende Ventilation!) bis 24 km Höhe reelle Temperaturwerte zu ermitteln. Ein aus Hamburger Aufstiegen im Juni 1935 folgender Temperaturanstieg um 2,5° pro km oberhalb 24 km Höhe ist plausibel, bedarf aber noch weiterer Bestätigung; zur Vermeidung der Verstrahlungsfälschung werden elektrische Thermometer empfohlen (F. Albrecht). — Ein Vergleich gleichzeitiger Registrierballon- und Flugzeugaufstiege ergibt in 40 von 60 Fällen im Flugzeug um 0,5 bis 1° höhere Temperaturen; Erklärung durch Eigenerwärmung des Thermometers bei hohen Fluggeschwindigkeiten. *H. Israël.*

W. Findeisen. Temperaturerhöhung an schnell bewegten Thermometern. Ann. d. Hydrogr. **66**, 571—575, 1938, Nr. 12. (Aerolog. Obs. Reichsamt f. Wetterdienst, Friedrichshafen.) Verf. hat die durch Reibung und Kompression bewirkte Erwärmung eines bewegten Thermometers für verschiedene Fluggeschwindigkeiten berechnet. Die Erwärmung durch Reibung an den tangential angeströmten Teilen der Körperoberfläche beträgt bei mittleren Geschwindigkeiten des Flugzeuges 2° und steigt bei den bisher höchsten Fluggeschwindigkeiten auf über 10°. Nahezu von gleicher Größe ist auch die Erwärmung durch Kompression an der Stirnseite des angeströmten Körpers. Durch das Zusammenwirken von Reibungswärme und Kompressionswärme werden alle Punkte der Körperoberfläche nahezu gleich erwärmt, abgesehen von den an der Leeseite eines nicht windschnittigen Thermometerkörpers. Beim Wolkenflug wird durch Verdampfen der Wassertropfen bei genügendem Wassergehalt die Erwärmung um ungefähr 30% herabgesetzt. Daher ergibt sich beim horizontalen Einfliegen in eine Wolke ein scheinbarer Temperaturabfall von 0,7° bei 250 km Geschwindigkeit und 4,3° bei 600 km Geschwindigkeit. *Steinhausser.*

Globe thermometer. Journ. scient. instr. **15**, 418, 1938, Nr. 12. Thermometeranordnung zur Bestimmung der „Behaglichkeitstemperatur“ in geheizten Räumen: Einschluß des Thermometerkörpers in eine außen matt schwarze hohle Kupferkugel von 4,5 inch (etwa 11 cm) Durchmesser. *H. Israël.*

M. Robitzsch. Welchen Einfluß hat die Temperaturabhängigkeit der Verdampfungswärme des Wassers und die Temperatur- und Feuchtigkeitsabhängigkeit der spezifischen Wärme feuchter Luft auf den Zahlenwert der Psychrometernkonstante? Meteorol. ZS. 55, 418—420, 1938, Nr. 11. (Reichsamt f. Wetterdienst Berlin.) Berechnungen des Einflusses der Temperatur- und Feuchtigkeitsabhängigkeit der Psychrometernkonstante ergaben, daß dieser so gering ist, daß er bei psychrometrischen Messungen vernachlässigt werden kann. Die Sprungsche Psychrometerformel kann daher als der Meßgenauigkeit genügend entsprechend angesehen werden.

Steinhauser.

Walter Grundmann. Das Tyndallometer und seine Verwendbarkeit in der Meteorologie. Ann. d. Hydrogr. 66, 554—557, 1938, Nr. 11. (Braunschweig.) Das Tyndallometer der Fa. E. Leitz, Wetzlar, bestimmt die Streulichtintensität beim Durchgang eines Lichtstrahles durch staubhaltige Luft. (Kurze Detailbeschreibung des Instrumentes.) Seine Verwendung in der Meteorologie kommt praktisch kaum in Frage, da einmal das Gerät nur sicher arbeitet bei sehr hohem Staubgehalt, wie er in Mühlen, Bergwerken, Steinbrüchen usw. vorkommt, und es nicht möglich ist, bei „normalem“ Staubgehalt der Atmosphäre Ergebnisse zu erzielen. Außerdem sind die Eichkurven naturgemäß auf die jeweils zu erwartende Staubart (Form, Größe und Oberflächenbeschaffenheit) abgestimmt, bei der heterogenen Staubzusammensetzung in der Atmosphäre also auch aus diesem Grund keine befriedigenden meteorologischen Ergebnisse möglich.

H. Israël.

Dust Counter. Journ. scient. instr. 15, 418—419, 1938, Nr. 12. Soweit aus der kurzen Beschreibung zu ersehen ist, handelt es sich um ein dem „Zeiss-Konimeter“ ähnliches Instrument.

H. Israël.

P.-L. Mercanton. Un pluviomètre aérodynamique neutre. Helv. Phys. Acta 11, 553—556, 1938, Nr. 7. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Stat. météorol. Zürich.) Verf. beschreibt eine neue Konstruktion eines Niederschlagsmessers, die Verfälschungen der Niederschlagsmessung durch den Windeinfluß verhindern soll. Ein Auffanggefäß von 1 dm² Öffnung wird in eine Zinkblechhülle von der Form eines Rotationsellipsoids mit einer vertikalen Achse von 35 cm und horizontalen Achsen von 60 cm Länge so versenkt, daß seine obere Öffnung die obere Kalotte des Rotationsellipsoids ersetzt. Zur Abhaltung von Spritzwasser bleibt ein freier Rand von etwa 10 cm Breite um das Auffanggefäß. Zur Beseitigung von Schneeanammlung wird die Hülle geheizt. Das Instrument eignet sich auch als Totalisator.

Steinhauser.

Vladimir Frolow. Les marégraphes des États-Unis. Faits et hypothèses. C. R. 207, 897—900, 1938, Nr. 20.

Dede.

F. Aubell. Ein Vorschlag zur Normung der Höhenkreise. Berg- u. Hüttenm. Monatsh. Leoben 87, 6—10, 1939, Nr. 1. Es werden die verschiedenen Höhenkreisbezeichnungen übersichtlich dargestellt und beurteilt. Die Vielfältigkeit der Anordnungen, die alle den gleichen Zweck verfolgen, zwingt zu einer Vereinheitlichung, für die bestimmte Vorschläge erstattet werden. (Zusammenf. d. Verf.)

Dede.

Sadahiro Matsuo. A direct-reading radiowave-reflection type absolute altimeter for aeronautics. Proc. Inst. Radio Eng. 26, 848—858, 1938, Nr. 7. (Fac. Eng. Univ. Tohoku Sendai-shi.) Die Höhe eines Flugzeugs kann man elektrisch messen, 1. durch die Kapazität zwischen Flugzeug und Boden, 2. durch die Phasenbestimmung der reflektierten Welle, 3. durch die Impuls-

methode analog der Ionensphärenmessung. Zum Erfolg geführt hat ein Frequenzmodulationsverfahren, d. h. aus der ausgesandten und der reflektierten Welle wird eine Schwebungsfrequenz gebildet, die eine Funktion der Höhe ist. Ein solcher Höhenmesser gibt eine kontinuierliche Anzeige mit geradliniger Charakteristik. Höhenunterschiede entsprechend wenigen Millisekunden werden noch wahrgenommen. Der absolute Fehler ist Null, der relative beträgt wenige Prozent. Höhen unter 4 m werden noch richtig angezeigt. Mit einem Leistungsaufwand von nur 3,9 Watt können Höhen über 160 m gemessen werden. Das Gerät ist für Blindlandung geeignet und kann auch in der Schifffahrt zur Vermeidung von Zusammenstößen angewendet werden.

Winckel.

P. Berger. De la mesure des altitudes. *Helv. Phys. Acta* **11**, 551—552, 1938, Nr. 7. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Genève.) Bei der Bestimmung der Höhe eines Flugzeuges, das sich mit großen Geschwindigkeiten gegen die Luft bewegt, treten technische Schwierigkeiten auf, da die dazu erforderlichen Luftdruckmessungen sehr empfindlich von der Aufstellung des Meßinstrumentes abhängen. Auf Grund von Windkanalmessungen werden hier dazu Vorschläge gemacht, die den Meßfehler möglichst herabdrücken sollen.

R. Fuchs.

Pritam Sen. A note on the internal constitution of planets. *ZS. f. Astrophys.* **16**, 297—303, 1938, Nr. 5. (Univ. Allahabad.) Nach dem von Kothari (diese Ber. **18**, 342, 1937) gegebenen Verfahren berechnet Verf. die Masse-Radius-Funktion unter der Annahme räumlich konstanter Dichte für Planeten, deren Materie durch die chemische Formel XH_s gegeben ist. Dabei ist $X = C, N$ oder O und $s = 4, 3$ oder 2 . Die für CH_4, NH_3 und H_2O numerisch berechneten R - M -Kurven zeichnet Verf. im Koordinatensystem $\log R - \log M/M_0$, in das auch die früher von Kothari für H- und Fe-Planeten angegebenen eingetragen wurden. Es zeigt sich, daß die Erde fast genau auf der H_2O -Kurve liegt, Mars und Venus zwischen dieser und der NH_3 -Kurve, Uranus und Neptun auf der für CH_4 und endlich Jupiter und Saturn zwischen der CH_4 - und der H-Kurve.

Riewe.

H. Jensen. Das Druck-Dichte-Diagramm der Elemente bei höheren Drucken am Temperaturnullpunkt. *ZS. f. Phys.* **111**, 373—385, 1938, Nr. 5/6.

Meivner.

H. Jensen. Druck-Dichte-Beziehung der Materie bei hohen und mittleren Drucken und $T = 0$. *Verh. d. D. Phys. Ges.* (3) **19**, 132, 1938, Nr. 3.

H. Jensen. Die Druck-Dichte-Beziehung der Elemente bei höheren Drucken am Temperatur-Nullpunkt. *ZS. f. techn. Phys.* **19**, 563—565, 1938, Nr. 12; *Phys. ZS.* **39**, 877—879, 1938, Nr. 23/24. (14. D. Phys.-u. Math.-Tag Baden-Baden.) (Inst. Theor. Phys. Univ. Hamburg.) Bei äußerst hohen Drucken ist zu erwarten, daß die Schalenstruktur der Atome verwischt wird, d. h. daß die Atome „zerquetscht“ werden, und daß daher die Anwendung des Thomas-Fermischen Atommodells besonders angebracht ist. Damit wird die Beziehung zwischen Druck und Dichte unter Berücksichtigung des Pauliverbotes für mehrere Kernladungen numerisch berechnet. Für sehr hohe Drucke gehen die Verhältnisse in die für das homogene Elektronengas über (weiße Zwerge), bei der Dichte 5000 ist allerdings der Druck noch um einen Faktor 2 bis 3 geringer als beim homogenen Elektronengas. Für die höchsten experimentell erreichbaren Drucke (etwa $5 \cdot 10^4$ Atm.) ergibt sich ein guter Anschluß an die theoretische Kurve. Die Lücke zwischen dem experimentell erreichbaren Gebiet und dem asymptotischen Verlauf läßt sich wenigstens für Eisen durch Verwendung von seismischen Daten überbrücken; aus der Geschwindigkeit der longitudinalen Erd-

bebenwellen und aus Druck und Dichte in ihrer Abhängigkeit von der Tiefe läßt sich für den Zwischenpunkt $p \approx 3 \cdot 10^6$ Atm. die Tangentenrichtung an die Druck-Dichte-Kurve berechnen.

Meixner.

K. Himpel. Zur Entstehung der Tektite. Gerlands Beitr. 54, 1—8, 1938, Nr. 1. (Wiesbaden.) Trotz einer großen Zahl von Hypothesen ist die Entstehung der Tektite noch nicht erklärt. Von den drei charakteristischen Angaben des Beobachtungsmaterials, 1. das einmalige Auftreten in der Erdgeschichte; 2. die weltweite Verbreitung; 3. die chemische Einheitlichkeit, konnten die Meteoritenhypothesen zwar 2 und 3 befriedigend, aber nicht 1 erklären. Daher ist in der Arbeit der Versuch gemacht, gerade von diesem Punkt aus eine Brücke zur Paläoklimatologie und Astrophysik zu schlagen. Es zeigt sich, daß die Annahme einer engen Verknüpfung der Tektite mit dem die Eiszeiten verursachenden solaren Phänomen aussichtsreich ist. Die solare Eiszeithypothese von Simpson sowie die Nova-Eiszeithypothese des Verf. werden bezüglich der Tektite diskutiert. Zum Schluß werden Hinweise für weitere Beobachtungen gegeben. (Übersicht d. Verf.)

Dede.

Kurt Pukall. Beiträge zur Frage des Sonnenbrandes der Basalte. I. ZS. f. angew. Min. 1, 195—228, 1938, Nr. 3. (Min. Inst. Univ. Wien.) Es werden die seit etwa 150 Jahren bekannten Erscheinungen des Sonnenbrandes beschrieben und die möglichen Ursachen eingehend erörtert. Zum Schluß wird eine sehr ausführliche Schrifttumszusammenstellung gebracht.

Dede.

Norman B. Keevil. Die Thorium-Uranverhältnisse von Gesteinen und ihre Beziehung zur Genese von Bleimineralien. Econ. Geol. 33, 685—696, 1938. (Cambridge, Mass., Harvard Univ.) Verf. bestimmt den Ra-Gehalt einer größeren Zahl von Gesteinen, um daraus den Gehalt an Uran zu berechnen und den Gehalt derselben Gesteine an Thorium durch Messung der α -Strahlung. Das Th/U-Verhältnis von basaltigen Gesteinen ergab sich zu 3,3, für granitige Gesteine zu 2,8. Aus diesen Daten berechnet sich das Atomgewicht des in den Gesteinen enthaltenen Pb zu 207,18 bis 207,21, was in Übereinstimmung mit den neuesten Werten von Nier steht, aber vollkommen von den von Holmes benutzten, viel zu kleinen Daten abweicht. Die von Holmes gezogenen Schlußfolgerungen sind daher hinfällig. Entgegen der Annahme von Holmes sind die Bleimineralien in den Gesteinen tatsächlich doch in den granitigen bzw. basaltigen Gesteinen oder ihren Magmen entstanden und nicht in viel tieferen Erdschichten. Wegen der Einzeldaten muß das Original eingesehen werden.

**Thilo.*

V. M. Goldschmidt. Geochemische Verteilungsgesetze der Elemente. IX. Die Mengenverhältnisse der Elemente und der Atom-Arten. Skrifter Oslo 1937, Nr. 4, 148 S., 1938. (Oslo.) Die Abhandlung stellt die Auswertung einer großen Zahl von Arbeiten des Verf. seit 1923 dar. Es werden zunächst die Grundlagen der Berechnungsweise besprochen. Das den Untersuchungen zugrunde liegende Material wird nach seiner Herkunft in drei Gruppen: irdisches Material, Meteorite, kosmisches Material aus astrophysikalischen Daten, eingeteilt. Hinsichtlich des irdischen Materials wird die Bezugsgröße diskutiert, wobei der Bezug auf eine „obere Lithosphäre“ von bestimmter „Dicke“ als zu willkürlich abgelehnt und der Bezug aller Daten auf den cm^2 Erdoberfläche empfohlen wird. Bei den Meteoriten wird darauf hingewiesen, daß diese nicht, oder nur zum kleineren Teil unserem Sonnensystem entstammen, das Material also Proben aus anderen Teilen des Kosmos bzw. des interstellaren Raumes darstellt, wobei noch wichtig ist, daß das Material der Meteoriten nicht infolge irgendwelcher physikalisch-chemischer Vorgänge durch einseitige Anreicherung, wie in der iridi-

schen Lithosphäre, verändert ist. Bemerkenswert ist, daß, soweit untersucht, das Isotopenverhältnis der einzelnen Elemente in den Meteoriten das gleiche ist wie im irdischen Material. Es wird für die Gesamtmasse der Meteorite ein Verhältnis Silikat : Sulfid : Nickeleisen von 10 : 1 : 2 angenommen und begründet. Für das aus astrophysikalischen Daten stammende Material liegen in erster Linie die Arbeiten von H. N. Russell und seiner Schule (vgl. u. a. diese Ber. 15, 1262, 1934) vor. In vielen Fällen ist das Material aus den Sternatmosphären spektroskopisch ermittelt worden. Diesen allgemeinen Betrachtungen schließen sich die Daten über die einzelnen Elemente, die den größten Teil der Arbeit (80 S.) umfassen, an. Daran anschließend werden die Mengenverhältnisse der Elemente behandelt und ihre relative Häufigkeit in Eruptivgesteinen, Meteoriten und in der Sonnenatmosphäre sowie die Entgasungsprodukte der Erde tabellarisch zusammengestellt. Aus dieser Mengenverteilung werden eine Reihe geochemischer Folgerungen gezogen. Ebenso werden die Mengenverhältnisse der Atom-Arten behandelt und aus diesen Verhältnissen Folgerungen gezogen, ferner die Entstehung der Atom-Arten zu den Mengenverhältnissen in Beziehung gebracht. Zum Schluß wird auf die andauernde Entwicklung der Mengenverhältnisse durch die Zerfalls- und Entstehungsvorgänge und auf eine bestehende Ordnung in den Atom-Arten hingewiesen. *Dede.*

Godofredo Garcia et Alfred Rosenblatt. Sur la formule de Stokes dans la théorie de la gravité. C. R. 207, 969—970, 1938, Nr. 21. Kurze Erörterung bereits früher von den Verff. (Astrophys. Journ. 53, 85, 1932) abgeleiteter Gravitations-Formeln.

Schmerwitz.

Marcel Schlumberger et Vladimir Baranov. Sur les anomalies de pesanteur dans la région d'Alençon. C. R. 207, 970—972, 1938, Nr. 21. Von Holweck und Lejay war bei der gravimetrischen Vermessung Nordfrankreichs festgestellt worden, daß in diesem Gebiet im allgemeinen eine normale Verteilung der Schwerkraft vorliegt. Die hierbei aufgedeckte negative Anomalie bei Alençon wurde inzwischen mit Thyssen-Gravimetern näher untersucht und eine genauere Isogammenkarte dieses Gebietes hergestellt. Eine geologische Deutung wird durch das Zusammentreffen zweier Schichten verschiedener Dichte versucht.

Schmerwitz.

W. Heiskanen. Einige neuere isostatische Untersuchungen. Verb. 10. Tag. d. Balt. Geod. Komm. Helsinki 1938, S. 94—102. Ein Bericht über das vorläufige Ergebnis der Berechnungen des Isostatischen Institutes, das im Jahre 1936 in Edinburg von der Internationalen Association für Geodäsie begründet wurde. Es befindet sich unter der Leitung des Verf. in Helsinki. Die Koeffizienten der Schwereformel wurden auf Grund der inzwischen stark vermehrten Zahl der Beobachtungsstationen neu berechnet. Die neue Formel weicht nur wenig von der internationalen Schwereformel ab. Die Berücksichtigung eines Längengliedes führt zu einer Dreiachsigkeit mit einer Achsendifferenz von 352 m. Eine regionale Zusammenfassung von Stationsgruppen zeigt u. a. Übereinstimmung mit diesem Ergebnis. Neue isostatische Tabellen wurden außer für 40 und 60 km auch für 20 und 30 km Erdkrustendicke berechnet. Ein Katalog von 3500 Schwerestationen, der sämtliche Angaben enthält, wurde zusammengestellt. Die wichtigste Arbeit des Instituts erstreckte sich auf die Berechnung und Herstellung einer Weltkarte, aus der der Einfluß der topographisch-isostatischen Reduktionen für die Hayfordschen Zonen bis auf 340 km Radius herab abgelesen werden kann. Auch nähere Einzeluntersuchungen, wie z. B. die des Ferghana-Beckens, wurden ausgeführt.

Schmerwitz.

Pierre Lejay. Carte gravimétrique des Philippines. C. R. 207, 1148—1151, 1938, Nr. 24.

Dede.

C. E. Marshall. The colloidal properties of the clays as related to their crystal structures. Journ. Phys. Chem. 41, 935—942, 1937, Nr. 7. (Dep. Soils Univ. Columbia, Miss.) Verf. gibt eine Übersicht über die allgemeinen Struktureigenschaften der Erden, für deren Erforschung in struktureller Hinsicht die Arbeiten von Pauling (1930) über die Struktur glimmerähnlicher Minerale wichtig waren. Aus den Zusammenhängen, die sowohl für den 1:1- wie den 2:1-Typ gegeben waren, folgt auch der Einfluß der Struktur auf die mechanischen Eigenschaften. Das theoretische Studium dieses Zusammenhanges verspricht Aufschlüsse über Fragen der Plastizität und Kohäsion. *Rob. Jaeger.*

Kurt Wegener. Die Erhaltung der Gebirge. ZS. f. Geophys. 14, 270—271, 1938, Nr. 7/8. (Graz.) Wegen der wetterbedingten Abtragung der Berge (500 m in 10^6 Jahren) muß ein dauerndes Steigen der Berge und ein gleichzeitiges Absinken der Täler die Gebirge über die langen Zeiträume seit ihrem Entstehen erhalten haben. *Riewe.*

T. P. Hughes, M. Perutz and G. Seligman. Glaciological results of the Jungfrauoch research party. Nature 143, 159, 1939, Nr. 3613. (Lab. Phys. Chem. Cambridge; Cryst. Lab. Cambridge; Athenaeum London.)

P.-L. Mercanton. Commission des Glaciers: Présentation d'un film de la crue du glacier Supérieur du Grindelwald. Helv. Phys. Acta 11, 556, 1938, Nr. 7. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Zürich.)

H. Gams. Neue Arbeiten über das Klima der letzten Eiszeit. Bioklim. Beibl. 5, 159, 1938, Nr. 4. (Innsbruck.) Sammelreferat.

Alfred Lacroix. Les étapes silencieuses de la formation d'un nouveau cratère à faciès de Caldeira, au sommet du Piton de la Fournaise (Ile de la Réunion). C. R. 208, 58—61, 1939, Nr. 2. *Dede.*

C. D. Perrine. Cause of earthquake ruptures. Nature 142, 876—877, 1938, Nr. 3602. (Cordoba.) In kurzem Auszug wird die Ansicht vertreten, daß Erdbebenausrüche im wesentlichen durch Gezeiteinfluß von Sonne und Mond, in zweiter Linie durch Luftdruckänderungen ausgelöst werden. *Schmerwitz.*

E. Wanner. Über die Definition der Seismizität einer Gegend. Helv. Phys. Acta 11, 539—540, 1938, Nr. 7. (Zürich.) Bei Anwendung der Statistik verketteter Vorgänge auf Erdbeben ergab die Bearbeitung, daß sich Tiefherdbeben ihrem besonderen Zustand entsprechend von den oberflächennahen Herden durch eine erhebliche geringere mittlere Ansteckung — eine statistisch definierte Größe — herausheben. *Schmerwitz.*

E. Tams. Zur Frage der regionalen Verkoppelung von Erdbeben. ZS. f. Geophys. 14, 241—259, 1938, Nr. 7/8. (Hauptstation f. Erdbebenforschg. Hamburg.) Zusammenf. des Verf.: Auf Grund einer näheren Erörterung von geeigneten Vorkommnissen auf Island, in Österreich und auf den Philippinen wird dargelegt, daß in seismotektonisch wesentlich einheitlich aufzufassenden Regionen auch an sich als selbständig erscheinende Beben bei erheblicheren räumlichen und zeitlichen Abständen sehr wohl durch einen umfassenderen endogenen Vorgang ursächlich miteinander verbunden sein können, so daß sie im Falle einer statistisch-wahrscheinlichkeitstheoretischen Behandlung nicht streng als voneinander unabhängige Ereignisse zu gelten hätten. In Norwegen treten auch in der neueren Zeit keine Beziehungen zwischen den einzelnen Erdbebengebieten erkennbar hervor. Es zeigt sich aber in den letzten rund 25 Jahren ein merkliches Nachlassen der seismischen Aktivität, so daß zur Zeit die Intensität der Landhebung ebenfalls abgenommen haben dürfte. *Schmerwitz.*

Gerhard Schmerwitz. Ausgleichung der besten Stationsbeobachtungen mitteleuropäischer Erdbeben. ZS. f. Geophys. 14, 351—390, 1938, Nr. 7/8. (Reichsanst. f. Erdbebenforsch. Jena.) Es wird nachgewiesen, daß die in der geophysikalischen Literatur sehr verbreitete Voraussetzung, den Parallelkreis als die eine Achse eines rechtwinkligen Koordinatensystems anzusehen, Fehler in der Stationslage bis zu 20 km bei etwa 500 km Entfernung vom Epizentrum verursacht. Die Einordnung der Stationen in ein rechtwinkliges Koordinatensystem wird unter Berechnung der hierfür notwendigen Korrekturen durchgeführt. In dem Hauptteil wird ein Auswertungsverfahren für Nahbeben abgeleitet, das sich auf einen bisher nicht erreichten Minimalbetrag willkürlicher Voraussetzungen gründet. Das Ausgleichungsverfahren nach der Methode der kleinsten Quadrate wird auf fünf Elemente zugleich erstreckt. Das Verfahren wird auf zwölf neuzeitliche Bebenbeobachtungen mit je 7 bis 22 Stationen angewendet. Eine Zusammenstellung der Ergebnisse zeigt, daß die Geschwindigkeit der Erdbebenwellen in der Erdkruste mit zunehmender Tiefe abnimmt — entgegen den bisherigen Vermutungen, die sich jedoch auf keine direkten Messungen beziehen können. Weiterhin wird nachgewiesen, daß die Deutung von P^* -Einsätzen, die gelegentlich auftreten, durch Einführung einer zweiten Schichtung sehr unwahrscheinlich ist. Weitere Erörterungen betreffen den Einfluß des geologischen Untergrundfaktors, Lageveränderung von Nachbeben, Herdgestalt, Genauigkeit des Stationszeitdienstes und systematische Fehler der Stationen. *Schmerwitz.*

Max Toperczer. Beitrag zur theoretischen Behandlung des Erdbebenstoßes. Anz. Akad. Wien 1939, S. 9—10, Nr. 2. Die seismische Literatur enthält eine Reihe von rechnerischen Ansätzen, die eine Beschreibung der Vorgänge beim Stoß geben sollen. Allen diesen Ansätzen haftet jedoch der Nachteil an, daß sie mit den Ergebnissen der Erfahrung nur wenig übereinstimmen, weil eine nähere Betrachtung zeigt, daß sie als Beginn einer Bewegung nicht möglich sind. Allgemeine Überlegungen lassen sie also zur Beschreibung des Stoßvorganges nicht geeignet erscheinen. — Hier wird ein Ansatz diskutiert, dem von vornherein jene Bedingungen auferlegt wurden, die ihn nach den bis jetzt zur Verfügung stehenden Erfahrungstatsachen als zur Beschreibung eines Stoßvorganges brauchbar erscheinen lassen. Der hier verwendete Ansatz zur Beschreibung eines Stoßvorganges lautet: $x = A \cdot t^n e^{-at} \sin \omega t$. Er stellt eine rasch einsetzende, später abklingende Bodenbewegung dar, bei der zu Beginn der Bewegung auch die Geschwindigkeit und Beschleunigung gleich Null sind. Der numerischen Rechnung wurde der einfachste Fall $n = 2$ zugrunde gelegt, während der von H. P. Berlage für $n = 1$ diskutierte Fall den physikalischen Bedingungen für einen Stoßansatz nicht mehr entspricht. — Die weiteren Teile der Arbeit beschäftigen sich mit den Bewegungen eines Seismographen bei der oben dargestellten Form der Bodenverrückungen und leiten die Beziehungen ab, um aus den im allgemeinen verzerrten Aufzeichnungen eines solchen Gerätes die wichtigsten Elemente der wahren Bodenbewegungen bei plötzlichen Einsätzen ableiten zu können. (Übersicht des Verf.) *Dele.*

O. v. Schmidt. Neue Ergebnisse bei der Ausbreitung von Knallwellen in Flüssigkeiten und festen Körpern. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 19, 127, 1938, Nr. 3.

Oswald v. Schmidt. Über Knallwellenausbreitung in Flüssigkeiten und festen Körpern. ZS. f. techn. Phys. 19, 554—561, 1938, Nr. 12; Phys. ZS. 39, 868—874, 1938, Nr. 23/24. (14. D. Phys.- u. Math.-Tag Baden-Baden.) (Ballist. Inst. Luftkriegsakad. Berlin-Gatow.) An Hand von außerordentlich instruk-

tiven funckenkinematischen Schlierenaufnahmen zeigt der Verf. die Schallausbreitung an der Grenze zweier Medien mit verschiedenen Schallgeschwindigkeiten. Insbesondere zeigt sich im „dichteren“ Medium mit der langsameren Schallausbreitung eine von der Trennfläche ausgehende geradlinige Wellenfront, die mit der Trennfläche den Winkel der Totalreflexion einschließt, am Schnittpunkt von Kugelwelle (im „dünnere“ Medium) und Trennfläche beginnt und die Kugelwelle im „dichteren“ Medium berührt. Diese Kopfwelle wurde schon früher vom Verf. aus seismischen Messungen erschlossen, hier jedoch erstmals eindeutig nachgewiesen. — Die Longitudinal- und die Transversalwelle in festen Körpern sind in den Aufnahmen getrennt beobachtbar. Die Methode erlaubt auch die Untersuchung komplizierter Fälle der Schallausbreitung. Diskussion der dazu analogen optischen Probleme, wie Anwendung der Fresnelschen Formeln, Deutung von Reflexion und Brechung als Kopfwellenerscheinung, Umlaufen um die Erde und Zurückstrahlen von Kurzwellen durch die Ionosphäre. *Riewe.*

B. Gutenberg. On focal points of SKS. S.-A. Bull. Seismol. Soc. Amer. 28, 197—200, 1938, Nr. 3. (Calif. Inst. Technol. Pasadena.) Kurze Abhandlung über die Verteilung der am Erdkern gebeugten und gebrochenen Wellen und die Möglichkeiten ihrer Trennung und Zuordnung. *Schmerwitz.*

B. Gutenberg and C. F. Richter. Observed times of the Montana earthquakes, 1935. S.-A. Bull. Seismol. Soc. Amer. 28, 85—87, 1938, Nr. 2. (Blach Graduate School Geolog. Sc., Calif. Inst. Technol. Pasadena.) Für diese beiden Beben, deren Hauptstöße mit einem Zeitunterschied von zwölf Tagen auftraten, werden Laufzeitdaten bis zu etwa 90° Stationsentfernung in einer Tabelle für P- und S-Wellen wiedergegeben. Die Herdtiefe wird auf nur wenige km veranschlagt. Beide Beben entstammen dem gleichen Herd, wie aus der Ähnlichkeit der Seismogramme und den gleichartigen Zeitabweichungen gegenüber einer mittleren Laufzeitkurve geschlossen wird. *Schmerwitz.*

Hugo Benioff. The determination of the extent of faulting with application to the Long Beach earthquake. S.-A. Bull. Seismol. Soc. Amer. 28, 77—84, 1938, Nr. 2. (Calif. Inst. Technol. Pasadena.) Für dieses Beben, das am 10. März 1933 stattfand, werden die näheren Umstände der Erzeugung von Longitudinal- und Transversalwellen bei einem längeren Faltungsriß erörtert. Unter den gemachten Voraussetzungen wird die Bruchgeschwindigkeit längs der Verwerfung berechnet und eine Abschätzung der Länge vorgenommen. Die Richtungsverteilung von in der weiteren Umgebung umgestürzten Grabdenkmälern wird diesem Bild des Bebenvorganges gleichfalls eingefügt. *Schmerwitz.*

Fukuhei Tababaya and Tadaaki Sakai. Experimental investigations on the weakest point in the resistance of tall building frames against earthquake. Mem. Fac. Eng. Hokkaido Univ. 5, 1—76, 1938, Nr. 1. *Dede.*

Teodor Schlomka. Zur Elektrodynamik des rotierenden Erdmagneten. ZS. f. Geophys. 14, 285—296, 1938, Nr. 7/8. (Seminar f. theor. Phys. T. H. Hannover.) Zusammenfassung des Verf.: Nach einleitenden Ausführungen über die „Unipolarinduktion“ wird darauf hingewiesen, daß bei der Rotation des Erdmagneten elektrische Feldstärken auftreten, die Ladungsverteilungen im Erdinneren, an der Erdoberfläche, in der mitrotierenden Atmosphäre und an ihrer äußeren Grenze erzeugen. Die Methoden zur Berechnung dieser Ladungsverteilungen werden ausführlich dargelegt. Der Einfluß der erhaltenen

Raum- und Flächenladungen auf das lufterlektrische Feld wird diskutiert. Zum Schluß wird eine Berechnung der elektromagnetischen Energieausstrahlung des rotierenden Erdmagneten gegeben. *Schmerwitz.*

Rolf M. Wundt. Über den Einfluß der Beugung auf die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen im Bereich jenseits des Horizontes auf Grund der Theorie von B. v. d. Pol und H. Bremmer. ZS. f. techn. Phys. 19, 434—439, 1938, Nr. 11. (14. D. Phys.- u. Math.-Tag Baden-Baden.) (Forsch.-Lab. C. Lorenz A. G. Berlin-Lankwitz.) Vergleich der Theorie von B. v. d. Pol und H. Bremmer (vorwiegend Brechung) mit der von P. v. Handel und W. Pfister (vorwiegend Beugung jenseits des Horizonts) durch übersichtliche Zusammenstellung der Formeln. Es zeigt sich, daß in der v. Handel'schen Theorie keine Größe vorhanden ist, die den Einfluß der Bodenkonzstanten wiedergibt. Die Ausdrücke für die Bodenfeldstärke und die Höhenfaktoren sind ähnlich aufgebaut. Die Exponenten in den Formeln des Höhenfaktors sind einander gleich, wenn die Bodenleitfähigkeit gleich unendlich angenommen wird; was aber nach v. d. Pol bei Ultrakurzwellen nicht richtig ist. Der graphische Vergleich beider Theorien zeigt, daß der Feldstärkeabfall bei v. d. Pol im Brechungsgebiet bedeutend rascher vor sich geht. Die Beugung darf jedoch gegenüber der Brechung nicht vernachlässigt werden, weil die Feldstärke allmählich und nicht plötzlich absinkt. Die endgültige Theorie müßte beide Einflüsse berücksichtigen. *Riewe.*

O. W. Torreson. The electric characterisation of days at the Huancayo Magnetic Observatory for the twelve years 1925—1936. S.-A. Terr. Magn. 43, 149—153, 1938, Nr. 2. (Carnegie Inst. Washington.) Statistik der „lufterlektrischen Charakterzahlen“ nach zwölfjährigem Potentialgefällematerial in Huancayo. Zugrunde gelegt sind die vom British Meteorol. Office in Kew verwandten Charakterzahlen: „0“ (völliges Fehlen von negativen Gefällewerten), „1“ (Gesamtdauer negativen Gefälles weniger als drei Stunden) und „2“ (Gesamtdauer negativen Gefälles von drei Stunden und mehr). Die mittlere jährliche Häufigkeit von Tagen der Charakterzahlen 0, 1 bzw. 2 beträgt 50, 200 bzw. 100. Ein Vergleich mit der Niederschlagshäufigkeit ergibt Überwiegen des Charakters 0 (und 1) in der trockenen, des Charakters 2 in der nassen Jahreszeit. Als Mangel wird empfunden, daß in der obigen Charakterisierung kein Unterschied zwischen negativem Gefälle bei Regen und solchem ohne Niederschlag gemacht wird: rund die Hälfte der negativen Werte von Huancayo geht nicht mit Niederschlägen parallel. — Eine eigenartige Erscheinung sind (namentlich an Sommernachmittagen) an sonst meteorologisch und elektrisch ungestörten klaren Tagen häufige kurzdauernde negative Zacken des Gefälles, die mit dem Auftreten kleiner Staubwirbel in der Nachbarschaft des Observatoriums in Verbindung gebracht werden. — Es wird die gleichzeitige Verwendung zweier Registrierapparate verschiedener Empfindlichkeit empfohlen sowie die allgemeine Anwendung der Kew-er Charakterzahlen. Ausführliche Veröffentlichung des Huancayo-Materials ist in Aussicht gestellt. *H. Israël.*

Manindra Kumar Chakravarty and S. R. Khastgir. Direct determination of the electrical constants of soil at ultra-high radio-frequency. Phil. Mag. (7) 25, 793—801, 1938, Nr. 170. (Phys. Dep. Univ. Dacca.) Verff. bestimmten mittels eines Lechersystems, das sich in einem mit Erde gefüllten Kasten befand (1. Drudesche Methode), bei Frequenzen zwischen 73 und 89 Megahertz die DK und Leitfähigkeit in Abhängigkeit vom Feuchtigkeitsgehalt. Bei geringer Feuchtigkeit war $\epsilon = 4$ elst. Einh. und $\sigma = 1,5 \cdot 10^{-14}$ elm. Einh. Beide Größen stiegen sehr an mit wachsender Feuchtigkeit, bei 41 % Wassergehalt war

$\varepsilon = 30$ elst. Einh. und $\sigma \sim 9 \cdot 10^{-14}$ elm. Einh. (bei 82 Megahertz). Die Leitfähigkeit zeigte bei 14 % Leitfähigkeit ein ausgeprägtes Maximum zwischen 80 und 82 Megahertz, während die DK monoton absinkt mit wachsender Frequenz. *Riewe.*

J. C. Dobbie, W. Moss and A. D. Thackeray. Two solar eruptions. *Month. Not.* 98, 744, 1938, Nr. 9. (Solar Phys. Obs. Cambridge.) Berichtigung. (Vgl. diese Ber. S. 480.) *Dede.*

V. A. Bailey. On some effects caused in the ionosphere by electric waves. — Part II. *Phil. Mag.* (7) 26, 425—453, 1938, Nr. 176. (Univ. Sydney.) In Fortsetzung des ersten Teils (*Phil. Mag.* 23, 929, 1937) gibt der Verf. eine neue, etwas kürzere Herleitung für die Polarisation der Wellen, den Brechungs- und Absorptionskoeffizienten der Schicht, die Resonanzwirkung der gyromagnetischen Frequenz und die auf ein Elektron beim Zusammenstoß übertragene Energie. Hierbei zeigt sich, daß ein Sender von etwa 2 kW eine beobachtbare Wirkung ausübt. Verf. berechnet dann Antennenformen zur Erzeugung einer solchen Beeinflussung mittels 50 kWatt. Im Anhang zwei Herleitungen und Berichtigungen zu Teil I. Vgl. diese Ber. S. 1108. *Riewe.*

D. F. Martyn and G. H. Munro. The Lorentz „polarization“ correction and the behaviour of radio echoes from the ionosphere at frequencies near the gyro-frequency. *Nature* 142, 1159—1160, 1938, Nr. 3609. (Univ. Sydney.) Verff. setzen sich mit den Ansichten von Appleton, Farmer und Ratcliffe (diese Ber. 19, 1034, 1938) und von Booker und Berkner (diese Ber. 19, 1965, 1938) auseinander, die beide dem Erklärungsversuch der Verff. widersprechen, eines der zwei Echos unmittelbar unterhalb der gyromagnetischen Frequenz sei an der oberen Grenze der F_2 -Schicht reflektiert. Die Erklärung von Appleton, Farmer und Ratcliffe als außerordentliche Welle scheint den Verff. durch mehrere hundert Beobachtungen widerlegt, die sämtlich eine sehr komplexe Polarisation ergaben. Booker und Berkner finden (in Washington) unendliche Verzögerung schon bei 1,38 Megahertz, während die Gyrofrequenz dort 1,53 Megahertz beträgt, und nehmen daher die Lorenz-Formel als richtiger an, die eigentlich 1,27 Megahertz, bei $2 \cdot 10^8$ Ionen pro cm^3 aber den beobachteten Wert als Grenzfrequenz ergibt. Verff. zeigen nun an Hand einer Tabelle, daß sich als Gyrofrequenz der oberen Ionosphären Grenze (340 km) auch 1,38 Megahertz ergeben, sowohl für Washington wie auch für Sidney, wo die Verff. dieselbe Grenzfrequenz fanden. Die Wellen können bis zu so großen Höhen entlang den Kraftlinien des magnetischen Erdfeldes vordringen. Dann muß Sellmeyers Dispersionsformel als gültig angesehen werden. Eine ausführliche Diskussion der behandelten Dinge wird in Aussicht gestellt. *Riewe.*

E. V. Appleton, R. Naismith and L. J. Ingram. The critical-frequency method of measuring upper-atmospheric ionization. *Proc. Phys. Soc.* 51, 81—92, 1939, Nr. 1 (Nr. 283). (Cavendish Lab. Cambridge; Radio Dep. Nat. Phys. Lab.) Zuerst behandeln Verff. die Beziehungen zwischen der kritischen Frequenz und der maximalen Ionendichte sowohl für vernachlässigten wie auch nicht vernachlässigten Lorentz-Polarisationsterm, danach den Einfluß der Schichtdicke auf die experimentell beobachtbaren Daten. Nach einer kurzen Diskussion der experimentellen Bestimmung der „kritischen Frequenz“ werden Beobachtungen an der E -Schicht diskutiert. *Riewe.*

J. H. Piddington. The origin of radio-wave reflections in the troposphere. *Proc. Phys. Soc.* 51, 129—137, 1938, Nr. 1 (Nr. 283). (Cavendish Lab. Cambridge.) Verf. berechnet nach der von Appleton und Chapman

angegebenen Methode die Ionendichte und Stoßfrequenz für Elektronen und Ionen in etwa 10 km Höhe. Die Stoßfrequenz beträgt dort für Elektronen (gegen Moleküle) $1,3 \cdot 10^{11} \text{ sec}^{-1}$ und für schwere Ionen $6 \cdot 10^9$. Bei Benutzung von 6 Megahertz würde man also Leitfähigkeitsreflexion bei einer Ionendichte von $6 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ beobachten. Für eine reflektierende Wolke von 10 m Durchmesser wäre eine Ionendichte von $4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ erforderlich. Die in der Troposphäre beobachtete Leitfähigkeit ist jedoch um den Faktor 10^5 kleiner. Verf. sucht daher nach einer anderen Deutung der beobachteten Reflexionen und glaubt sie in (wasserhaltigen) Wolken gefunden zu haben, da bei plötzlichen Änderungen im Feuchtigkeitsgehalt innerhalb einer Höhendifferenz von wenigen Metern wegen des großen Brechungsindex und Dipolmoments des Wassers eine reflektierende Schicht entstehen könne. Anschließend einige Diskussionsbemerkungen. *Riewe.*

M. V. Wilkes. Theoretical ionization curves for the *E* region. Proc. Phys. Soc. 51, 138—146, 1938, Nr. 1 (Nr. 283). (Math. Lab. Cambridge.) Mit Hilfe eines Bush-Differentialanalysators berechnet der Verf. für zwei verschiedene Rekombinationskoeffizienten ($4 \cdot 10^{-9}$ und $1,2 \cdot 10^{-8}$) den Tagesgang der Ionendichte für Cambridge (Ergebnisse von Best, Farmer und Ratcliffe, diese Ber. 19, 1371, 1938) und Washington (Ergebnisse von Kirby, Gilliland und Judson anlässlich der Sonnenfinsternis am 31. August, diese Ber. 17, 2274, 1936). Die *E*-Schicht wurde zur Berechnung 10 km dick und homogen angenommen. Es zeigt sich, daß die Rekombination am Tage stärker sein muß, als in der Nacht. *Riewe.*

S. K. Mitra. Origin of the *E* layer of the ionosphere. Nature 142, 914—915, 1938, Nr. 3603. (Univ. Coll. Sc. Calcutta.) Auf Grund von Berechnungen der Photoionisation von O_2 , die von I. N. Bhar durchgeführt wurden, zeichnet der Verf. die theoretische Kurve für die Ionisation der *E*-Schicht, deren sehr scharfes Maximum nahe bei 90 km Höhe liegt und also übereinstimmt mit den Ionosphärenbeobachtungen. Siehe nachstehendes Ref. *Riewe.*

J. N. Bhar. Stratification of the ionosphere and the origin of the *E*₁ layer. Indian Journ. Phys. 12, 363—386, 1938, Nr. 5. Ausführliche Darstellung der schon früher mitgeteilten und referierten (s. vorstehendes Ref.) Ergebnisse. Ionisationsberechnung auf Grund der Pannkoek'schen Theorie für eine aus N_2 und O und (unterhalb von 100 km, 300° K) aus N_2 und O_2 bestehende Ionosphäre. Es ergeben sich Ionisationsmaxima bei 250 km (O^+), bei 160 km (N_2^+) und bei 90 km (O^+), die mit der *F*₂-, *F*₁- und *E*-Schicht identifiziert werden. Bei Berücksichtigung der Spektren wurde die Sonne als schwarzer Strahler von 6800° K angenommen. *Riewe.*

W. Dieminger und H. Plendl. Ergebnisse von Dauerregistrierungen der Ionosphäre. ZS. f. Geophys. 14, 315—327, 1938, Nr. 7/8; auch ZS. f. techn. Phys. 19, 429—434, 1938, Nr. 11 u. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 19, 148, 1938, Nr. 3. *Riewe.*

F. T. Farmer, C. B. Childs and A. Cowie. Critical frequency measurements of wireless waves reflected obliquely from the ionosphere. Proc. Phys. Soc. 50, 767—775, 1938, Nr. 5 (Nr. 281). (Cavendish Lab. Cambridge; Univ. Edinburgh.) Über 464 km wurden die Übertragungsfrequenzen mit den senkrechten Impulsbeobachtungen verglichen. Die theoretischen Berechnungen (Farmer und Ratcliffe, diese Ber. 17, 798, 1936) zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen. *Riewe.*

Keikitiro Tani, Yoji Ito and Hiroshi Sinkawa. On the long-period variations in the *F*₂ region of the ionosphere. Proc. Inst. Radio Eng. 26,

1340—1346, 1938, Nr. 11. (Naval Techn. Res. Dep. Tokyo.) Diskussion von Beobachtungen aus der Zeit von Mai 1934 bis Herbst 1937. *Riewe.*

H. W. Wells and H. E. Stanton. The ionosphere at Huancayo, Peru, January, February and March 1938. S.-A. Terr. Magn. **43**, 257—260, 1938, Nr. 3. (Huancayo Magn. Obs.) Ergebnisse der laufenden Beobachtungen. *Riewe.*

Joseph Kaplan. The Dellinger phenomenon. Phys. Rev. (2) **55**, 110, 1939, Nr. 1. (Univ. Los Angeles, Calif.) Das (wohl nicht ganz zutreffend, d. Ref.) nach Dellinger benannte Phänomen der plötzlichen Empfangsauslöschung durch Ionosphärenstörungen beruht vor allem auf einer starken Vermehrung der Iondichte. Der Verf. verweist in diesem Zusammenhang auf Bandenbeobachtungen im Nachleuchten einer N_2 -Entladung, die ein Rekombinationsleuchten darstellen und vielleicht zur Klärung des Mechanismus des ersterwähnten Phänomens beitragen können. Entsprechende Versuche seien begonnen. *Riewe.*

M. Waldmeier. Sonneneruptionen und ihr Einfluß auf die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen. Helv. Phys. Acta **11**, 537—538, 1938, Nr. 7. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Zürich.) Bericht über die Beeinflussung von Kurzwellen und langen Wellen. *Riewe.*

L. V. Berkner. Ionospheric disturbances coincident with magnetic storms. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 199—200, Part 1, Aug. (Carnegie Inst. Wash.) *Riewe.*

R. G. Giovanelli. Eruptive prominences and ionospheric disturbances. Astrophys. Journ. **88**, 204—205, 1938, Nr. 2. (Commonwealth Solar Obs. Canberra, Australia.) Zwölf Beobachtungen von Eruptionen nahe der Sonnenmitte zeigen, daß nur bei Zentralmeridianabständen $\leq 90^\circ$ eine gleichzeitige Ionosphärenstörung beobachtet wurde. Es scheint daher, als ob nur die am Grund erzeugte Ultraviolettstrahlung die Ionosphäre beeinflusst. *Riewe.*

W. Brunner. Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 3. Vierteljahr 1938. ZS. f. Geophys. **14**, 274, 1938, Nr. 7/8. (Sternwarte Zürich.) *Dede.*

J. H. C. Lisman. Zonne-activiteit en radioontvangst in 1937. Tijdschr. Nederl. Radiogen. **7**, 220—230, 1938, Nr. 6. (Radiolab. Staatsbedr. P. T. T., Gravenhage.) Die Anzahl der Sonnenflecken hat 1937 wiederum bedeutend zugenommen. Die Verschiebung der am besten zu verwendenden Wellenlänge im Verkehr über große Entfernung hat sich weniger deutlich fortgesetzt als erwartet wurde. In einer Tabelle werden die Wahrnehmungen des Dellinger-Effektes in Noordwijk-Radio gegeben. Ein statistischer Zusammenhang zwischen der Anzahl heftiger Sonneneruptionen und dem Dellinger-Effekt ist wahrscheinlich. Möglicherweise findet der Dellinger-Effekt seinen Ursprung in einer unter Einfluß der Sonnenaktivität geänderten Stellung der reflektierenden Ebene in der Ionosphäre. *Gisolf-Venema.*

The corpuscular eclipse of 1940 October 1. Month. Not. **98**, 727—733, 1938, Nr. 9. Für die Sonnenfinsternis werden der Weg und die Durchgangszeiten berechnet für den Korpuskularschatten des Mondes, und zwar für eine Partikelgeschwindigkeit von 10^3 Meilen/sec und für Höhen von 100 und 300 km über der Erde. Umrechnungsanweisung für andere Geschwindigkeiten. *Riewe.*

D. Nasilov and Kh. Pogosjan. On the rôle of meteorological processes in radio measurements. Techn. Phys. USSR. **5**, 463—464, 1938, Nr. 6. (Moscow.) Zur Erklärung einiger Beobachtungen von Colwell und Mitarbeitern, insbesondere Beobachtungen reflektierender Schichten in 1,5 km Höhe,

ziehen die Verff. meteorologische Daten heran. Bei jeder der drei diskutierten Anomalien sind starke gleichzeitige Luftkörperwechsel am Beobachtungsort feststellbar. Demnach müßten die meteorologischen Bedingungen überhaupt mehr zur Diskussion der Ionosphärenmessungen herangezogen werden. *Riewe.*

G. W. Kenrick and Gerard Lavergne. The meteorological aspects of certain radio-transmission phenomena. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 144—151, Part 1, Aug. (Univ. Puerto Rico, Rio Piedras.) Zwei Gruppen von Untersuchungen werden zusammenfassend dargestellt: a) Methoden für die Ortsbestimmung und (oder) die Identifizierung meteorologischer Erscheinungen, wie Hoch und Tief, durch Richtungsbeobachtungen gleichzeitiger elektrischer Phänomene, wie „radio static“ (Störung durch statische Entladung). b) Methoden für die Ortsbestimmung und (oder) Identifizierung meteorologischer Phänomene aus den Änderungen der Signalstärke infolge Reflexion, Brechung oder Dämpfung von Radiosignalen beim Vorhandensein troposphärischer Diskontinuitäten. *Riewe.*

C. R. Englund, A. B. Crawford and W. W. Mumford. Ultra-short-wave transmission and atmospheric irregularities. Bell Syst. Techn. Journ. 17, 489—519, 1938, Nr. 4. Über 113 km Seestrecke in der Nähe von New York untersuchen die Verff. auf Wellenlängen von etwa 5 m die Fadingerscheinungen. Der eine 100 Watt-Sender war mit 120 Hertz frequenzmoduliert, die Amplitude dieser Modulation betrug 6 Megahertz. Außerdem wurden noch zwei Sender mit 55 und etwa 40 Watt benutzt. Eine Auswahl der Registrierungen wird wiedergegeben; die Schwächung war im allgemeinen langsam gegenüber denen bei Kurzwellen. Bei polarisiertem Empfang zeigte die horizontale Polarisation den schlechteren Empfang. Bei Benutzung von verschiedenen Wellenlängen findet sich ein stärkerer Schwund bei der kürzeren; bei kleinen Unterschieden ist der Lautstärkeverlauf sehr ähnlich. Zwischen verschiedenen hohen Antennen (14 bzw. 52 Fuß hoch angebracht) ist die höhere um 12 db der niedrigeren überlegen. Wenn die Empfangsstärke in Abhängigkeit von der Wellenlänge registriert wurde, zeigten sich Wegdifferenzen der einzelnen Wellen von 600 bis zu wenigen Metern. Eine theoretische Betrachtung der dadurch gegebenen Reflexionshöhen der Wellen ergibt reflektierende Ebenen in 5,5 bis 1,9 km Höhe; kleinere Höhen konnten nicht mehr aufgelöst werden, sind jedoch sicher vorhanden. Die meteorologischen Höhenbeobachtungen stimmen mit denen der Verff. qualitativ überein. Diskussion fremder Beobachtungen. Berichtigung eines Druckfehlers in einer Arbeit von Wwedensky (diese Ber. 18, 167, 1937). Beobachtung der Interferenz infolge Reflexion an einem Flugzeug. *Riewe.*

T. L. Eckersley and G. Millington. The limiting polarization of medium waves reflected from the ionosphere. Proc. Phys. Soc. 51, 110—128, 1939, Nr. 1 (Nr. 283). (Marconi's Wireless Telegr. Co.) Zwei gekreuzte Rahmenantennen erlauben die Polarisationsellipse der beobachteten Wellen zu bestimmen. Verff. beobachten in Chelmsford zwei französische Sender ($\lambda = 226$ bzw. 328 m) über 220 bzw. 350 km Entfernung. Die gefundenen Grenzwerte stimmen qualitativ mit den theoretisch errechenbaren überein. Zwei Anhänge geben graphische Darstellungen für einige verwendete Beziehungen. *Riewe.*

T. R. Gilliland, S. S. Kirby, N. Smith and S. E. Reymer. Maximum usable frequencies for radio sky-wave transmission, 1933 to 1937. Proc. Inst. Radio Eng. 26, 1347—1359, 1938, Nr. 11. (Nat. Bur. of Stand. Washington, D. C.) Verff. zeichnen als Auswertung ihrer (senkrechten) Echobeobachtungen Schaubilder für die maximalen Verkehrsfrequenzen in der angegebenen Zeit je

für März, Juni und Dezember, diskutieren dann kurz die Umrechnung senkrechter Beobachtungen für Übertragung mittels Raumwellen, die Einflüsse sporadischer *E*-Reflexionen und die Anwendung der Schaubilder für zukünftige Schätzungen.

Riewe.

Rush F. Chase. Occurrence of „tweeks“ on a telephone line. Proc. Inst. Radio Eng. **26**, 1380—1384, 1938, Nr. 11. (Madison Park Electr. Co. Seattle, Wash.) Hohes Zwitschern (~1550 bis 1800 Hertz) wurde in einer einseitig geerdeten Telephonleitung beobachtet, und zwar nur nachts mit einem Maximum einige Stunden nach Sonnenuntergang. Versuche mit einer Rahmenantenne zeigen, daß nur eine vertikale Feldkomponente existiert. Dies und oszillographische Aufnahmen bestätigen die Ansicht des Verf., daß es sich um statische Entladungen in der Luft handelt, deren Impulse zwischen Ionosphäre (etwa 99,4 km) und Erdoberfläche reflektiert werden und so eine gedämpfte Welle bilden.

Riewe.

H. Rudolph. Die negative Aufladung der Ionosphäre der Erde. ZS. f. Geophys. **14**, 346—351, 1938, Nr. 7/8. (Bad Homburg v. d. Höhe.) Teil 1: Warum müssen die Höhenstrahlen von der Sonne stammen? Teil 2: Die Bedeutung der von A. Wiegand entdeckten Elementarwellen des luftelektrischen Potentialgefälles.

Riewe.

Camille Dauzère. Sur la répartition géographique des points de chute de la foudre dans le département du Gers. C. R. **208**, 114—116, 1939, Nr. 2.

Dede.

Camille Dauzère. Sur les chutes de la foudre dans le département de la Haute-Garonne. C. R. **207**, 1433—1435, 1938, Nr. 26. Nach mehrjährigen Beobachtungen werden die Gebiete mit seltenen und die mit sehr häufigen Blitzschlägen von den Gebieten mit mittlerer Anzahl von Blitzschlägen abgegrenzt. Die Verteilung der Häufigkeit der Blitzschläge wird vor allem mit den Gesteinsarten, im besonderen mit der Radioaktivität des Bodens in Zusammenhang gebracht.

Steinhauser.

B. F. J. Schonland, D. J. Malan and H. Collens. Progressive lightning. VI. Proc. Roy. Soc. London (A) **168**, 455—469, 1938, Nr. 935. Die Aufnahmen einiger anscheinend anomaler natürlicher Blitzenentladungen, die mit der Boys-Kamera erhalten wurden, werden näher untersucht. Es stellte sich heraus, daß dieser Entladungsvorgang jedoch Übereinstimmungen mit den Grundsätzen der allgemein vorherrschenden Form aufwies.

Schmerwitz.

H. L. Dean. Stroboscopic illusions caused by lightning. Science (N. S.) **88**, 352—353, 1938, Nr. 2285. (Dep. Botany Univ. Iowa.) Verf. berichtet über Blitzbeobachtungen während eines Gewitters, bei denen die Flügel eines laufenden Tischventilators bald als stillstehend, bald als langsam in der Umlaufrichtung sich bewegend, bald als normal umlaufend während der einzelnen Blitze, die das Auge als einzige kurze Entladung beeindruckten, erschienen. Etwa 80 % der Blitze zeigten den stroboskopischen Effekt. Auswertung auf den zeitlichen Abstand der Einzelentladungen bringt die Arbeit nicht. (Vgl. nachstehendes Referat.)

H. Schaefer.

H. M. Davis. Multiple strokes in lightning. Science (N. S.) **88**, 593, 1938, Nr. 2295. (School Min. Ind. Penn. State Coll.) Verf. berichtet über Blitzbeobachtungen aus dem fahrenden Auto während eines Gewitters, bei denen der gleichmäßig laufende Scheibenwischer während des dem Auge als einzige kurze Entladung erscheinenden Blitzschlages ruckweise zu laufen schien. Aus der Geschwindigkeit der Wischerbewegung ergab sich, daß die beobachteten den strobo-

skopischen Effekt zeigenden 15 Blitze (ein Teil der Blitze zeigten den Effekt nicht) aus drei bis vier je 0,04 sec Abstand voneinander aufweisenden Teilentladungen bestanden.
H. Schaefer.

Volker Fritsch. Nachweis von Blitznestern durch Rutengänger. Elektrot. ZS. 59, 1397—1400, 1938, Nr. 52. (Brünn.) Verf. stellt sich die Fragen: a) Gibt es Blitznester? b) Sind solche geoelektrisch ausgezeichnet? c) Reagiert ein Rutengänger über Stellen, die die gleiche geoelektrische Struktur aufweisen, wie Blitznester? und beantwortet sie nach geoelektrischen Untersuchungen im Zusammenhang mit Wünschelrutenversuchen des Prager Verbandes für Wünschelrutenforschung und Erdstrahlenkunde in Schönbach (Sudetengau) mit einigem Vorbehalt positiv.
H. Israël.

W. J. Rooney. Lunar diurnal variation in earth currents at Huancayo and Tuscon. S.-A. Terr. Magn. 43, 107—118, 1938, Nr. 2. (Carnegie Inst. Wash.) Die Beobachtungen beider Stationen zeigen die doppelte Periode des Mondumlaufs, wobei diese zweite Harmonische $\frac{1}{6}$ bzw. $\frac{1}{5}$ der sonnentäglichen Periode beträgt.
Riewe.

Fritz Gassmann. Magnetische Messungen auf dem Mont Chemin bei Martigny. Helv. Phys. Acta 11, 543—544, 1938, Nr. 7. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Aarau.) Kurze vorläufige Mitteilung über Aufsuchung von Magnetiteinlagerungen, die von Moränenschutt überdeckt sind. Ein Gebiet von $2,6 \times 0,4 \text{ km}^2$ Fläche wurde mit einem magnetischen Universalvariometer vermessen. *Schmerwitz.*

J. Bartels. Potsdamer erdmagnetische Kennziffern. 3. Mitteilung. ZS. f. Geophys. 14, 272—273, 1938, Nr. 7/8. (Geophys. Inst. Potsdam.)

F. W. Paul Götz. Zum Nordlicht vom 25. Januar 1938. ZS. f. Geophys. 14, 314—315, 1938, Nr. 7/8. (Arosa.)
Dede.

V. A. Bailey. Generation of auroras by means of radio waves. Nature 142, 613—614, 1938, Nr. 3596. (School of Phys. Univ. Sydney.) Die beim sogenannten Luxemburg-Effekt beobachtete Ionosphärenmodulation durch nahe der gyromagnetischen Frequenz gelegene Wellenlänge läßt den Schluß zu, daß eine Strahlungsanregung der unteren E-Schicht durch Rundfunkwellen möglich sei. Verf. beschreibt eine für 6° breiten, senkrechten Strahl geeignete Antenne, die mit 500 kW betrieben an einem Punkt des Himmels eine Helligkeit erzeugen kann, die 50 mal so groß ist wie die des mondlosen Nachthimmels. Mit 10^6 kW kann eine Fläche von 10^4 km^2 vollmondhell erleuchtet werden. Eine Stütze dieser Gedanken bedeutet die hochfrequente Erniedrigung der Zündspannung einer Gasentladung im Magnetfeld. Vgl. diese Ber. S. 1103.
Riewe.

H. H. Plaskett. Polar aurora and night-sky light. Occasional Notes 1938, S. 13—22, Nr. 2. Verf. gibt einen kurzen zusammenfassenden Bericht über Nordlicht und Nachthimmelleuchten, die experimentellen Tatsachen und die Theorien, die zur Erklärung der Erscheinungen aufgestellt wurden. Als wichtige Aufgaben für die Zukunft werden die genaue Photometrie des Nachthimmelleuchtens z. B. durch Amateurastronomen an vielen Stellen der Erde und die Feststellung der Zusammenhänge zwischen Nordlicht und magnetischen Stürmen bezeichnet.
Frerichs.

J. Cabannes, J. Dufay and J. Gauzit. CH bands in the night sky spectrum. Nature 142, 718—719, 1938, Nr. 3598. (Univ. Paris; Obs. Lyon.) In Messungen des blauen und violetten Teiles des Nachthimmelleuchtens von Cabannes und Dufay sowie in Messungen des ultravioletten Teiles von Gauzit

treten bisher uneingeordnete Banden auf. Die Verff. identifizieren diese Banden mit CH-Banden. Die Bande bei 4300 Å ist identisch mit der in Kometen beobachteten CH-Bande. Im Nachthimmel gelang es die stärksten Rotationslinien dieser Bande zu beobachten. Bei horizontaler Beobachtung werden die Banden teilweise von den Vegard Kaplan-Banden verdeckt, aber bei Beobachtung im Zenit treten sie deutlich hervor. Daraus wird geschlossen, daß der Träger dieser CH-Banden vielleicht interstellaren Ursprungs ist. Eine Bande 4050 wird als eine neue CH-Bande angenommen.

Frerichs.

Carl Störmer. Blue sunlit aurora rays and their spectrum. *Nature* **142**, 1034, 1938, Nr. 3606. (Inst. Theoret. Astrophys. Blindern.) Das Spektrum eines Nordlichtes vom 15. September 1938 wurde so kurz vor Sonnenaufgang aufgenommen, daß die oberen Teile des Nordlichtbezirkes bereits von der Sonnenstrahlung getroffen wurden. Der obere Rand des Nordlichtes ist blau, der untere gelbgrün. In dem blauen Teil sind die Sauerstofflinien 6550 bis 6300 Å und die Stickstoffbanden 4278 und 3914 Å sehr stark, in dem gelbgrünen Nordlicht überwiegt die grüne Nordlichtlinie 5577. Ebenso sind einige Banden der negativen Gruppe des Stickstoffs im blauen und violetten Teil besonders verstärkt.

Frerichs.

Carl Störmer. Red auroral lines on September 14—16. *Nature* **143**, 117, 1939, Nr. 3612. (Inst. Theoret. Astrophys. Blindern.) Im Gegensatz zu den Beobachtungen von Vegard (*Nature* **142**, 831, 1938), der bei dem Nordlicht vom 14. bis 16. September 1938 nur geringe Intensitäten der roten Nordlichtliniengruppe 6300 Å und der roten Stickstoffbanden fand, sind auf 17 Aufnahmen des Verf. diese Linien und Banden ziemlich stark. Auf einer Aufnahme ist sogar die rote Liniengruppe stärker als die grüne Linie 5577 Å.

Frerichs.

R. Bernard. Das Vorhandensein von Natrium in der Atmosphäre auf Grund von interferometrischen Untersuchungen der D-Linie im Abend- und Nachthimmelslicht. *ZS. f. Phys.* **110**, 291—302, 1938, Nr. 5/6. (Inst. Phys. Gén. Lyon.) Zusammenfassende Darstellung der Arbeiten des Verf. über die D-Linien des Na im Dämmerungs- und Nachthimmelslicht. Mehrere frühere Wellenlängenbestimmungen anderer Autoren ergaben für Wellenlänge der gelben Nachthimmelslinie 5892,6 Å (zuerst von W. M. Slipher bestimmt). Das Verhalten der Linie während der Dämmerung (gleichbleibende hohe Intensität bis zum Beginn der Beschattung in etwa 60 km Höhe, dann rascher Abfall auf etwa 1%) führte den Verf. zur Annahme einer Resonanzfluoreszenz und damit der Existenz von freiem Na in der hohen Atmosphäre mit einer Höhenbegrenzung in etwa 60 km. Perot-Fabry-Aufnahmen in Dämmerungs- und Nachthimmelslicht erwiesen die Duplettnatur der Linie (5896 und 5890 Å) mit dem bekannten Intensitätsverhältnis 2:1. Das Intensitätsverhältnis Zenit/Horizontal ließ auf eine relativ engbegrenzte Schichtdicke der Na-Schicht schließen. Da — soweit heute bekannt — die Linie im Nordlichtspektrum fehlt, ist irdischer Ursprung des Na (Meer, Vulkanstaub?) wahrscheinlicher anzunehmen als kosmischer.

H. Israël.

Hertha Wambacher. Mehrfachzertrümmerung von Atomkernen durch kosmische Strahlung; Ergebnisse aus 154 Zertrümmerungsskizzen in photographischen Platten. *ZS. f. techn. Physik* **19**, 569—576, 1938, Nr. 12; *Phys. ZS.* **39**, 883—890, 1938, Nr. 23/24. (14. D. Phys.-u. Math.-Tag Baden-Baden.) (II. Phys. Inst. Univ. Wien.) In der Emulsion der photographischen Platte werden, namentlich bei längerer Exposition in größerer Seehöhe, Atomkerne durch Höhenstrahlen zertrümmert. Die ausgesandten Kernteilchen erzeugen in der Schicht Bahnsuren, d. h. Reihen von entwickelbaren

AgBr-Körnern, deren Dichte von der Ionisierungsfähigkeit der erzeugenden Teilchen abhängt. Es ist also möglich, danach bis zu einem gewissen Grad Schlüsse auf die Art und die Energie der Teilchen zu ziehen. Allerdings ist die Streuung der Korndichten sehr groß, so daß nur im Mittel über ein größeres Material Aussagen gemacht werden können. Die Methodik wird kurz erläutert. Es wurden zum erstenmal nach der photographischen Methode sichere Fälle von Mehrfachzertrümmerung beobachtet, und zwar 154 Zertrümmerungssterne mit je 3 bis 14 Bahnpuren, höchstwahrscheinlich zum weitaus größten Teil von Protonen herrührend. Als zertrümmerbare Elemente in der photographischen Emulsion kommen, nach ihrer Häufigkeit angeordnet, in Betracht: C, O, N, Be, Ag und S. Die Energieverteilungskurve aller Zertrümmerungsteilchen zeigt ein Anwachsen der Teilchenzahl gegen die untere Beobachtungsgrenze der Energie (etwa 1 MeV). Die Summen der ausgesandten Protonenenergien je Stern liegen zwischen etwa 6 MeV und etwa 150 MeV. Die Energieverteilung der einzelnen Teilchen ist abhängig von der Summe der Energien aller ausgesandten Teilchen, also von der Kerntemperatur. Das beobachtete Anwachsen der Energien der Einzelteilchen mit steigender Kerntemperatur spricht für die Vorstellung eines Verdampfungs-vorganges.

Wambacher.

K. Schmeiser. Weitere Messungen über harte Ultrastrahlung. *ZS. f. Phys.* 110, 443—449, 1938, Nr. 7/8. (Kaiser Wilhelm-Inst. f. med. Forsch. Heidelberg.) Die von K. Schmeiser und W. Bothe gefundenen, dem zweiten Maximum der Rossi-Kurve entsprechenden harten und enggebündelten Schauer werden weiter untersucht. Durch verbesserte Geometrie der Zählrohranordnung werden die aus der Umgebung stammenden Schauer unterdrückt und der Nulleffekt herabgesetzt. Ergebnisse: 1. Wenn die harten Schauer einmal in Blei, das andere Mal in Zement ausgelöst werden, so sind sie gleich hart: die mit Blei gemessene Absorptionskurve der erzeugten harten Schauer verläuft für beide Fälle gleich. 2. Die Zahl der harten Schauer ist in guter Näherung proportional der Ordnungszahl z des schauererzeugenden Mediums (mit Pb und Zement geprüft). 3. In verschiedenen Materialien (Pb, Fe und Al) werden die harten Schauer massenproportional absorbiert. Wird statt der Masse die Zahl der Elektronen gesetzt, so ist die Proportionalität nicht ganz so gut erfüllt. 4. Die „Zusatzstrahlung aus dem Absorber“ kann dadurch gedeutet werden, daß durch die harten Schauer weiche Schauer (mit einer Ausbeute nahe gleich 1) ausgelöst werden.

E. Regener.

N. Arley. On the theory of coincidence experiments on cosmic rays. *Proc. Roy. Soc. London (A)* 163, 519—546, 1938, Nr. 935. (H. H. Wills Phys. Lab. Univ. Bristol.) Die Kaskadentheorie der Schauer wurde erweitert, indem für verschiedene Absorbertiefen und Energien auch die Zahl der austretenden Elektronen berechnet wurde, deren Energie kleiner als die kritische ist. Eine modellmäßige Betrachtung zeigt, daß zumindest für kleine Schauer die Poisson'sche Formel für die statistisch möglichen Abweichungen von den Mittelwerten der Theorie angewandt werden darf. Dann werden für die weiche Komponente die örtliche Absorptionskurve, wie sie mit Zählrohrkoinzidenzen gemessen werden kann, und die Rossi-Kurve berechnet und mit experimentellen Ergebnissen verglichen. Es zeigt sich gute Übereinstimmung. Lediglich das Z^2 -Gesetz für die Rossi-Kurven bei kleinen Streuschichten kann nicht auf diese Weise gedeutet werden. Es wird angenommen, daß dafür der gleichzeitige Einfall von Elektronen und Photonen verantwortlich ist.

Ehmerl.

G. Wataghin und M. Damy de Souza Santos. Über die Erzeugung der Schauer in der Tiefe. *Ric. sci. Progr. tecn. Econ. naz.* [2] 9, II, 293—296,

1938. (São Paulo, Univ. Phys. Abt.) Verff. berichten über Messungen der Schauerintensität in einem 750 m über dem Meeresspiegel gelegenen brasilianischen Au-Bergwerk; die Meßstellen befinden sich 85 bzw. 140 m tief in einem Gestein von einer Dichte gleich 2,8, entsprechend 240 bzw. 400 m Wassertiefe. Die Messungen ergeben, daß die die Schauer erzeugende Strahlung zwischen 240 und 400 m Wassertiefe einen mittleren Absorptionskoeffizient von der Größenordnung $8 \cdot 10^5 \text{ cm}^2/\text{g}$ hat; für ihre Teilchen folgt daraus eine mittlere freie Weglänge von etwa 200 m (in Wasser), während der Weg der sekundären Teilchen der Schauer nicht länger als 1,7 m Wasser ist; aus diesem Verhältnis läßt sich schließen, daß die erzeugenden Teilchen nicht ionisierend wirken.

*R. K. Müller.

S. Szezeniowski, St. Ziemecki et K. Narkiewicz-Jodko. Specific ionization characteristic of cosmic rays. Bull. int. Acad. Polon. (A) 1938, S. 273—289, Nr. 6/7. (Univ. Wilno; Main School Agricult. Warsaw.) Bei einem bemannten Ballonaufstieg am 14. 5. 1937 bis 10 km Höhe wurde mit zwei kugeligen Ionisationskammern von 900 cm³ Inhalt, von denen die eine mit 16,5 At Stickstoff, die andere mit 16,5 At Krypton gefüllt war, gleichzeitig die Ionisation durch die allseitige Ultrastrahlung gemessen. Es sollte auf diese Weise untersucht werden, ob sich das Verhältnis I_{Kr}/I_{N_2} mit der Höhe wegen der abnehmenden Härte der Strahlung ändert und ob es von dem entsprechenden Verhältnis für Ionisation für γ -Strahlung verschieden ist. Es wurde im Bereich 5 bis 10 km Höhe ein konstanter und dem Wert am Boden gleicher Wert $I_{Kr}/I_{N_2} = 3,17$ erhalten, bei einem Verhältnis der Dichten der Füllgase von 3,05. Der entsprechende Wert für die Ionisation durch nicht gefilterte γ -Strahlung betrug 5,5 bei einem Verhältnis der Zahl der Hüllelektronen von 5,14. Die Verschiedenheit der Ionisation durch Ultrastrahlung und γ -Strahlung wird zu deuten versucht auf Grund von Überlegungen über die Natur der Strahlungen, ihrer Energiebereiche und der verschiedenen beim Durchsetzen der Kammerwände und Füllgase auftretenden Prozesse. Auer.

B. Trumphy. Sekundärwirkungen der weichen und durchdringenden Komponente der Ultrastrahlung. ZS. f. Phys. 111, 338—344, 1938, Nr. 5/6. (Geophys. Inst. Bergen.) Mit einer zählrohrgesteuerten Wilson-Kammer von 20 cm Durchmesser, die durch vier 0,3 cm dicke Bleiplatten in fünf Sektionen geteilt ist, wird die mittlere Zahl von Sekundärteilchen bestimmt, die ein Primärteilchen in den verschiedenen Sektionen begleiten. Die Schauerbildung der harten Komponente wird gesondert beobachtet, wenn die weiche Komponente durch 19 cm dickes Blei oberhalb der Kammer ausgeschaltet ist. Es zeigt sich, daß die weiche Komponente die Schauer in einem typischen Multiplikationsprozeß erzeugt; die Anzahl der Sekundärteilchen wächst ziemlich stark mit zunehmender Dicke des Bleis: die Sektionen 1 (unterhalb der ersten Bleiplatte), 2, 3 und 4 geben 64, 100, 136 und 160 Sekundärteilchen auf 100 weiche Primärteilchen, wobei die Zahlen wegen der beschränkten Kammertiefe als Minimalwerte zu betrachten sind. Die harte Komponente ist dagegen in Blei im Gleichgewicht nur von 17 Sekundärteilchen auf 100 Primärteilchen begleitet. Dieser Wert ist verträglich mit der Annahme, daß die harte Komponente aus schweren Elektronen besteht. E. Regener.

J. Clay and P. H. Clay. The absolute intensity of cosmic radiation on sea level. Physica 5, 898—900, 1938, Nr. 9. (Natuurk. Lab. Amsterdam.) Eine Hochdruckionisationskammer von 28 Liter ist unten und seitlich mit 22 cm, oben mit 12 cm Eisen abgeschirmt. Unter diesen Bedingungen ergeben Messungen in Seehöhe in einem norwegischen Fjord und in Amsterdam unter genauer Berücksichtigung von Sättigungsdefizit, Restionisation usw. eine Ionisierungsstärke (für magnetische Breiten $> 50^\circ$) in Argon von 1 at, 15° C, 770 mm Hg, von $2,24 \pm 0,06 \text{ J}$, in Luft unter denselben Bedingungen $1,56 \pm 0,05 \text{ J}$. E. Regener.

Georg Wüst. Bodentemperatur und Bodenstrom in der atlantischen, indischen und pazifischen Tiefsee. Gerlands Beitr. 51, 21—28, 1938, Nr. 1. (Berlin.) Verf. hat eine Karte der potentiellen Bodentemperaturen der Tiefsee unter 4000 m entworfen. Der Kältepol befindet sich mit einer potentiellen Temperatur von $-0,92^\circ$ am Westrand der Weddellsee. Ein breites, sehr warmes Gebiet mit einer potentiellen Temperatur von $3,8^\circ$ findet sich im Karibischen Meer. Auf Grund der Karte der Bodentemperaturen wird das System der Bodenströme diskutiert.

Steinhauser.

Theodor Stocks. Neues zur Morphometrie des Atlantischen Ozeans. Ann. d. Hydrogr. 67, 1—13, 1939, Nr. 1. (Inst. f. Meereskde. Univ. (Berlin.)

Marcel Brillouin. Instabilité inévitable d'un liquide pesant qui tourne, sans mouvement relatif, avec un noyau solide qu'il entoure. Conséquences océanographiques et géodésiques. C. R. 207, 816—819, 1938, Nr. 19.

Dede.

R. T. Young, Jr. Transparency of sea-water in the Pacific Ocean. Phys. Rev. (2) 54, 866, 1938, Nr. 10. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Worcester Polytechn. Inst.) Verf. hat die relative Durchlässigkeit des Meerwassers bei 25 Stationen des Stillen Ozeans an der südkalifornischen Küste gemessen. Die Messungen erstreckten sich bis zu Tiefen von 60 m.

Szivessy.

R. T. Young, Jr. On the Calculation of Absorption Coefficients of Daylight in Natural Waters. Journ. Opt. Soc. Amer. 28, 95—99, 1938, Nr. 4. (Polyt. Inst. Worcester, Mass.) Verf. behandelt die Berechnung des wahren Absorptionskoeffizienten des Tageslichts in natürlichen Gewässern. Es zeigt sich, daß der vertikale Absorptionskoeffizient K (definiert durch $K = -1/J \, dJ/dz$, wobei J die Intensität des Lichtes und z die vertikale Tiefe bedeutet) mit dem wahren Absorptionskoeffizient k (definiert durch $k = -1/J \, dJ/dr$, wobei r die Weglänge in Richtung der Lichtausbreitung ist) durch den Ausdruck

$$K = k \int_0^1 \int_1^a J'(\vartheta, \varphi) \frac{e^{-kzx}}{x} dx d\varphi \bigg/ \int_0^1 \int_1^a J'(\vartheta, \varphi) \frac{e^{-kzx}}{x^2} dx d\varphi$$

zusammenhängt. Hierbei bedeutet $J'(\vartheta, \varphi)$ die von der Flächeneinheit unmittelbar unter der Oberfläche innerhalb des räumlichen Öffnungswinkels 1 ausgehende Intensität; ϑ bzw. φ ist der Brechungswinkel bzw. das Azimut, x ist durch $x = \sec \vartheta$ definiert und a ist eine Zahl, die von der Gesamtmenge des an der Oberfläche reflektierten Lichtes und vom Brechungsindex abhängt. Verf. hat die Integrale unter der Annahme ausgewertet, daß $J'(\vartheta, \varphi)$ konstant ist, was den an einem vollkommen trüben Tage herrschenden Bedingungen entspricht; es zeigt sich, daß K nahe der Oberfläche um 20 % des gemessenen Betrages vergrößert werden muß, um k zu erhalten.

Szivessy.

Gabriel Bertrand. Sur la quantité de zinc contenue dans l'eau de mer. C. R. 207, 1137—1141, 1938, Nr. 24.

Ludwig Mecking. Die Periodizität der Eisbedeckung in der Davis-Straße. Ann. d. Hydrogr. 67, 23—26, 1939, Nr. 1. (Hamburg.)

F. B. Groissmayr. Schwere und leichte Eisjahre bei Neufundland und das Vorwetter. Ann. d. Hydrogr. 67, 26—30, 1939, Nr. 1. (Passau.)

H. Oellrich. Die Eisverhältnisse des Winters 1937/38 in den außerdeutschen europäischen Gewässern. Ann. d. Hydrogr. 66, 579—584, 1938, Nr. 12.

Dede.

F. W. Paul Götz. Die vertikale Verteilung des atmosphärischen Ozons. *Ergebn. d. kosm. Phys.* **3**, 253—325, 1938. Im Anschluß an seinen ersten Artikel in der gleichen Reihe (1931), der ein im wesentlichen abgerundetes Bild über den Gesamthaushalt des Ozons gegeben hatte, gibt Verf. jetzt neben ausführlicher Behandlung der Fortschritte in den Grundlagen der Berechnung und Messung (20 S.) einen Bericht über die vertikale Ozonverteilung: Meßtechnische Bestimmung derselben (bodennahes Ozon, Umkehrereffekt, Registrierballon- und Stratosphärenaufstiege; 20 S.), Theorien (10 S.), Folgerungen (Ultraviolett-Transparenz und Lichthaushalt, Ozongehalt und Temperaturverteilung, Ozon und Wetter; 15 S.). Der Anhang enthält 195 Literaturnachweise (anschließend an das frühere Verzeichnis von 123 Zitaten).

H. Israël.

S. Yazima. Die oszillierende Bewegung des Atmosphären-gürtels. *Naturwissenschaft.* **26**, 843—844, 1938, Nr. 52. (Phys. Lab. Univ. Tokio.) Verf. schreibt die Gleichungen für die Schwankungen der im allgemeinen konstanten Rotationsgeschwindigkeit U von Osten nach Westen hin und berechnet für den Luftring zwischen 30° und 60° bei einer viertägigen Schwankung um $0,5$ mm Hg Druck und bei $U = 10$ m/sec die Nordsüdkomponente zu ≈ 2 m/sec und die Ostwestkomponente zu $\leq 1,1$ m/sec.

Riewe.

Zd. Sekera. Über die Bedeutung der Übergangsschicht in der Theorie der Helmholtzschen Luftwogen. *Gerlands Beitr.* **54**, 9—20, 1938, Nr. 1. (Meteorol. Inst. Univ. Prag.) Für den Fall, daß zwei verschiedene Flüssigkeitsschichten mit vertikal veränderlicher Geschwindigkeit durch eine Übergangsschicht mit einem stetigen Übergang von Dichte und Geschwindigkeit getrennt werden, wird gezeigt, daß die einzigen möglichen Wellenbewegungen, die sich mit der Windgeschwindigkeit in einem Niveau der Übergangsschicht fortpflanzen, mit Helmholtzschen Luftwogen identisch sind. Die Wellenlänge der Luftwogen ergibt sich bei Annahme einer Übergangsschicht an Stelle einer Diskontinuitätsfläche um so mehr vergrößert, je größer das Verhältnis der Mächtigkeit der Übergangsschicht zur Wellenlänge ist. Die Wellenlänge kann dabei bis auf den doppelten Betrag anwachsen. Der Einfluß der Übergangsschicht darf demnach nicht vernachlässigt werden. Es wird auf die theoretische Möglichkeit hingewiesen, aus der Wellenlänge der Luftwogen die kinematische Zähigkeit in der Übergangsschicht zu berechnen.

Steinhauser.

H. Kinzl und A. Wagner. Pilotaufstiege in den peruanischen Anden. *Gerlands Beitr.* **54**, 29—55, 1938, Nr. 1. (Innsbruck.) Die Mitglieder der Cordillera-Blanca-Expedition 1936 führten im Santa-Tal in Seehöhen zwischen 2 und 3,5 km während der Zeit vom 8. Juni bis 19. September Pilotaufstiege durch, welche nach zwei Richtungen bearbeitet werden: 1. Talwind: Die Aufstiege im mittleren Teile des Hochtals zeigen eine Entwicklung der Talwinde, die durchaus dem in den Alpen gewonnenen Bilde entspricht. Im obersten Teile des Tales dagegen dringt der Gradientwind aus NE vielfach bis zur Talsohle durch, so daß die Talwinde hier zumeist nur als Differenzerscheinung nachgewiesen werden können. Die Ursachen hierfür werden besprochen. — 2. Gradientwind: Die Änderung der mittleren Luftversetzung mit der Höhe bis etwa 13 km Seehöhe steht im Einklang einerseits mit der anzunehmenden Temperaturdifferenz zwischen Kontinent im E und Meer im W, andererseits mit der zu erwartenden Lage der Stratosphäre: bis zur Tropopause ist die Luft über dem Lande wärmer als die über dem Meere, darüber kälter; die Tropopause neigt sich vom Kontinent gegen das Meer hin nach abwärts. (Übersicht d. Verff.)

Dede.

A. Wagner. Bemerkung zum Aufsatz F. Baur's: „Zur Messung des allgemeinen Luftkreislaufes in der gemäßigten Zone.“ Ann. d. Hydrogr. **66**, 569—570, 1938, Nr. 12. (Innsbruck.) (Vgl. diese Ber. S. 500.) Zur Charakterisierung der Intensität der allgemeinen Zirkulation wurden bisher sechs Ausdrücke eingeführt. Davon ist nach Ansicht des Verf. der meridionale Massenfluß am besten geeignet, die wesentliche Wirkung der allgemeinen Zirkulation, den Luftmassenaustausch zwischen hohen und niederen Breiten, zu charakterisieren. *Steinhauser.*

A. W. Forbes. Some notes on the New England hurricane of 1938, made at Worcester, Mass. Science (N.S.) **88**, 616—617, 1938, Nr. 2296. (Worcester, Mass.) *Dede.*

J. van Mieghem. Dynamische luchtdrukveranderingen in een polaire atmosfeer zonder frontvlakken. Wis. en Natuurk. Tijdschr. **9**, 53—60, 1938, Nr. 3. (Flämisch mit franz. Zusammenf.) (Weerkund. Inst. van Belgïe.) Es wird ein Ausdruck abgeleitet für die dynamischen Luftdruckschwankungen auf Meeresniveau durch vertikale Luftbewegungen. Die Formel wird geprüft an den durch Palmén gezeigten vertikalen Massenbewegungen in einer polaren Atmosphäre ohne Fronten bei Übergang einer zyklonalen Zirkulation in eine antizyklonale Zirkulation. *Gisolf-Venema.*

Franz Baur. Der allgemeine Luftkreislauf im nordatlantisch-europäischen Raum im Winter 1928/29. Ann. d. Hydrogr. **66**, 552—554, 1938, Nr. 11. (Bad Homburg.) Nach vom Verf. angegebenen Formeln wurde berechnet, daß in der zweiten Novemberhälfte 1928 über dem Nordatlantischen Ozean die zonale und die meridionale Zirkulation sehr groß (9,2 bzw. 9,5 m/sec), über dem europäischen Kontinent dagegen die zonale Zirkulation gering (6,9 m/sec), die meridionale aber ebenfalls groß (8,2 m/sec) war. In der ersten Februarhälfte 1929 war über dem Ozean die meridionale Zirkulation wesentlich größer als die zonale (9,5 gegen 8,4 m/sec); über dem Kontinent waren zonale und besonders meridionale Zirkulation viel geringer (7,0 bzw. 6,4 m/sec) als über dem Ozean. Die aus beiden Komponenten zusammengesetzte allgemeine Zirkulation war im November viel größer als im extrem kalten Februar. *Steinhauser.*

M. Rodewald. Die Konvergenz der Höhenströmung über Hochdruckgebieten. Ann. d. Hydrogr. **66**, 557—560, 1938, Nr. 11. (Hamburg.) Nach nordamerikanischen Pilotaufstiegen zeigt sich, daß die Strömung in der mittleren Troposphäre im südöstlichen Quadranten der Antizyklonen konvergiert. Dieser Höhenkonvergenz wird eine primäre Bedeutung für den Aufbau und für die Existenz der Antizyklonen zugeschrieben. Sie wird auch für das Wandern der Hochdruckgebilde verantwortlich gemacht. *Steinhauser.*

Hellmut Berg. Strömung und Zustandsverteilung eines Instabilitätsschauers. Ann. d. Hydrogr. **66**, 565—568, 1938, Nr. 12. (Köln.) Aus Flugzeugaufstiegen wurde festgestellt, daß die Labilität (zwischen Kondensationsniveau und 600 mb Fläche) hinter den Schauern nicht geringer war als vor ihnen (13 vor, 20 zwischen und 13 hinter Schauern). Die Temperaturgradienten waren vor den Schauern sehr hoch und überstiegen die kondensationsadiabatischen wesentlich; hinter den Schauern waren sie zwischen 1000 und 2000 m ebenso groß wie vor den Schauern (0,72°), darüber aber nahezu kondensationsadiabatisch. Als Zirkulationssystem der Umlagerungswalze eines Instabilitätsschauers wird angegeben: vor der Schauerwolke örtliche Auf- und Abwindfelder, im vorderen Teil der Schauerwolke lebhaftes Aufwinde, im Niederschlagsgebiet einheitliche Abwinde, hinter der Schauerwolke bis 2000 m Höhe horizontaler Zustrom zur Schauerwolke und darüber Absinken der Luftmassen. *Steinhauser.*

A. Schmauß. Synoptische Singularitäten. Meteorol. ZS. 55, 385—403, 1938, Nr. 11. (München.) Als Grundlage zur synoptischen Untersuchung der Singularitäten hat der Verf. aus einem 25 jährigen Zeitabschnitt für jeden Tag die mittleren Druckdifferenzen zwischen den Endpunkten von sieben Seiten eines um Europa gelegten Polygonzuges berechnet, die Ergebnisse graphisch dargestellt und den Verlauf der Druckdifferenzen im Jahresgang für jede Strecke eingehend diskutiert. Die Singularitäten der mittleren Luftdruckdifferenzen an der Strecke St. Mathieu—Lerwick sind für die der anderen sechs Schnitte maßgebend. Aus dem Vergleich mit Pentadenkarten der Luftdruckverteilung wird geschlossen, daß die mitteleuropäischen Singularitäten ihre Weisung von dem ebenfalls kalendernmäßig gebundenen Verhalten der Aktionszentren (Azoren-Insel) bekommen. Die festgestellten Singularitäten werden mit den Singularitäten anderer meteorologischer Elemente verglichen. *Steinhausser.*

V. Conrad. Der Höheneinfluß auf die Jahresschwankung des Luftdrucks. Meteorol. ZS. 55, 429—435, 1938, Nr. 12. (Wien.) Die harmonische Analyse der aus Beobachtungen in den Alpen abgeleiteten Jahresgänge des Luftdrucks in verschiedenen Höhenlagen ergab, daß die Amplitude a_1 der Jahreswelle mit der Höhe linear nach $a_1 = 0,36 + 0,16 h$ und der Phasenwinkel A_1 nach $A_1 = h/(0,00674 + 0,00377 h)$ zunimmt (h in Hektometer). Die Werte vom Pikes Peak. 4308 m, in Amerika fügen sich gut in diese Beziehungen ein. Die Amplitude der Halbjahreswelle a_2 ist mit der Höhe invariant, während der Phasenwinkel A_2 nach $A_2 = 86,5^\circ - 1,82 h + 0,0518 h^2$ mit der Höhe sich ändert. Die Ganzjahresschwankung des Druckes in der Höhe ist thermischen Ursprungs. Die Halbjahresschwankung ist eine eigentliche Druckwelle; der Verf. hält sie für eine erzwungene Welle. *Steinhausser.*

H. B. Maris. Sidereal daily variation of barometric pressure. Phys. Rev. (2) 54, 478, 1938, Nr. 6. (Naval Res. Lab. Washington.) Die Untersuchung der mittleren sternentägigen Luftdruckschwankungen von 62 Stationen zwischen 80° N und 55° S ergab ein Maximum der sternentägigen Schwankung von 0,167 mm in 60° N. Im Äquatorgebiet hat zum Unterschied von der sonnentägigen Luftdruckschwankung die sternentägige Schwankung ein Minimum. Wellental und Wellenberg verlagern sich, gesehen von einem Fixstern, mit abnehmender Breite nach Osten. Aus dem Vergleich der mittleren Sterntagsschwankung zwischen 39 und 60° N, die durch $P = 0,072 \sin t - 0,0076 \sin 2t + 0,0024 \sin 3t$ angegeben wird, mit der mittleren sonnentägigen Variation des Luftdrucks in England ergibt sich, daß die Amplitude der 24 stündigen Welle nach Sternzeit 5,5 mal so groß ist als die solare Komponente, daß aber die 12 stündige sternzeitige Komponente nur $\frac{1}{28}$ der entsprechenden solaren Komponente beträgt. *Steinhausser.*

R. Süring. A. Ångström über Temperaturformeln und Temperaturänderungen in Schweden. Meteorol. ZS. 55, 413—415, 1938, Nr. 11. Nach Ableitung von Formeln der Breiten- und Höhenabhängigkeit der Temperatur hat Ångström den Jahresgang der normalen Temperaturen von ganz Schweden durch Entwicklung in eine Fourier-Reihe in einer einzigen Gleichung dargestellt und mit Hilfe der Abweichungen von den durch diese Gleichung gegebenen Mittelwerten Karten der Temperaturanomalien entworfen. In Schweden sind die Mitteltemperaturen des Zeitabschnittes 1901 bis 1930 besonders im Winter bedeutend höher (größte Erwärmung im März) als im Zeitabschnitt 1859 bis 1900. *Steinhausser.*

W. Amelung und W. Kuhnke. Anforderungen an einen Kurort, heilklimatisch gesehen. Bioklim. Beibl. 5, 165—167, 1938, Nr. 4. (Königstein

i. Taunus.) Zu den von F. Linke (Bioklim. Beibl. 5, 7, 1938) entworfenen „Richtlinien für die klimatischen Voraussetzungen eines Kurortes“ wird hier von ärztlicher Seite Stellung genommen. Entgegen der Tatsache, daß „nicht nur von Laien, sondern auch von hervorragenden Forschern die Spezifität einer Heilklimawirkung immer wieder angezweifelt wird“, hält Verf. eine Klimaausnutzung und -dosierung zu Heilzwecken durchaus für möglich. Zahlreiche Einzelbeispiele zeigen allerdings die außerordentliche Schwierigkeit einer systematischen Ordnung des ganzen Fragegebiets.

H. Israël.

Rudolf Spitaler. Die Bestrahlung der Erde durch die Sonne. *Lotos* 86, 83—88, 1938. (D. Univ. Prag.) Kurze Darstellung der verbesserten Methode zur Berechnung der mittleren Bestrahlung eines Breitenkreises nach F. Hopfner und der vereinfachten Formel des Verf. (Vgl. diese Ber. 19, 2363, 1938.) *H. Israël.*

K. Kirde. Meteorological elements characterized by frequency-curves. *Acta Dorpat (A)* 30, Nr. 8, 29 S., 1936. Verf. untersucht die nach langjährigen Terminbeobachtungen (1870 bis 1933) der Temperatur in Tartu für die einzelnen Monate ermittelten Häufigkeitsverteilungen nach ihren statistischen Charakteristiken (Streuung, Schiefe und Exzeß) und vergleicht die Januar- und Juli-Verteilungen mit denen von *Thorshavn* (maritim) und *Barnau* (kontinental). Mit zunehmender Kontinentalität nimmt die „Streuung“ stark zu. Die „Schiefe“ ist in Tartu in den Monaten November bis März stark negativ, in den Monaten April bis August stark positiv, im September und Oktober annähernd Null. Unterteilung des Materials in die Zeitabschnitte 1870 bis 1900 und 1901 bis 1933 ergibt charakteristische Unterschiede der Temperaturhäufigkeitsverteilungen derart, daß im zweiten Zeitraum die Häufigkeit tiefer Temperaturen im Sommer zu-, im Winter abgenommen hat. Zusammen mit einer im Gesamtzeitraum zunehmenden Verzögerung des Eintretens der Jahresextreme wird für Tartu auf ein Ozeanischer-Werden des Klimas geschlossen.

H. Israël.

C. Wirtz. Vorläufiger Bericht über eine Forschungsfahrt im Sommer 1938 an Bord des D. S. „Buenos Aires“ (Reederei Hamburg-Süd). *Ann. d. Hydrogr.* 67, 49—52, 1939, Nr. 1. (Hamburg.) *Dede.*

Franz Sauberer. Strahlungsmessungen auf dem Hohen Sonnblick. *Meteorol. ZS.* 55, 435—442, 1938, Nr. 12. (Wien-Lunz.) Verf. berichtet über im August 1938 ausgeführte Messungen der räumlichen Verteilung der Helligkeit im Nebel, der Reflexion und der Strahlungsbilanz horizontaler und vertikaler Steinflächen und Schneeflächen und über Vergleiche zwischen der Strahlungsbilanz über Stein- und Schneeunterlagen bei Nebel und bei Schönwetter. Bei Nebel ist die Tagesbilanz über Stein größer, + 99 gcal/cm², als über Schnee, + 52 gcal (Einstrahlungsüberschuß bei Tag über Stein 118 und über Schnee 57, Ausstrahlungsüberschuß bei Nacht über Stein — 19 und über Schnee — 5 gcal/cm²). Bei Schönwetter betrug im Mittel die nächtliche Strahlungsbilanz über Stein — 0,132 und über Schnee — 0,117 gcal/cm² min. Die Hauptursache der Unterschiede der Strahlungsbilanz verschiedener Unterlagen liegt in der Reflexion. Als Reflexionswerte wurden bestimmt: bei Altschnee 50 bis 64 %, bei Gletschereis 30 bis 33 %, bei hellem Gneis 22 bis 32 % und bei verschmutztem Eis 6 bis 20 %. *Steinhauser.*

F. Steinhauser. Über die Veränderlichkeit der Sonnenstrahlung. *Meteorol. ZS.* 55, 442—448, 1938, Nr. 12. (Wien.) Nach einer Übersicht über frühere Arbeiten über die Änderungen der zum Erdboden gelangenden Sonnenstrahlung wird nach Beobachtungen in Washington festgestellt, daß seit 1923 keine beträchtliche Verminderung der Strahlungsmittelwerte eingetreten war. In den Jahren 1932 und 1933 war das Jahresmittel der Strahlung um 6 % übernormal. Die täg-

lichen durch Witterungswechsel bewirkten Änderungen der Strahlungswerte werden durch Häufigkeitsverteilungen der Abweichungen der Mittagswerte von der mittleren Jahreskurve und durch Angaben der durchschnittlichen Abweichungen von den Normalwerten für Wahnsdorf, 246 m, Davos, 1600 m, und Zugspitze, 2962 m, charakterisiert. Die Streuung der einzelnen Mittagswerte um die mittlere Jahreskurve nimmt mit der Höhe stark ab; sie beträgt in Wahnsdorf 0,134, in Davos 0,058 und auf der Zugspitze 0,039 gcal/cm² min. Die durchschnittliche Abweichung der Monatsmittelwerte von ihren Normalwerten ist nach Beobachtungen in Washington im Sommer mehr als doppelt so groß als im Winter. *Steinhauser.*

H. Pfeleiderer. Strahlungs-Bioklimatik. ZS. f. techn. Phys. 19, 386—389, 1938, Nr. 11; auch Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 19, 142, 1938, Nr. 3. (14. D. Phys.- u. Math.-Tag Baden-Baden.) (Bioklimat. Forschungsstelle Univ. Kiel.) Zwei Faktoren erschweren die Dosierung der natürlichen Strahlung; die atmosphärischen Komponenten, wie Zerstreuung, Reflexion, Absorption usw. bewirken beträchtliche Schwankungen sowohl des täglichen wie auch des jahreszeitlichen Ganges der Sonnen- und Himmelsstrahlung. Andererseits sind auch die biologischen Wirkungen verschiedener Spektralgebiete noch nicht völlig geklärt. So ist sowohl eine physikalische Messung der auffallenden Strahlung als auch eine medizinisch biologische Bewertung des Effektes an lebenden Objekten notwendig. Ferner wurde auf die gegenseitige Beeinflussung verschiedener Wellengebiete und auf die Wirksamkeit des langwelligen UV eingegangen. *Peukert.*

Susanne Vocke. Visuelle Extinktionsbestimmungen an den Sternwarten Breslau und Belkawe nebsteiner Untersuchung der photometrischen Mire. ZS. f. Astrophys. 17, 15—60, 1939, Nr. 1/2. (Breslau.) An 40 Abenden wurden in Breslau, an 31 Abenden im stadtfernen Belkawe für die drei effektiven Wellenlängen 512, 543 und 599 m μ Extinktionsmessungen durchgeführt. Als Instrument diente ein visuelles Flächenphotometer in Verbindung mit einem Refraktor und Farbfiltern. Es wurden jeweils zwei verschiedene Methoden angewandt, die Ost-Weststern- und die Zenitsternmethode, die zu übereinstimmenden Resultaten führten. Die mittleren Transmissionskoeffizienten der einzelnen Abende werden zusammen mit den meteorologischen Daten gegeben. Bei der Diskussion der Ergebnisse dürfte besonders die Häufigkeitsverteilung der beträchtlichen Schwankungen unterworfenen Transmissionskoeffizienten sowie der Zusammenhang der letzteren mit den summarischen Schätzungen der Himmelsbeschaffenheit und mit der relativen Feuchtigkeit interessieren. Als Nebenergebnisse werden die Helligkeiten von 30 hellen Sternen in obigen drei Farben und Erfahrungen mit einer photometrischen Mire mitgeteilt. *Walter.*

Masao Kinoshita, Kiyoshi Uchiyama and Tadashi Nakajima. Penetration of light through dense fog. Scient. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo 34, 1681—1689, 1939, Nr. 851/859. Die Durchlässigkeits-Charakteristiken (Abhängigkeit der Durchlässigkeit von der Wellenlänge) hängen stark von der Größe der Nebeltröpfchen und ihrer Größenverteilung ab. Diese Abhängigkeit ist bisher vernachlässigt oder nur qualitativ berücksichtigt worden. Verff. haben die Durchlässigkeitscharakteristiken bei künstlichen Nebeln spektralphotometrisch gemessen; hierbei wurde die Größe der Tröpfchen und ihre Verteilung bestimmt. Die Ergebnisse wurden mit den theoretischen Resultaten von Stratton und Houghton (diese Ber. 12, 2733, 1931) verglichen, die annahmen, daß die Tröpfchen dielektrische Kugeln mit dem Brechungsindex 1,33 sind und daß sich genügend Raum zwischen den benachbarten Tröpfchen befindet, so daß die Streuung inkohärent ist. Die Übereinstimmung der Beobachtungsergebnisse mit der Theorie ist befriedigend. *Szivessy.*

Wilhelm von Kesslitz. Hochwasser und Sonnenflecken. Meteorol. ZS. 55, 457—459, 1938, Nr. 12. (Graz.) *Dede.*

Mario Bossolasco und Fernando Dalmasso. Beobachtung einer seltenen Haloerscheinung in Messina. Meteorol. ZS. 55, 417—418, 1938, Nr. 11. (Geophys. Inst. Univ. Messina.) Als bemerkenswertes Anzeichen für die schnelle Umwandlung der Zustände in höheren Atmosphärenschichten wird der Übergang von einem Halotyp (2 kleine ovale Ringe um die Sonne) zu einem anderen (großer Ring von 46°) in kurzer Zeit beschrieben. *Steinhauser.*

Raymond Grandmontagne. Décroissance des lumières bleue et rouge à la fin du crépuscule. C. R. 207, 1436—1438, 1938, Nr. 26. Mit einem Blau- und fünf Rotfiltern wurde in Lyon photoelektrisch der Helligkeitsabfall der Dämmerung von 6° bis 18° Sonnendepression gemessen. Die graphische Darstellung der Ergebnisse zeigt, daß bis zu einer Sonnendepression von 10° die Intensitäten im Blau und im Rot von derselben Größenordnung sind und daß ihre Abnahme in beiden Spektralbereichen in gleicher Weise erfolgt. Die Rot-Intensität bleibt aber konstant, wenn die Sonne unter — 11° sinkt, während die Blau-Intensität bis zu einer Sonnendepression von 14° noch weiter abnimmt. *Steinhauser.*

John Sweer. The path of a ray of light tangent to the surface of the earth. Journ. Opt. Soc. Amer. 28, 327—329, 1938, Nr. 9. (Naval Res. Lab. Washington.) Es wird der Weg eines Lichtstrahls bis etwa 30 km Höhe beschrieben, der die Erde berührt, und Formeln für den Verlauf abgeleitet. In einer ausführlichen Tabelle wird, abhängig von der Höhe z km über dem Erdboden, die Senkung des Horizonts φ^0 , die Entfernung des nautischen Horizonts D km und die Refraktion δ in min genannt. Einige Werte davon:

z	=	2	6	16	30 km
φ	=	1°15'	2°15'	3°45'	5°25'
D	=	135	235	390	540 km
δ	=	14,7	20	31	33 min

Naumann.

A. Schumacher. Noch einmal der Oberflächenschöpfer nach O. Sund. Ann. d. Hydrogr. 66, 590, 1938, Nr. 12.

A. Vogl. Bakterien im Hagel. Münchener Med. Wochenschr. 85, 1790—1791, 1938, Nr. 46. (Wien.)

R. G. Bateson. Humidity in the British Isles. Nature 142, 1123, 1938, Nr. 3608. (Forest Prod. Res. Lab. Princes Risborough Aylesbury, Bucks.) *Dede.*

M. Robitzsch. Die Feuchttemperatur als aerologische Größe. Meteorol. ZS. 55, 425—428, 1938, Nr. 12. (Reichsamt f. Wetterdienst, Berlin.) Verf. zeigt, daß beim Aufsteigen feuchter Luft im Trockenstadium wie auch im Kondensationsstadium die Feuchttemperatur entsprechend der Feuchtadiabate, die durch den Ausgangspunkt der Feuchttemperatur geht, abnimmt und daß daher die Feuchttemperaturen mit Hilfe der Feuchtadiabaten potentiell aufeinander bezogen werden können. Alle Luftmassen, deren Feuchttemperaturen auf derselben Feuchtadiabate liegen, besitzen potentiell den gleichen Wärmehalt. Auf Grund dieser Tatsachen wird empfohlen, die Feuchttemperatur als aerologische Rechengröße in der Praxis einzuführen. Der Verf. verweist auch auf die Bedeutung der Feuchttemperatur für Aerologie, Wettervoraussage und für energetische Betrachtungen. *Steinhauser.*

Mme Arlette Vassy et Étienne Vassy. Variations journalières de la température moyenne de l'ozone atmosphérique. C. R. 207, 1232—1234, 1938, Nr. 24. Aus der Deformation der Huggins-Absorptionsbanden des

Ozons (3100 bis 3400 Å) unter dem Einfluß der Temperatur (E. Vassy) wird auf die Mitteltemperatur der atmosphärischen Ozonschicht geschlossen. Es werden Tageswerte der mittleren Ozontemperatur auf den Zusammenhang mit der Gesamtdicke der Ozonschicht und mit aerologischen Vorgängen in der Stratosphäre und am Erdboden untersucht. Die gefundenen Werte für die Mitteltemperatur (Marokko 19. Juli bis 13. August 1937) schwanken zwischen -49° und -7° C. — Die Schichtdicke des Ozons hängt auch in Marokko von der Herkunft der Luftmassen ab (Polarluft ozonreich, tropische Luft ozonarm). Die tiefste beobachtete Mitteltemperatur tritt bei tropischer Luftmasse, höhere Temperatur bei arktischer Luftmasse auf. Stagnation von Polarluft führt zu einem langsamen und regelmäßigen Abbau der Schichtdicke und zu Verminderung der mittleren Temperatur. Es wurde eine um zwei Tage frühere Ankunft von polaren Luftmassen in der Stratosphäre gegenüber der Ankunft desselben Luftkörpers am Erdboden beobachtet. V. H. Regener.

F. Tölke. Die geophysikalische Baugrunduntersuchung. Naturwissensch. **26**, 809—818, 825—833, 1938, Nr. 50 u. 51. (Charlottenburg.) Verf. entwickelt in gedrängter Form die theoretischen Grundlagen des geoelektrischen Gleichstrom-Aufschlußverfahrens („Widerstandsverfahren“), das (von Wenner und Schlumberger entwickelt) durch die Heranziehung des Spiegelungsprinzips der Optik (Hummel) bahnbrechend erweitert worden ist (vollständige Lösung des Problems für den waagrecht geschichteten Halbraum). Eine Reihe von Beispielen (Zweischichtenproblem bzw. Mächtigkeitsbestimmung von Deckschichten, Dreischichtenproblem, Gesteinsgrenzen- und Spaltenbestimmung, „Drehastung“) zum Teil mit praktischen Ergebnissen ergängt den „Streifzug durch das junge Gebiet der geoelektrischen Baugrunduntersuchung . . . mit seiner unbegrenzten Tiefenwirkung“. H. Israël.

E. Dinies. Zur Methodik der Wettervorhersage. Ann. d. Hydrogr. **66**, 548—552, 1938, Nr. 11. (Reichsamt f. Wetterdienst Berlin.) Es wird unterschieden zwischen rein statistischen, physikalisch-statistischen oder synoptischen, physikalisch-theoretischen und rein theoretischen Methoden der Wettervorhersage. Statistische und synoptische Methoden scheinen der Grenze ihrer Leistungsfähigkeit nahegekommen zu sein. Die Schwierigkeiten der theoretischen Methode liegen im Mangel an mathematisch exakten Lösungsmöglichkeiten der Differentialgleichungen und in der Unvollständigkeit bzw. Ungenauigkeit des Beobachtungsmaterials. Wenn auch von den mathematisch-theoretischen Methoden ebenfalls keine 100 %ige Lösung des Problems der Wettervorhersage zu erwarten ist, so sind auf ihrem Wege doch noch wesentliche Fortschritte möglich. Steinhauser.

G. H. Schwabe. Über das Klima im Küstengebiet von Südchile. Allgemein-klimatische, bio- und anthropoklimatische Beobachtungen auf der Insel Calbuco und in Puerto Puyuhuapi. Ann. d. Hydrogr. **67**, 30—38, 1939, Nr. 1. (Dt. Seewarte.)

G. H. Schwabe. Witterungsverlauf in der winterlichen Regenzeit auf der Insel Calbuco. Beobachtungstage: 19. und 24. Juli sowie 9. August 1937. Ann. d. Hydrogr. **67**, 47—48, 1939, Nr. 1. Dede.

Ronald L. Ives. Weather phenomena of the Colorado Rockies. Journ. Frankl. Inst. **226**, 691—755, 1938, Nr. 6. Die Abhandlung befaßt sich mit den am häufigsten auftretenden Wettererscheinungen der Colorado-Berge und versucht sie zu erklären. Die im Gebirge auftretenden Stürme beeinflussen das Wetter

sehr stark. Von den meisten werden Entstehung, Ablauf, Wetterbeeinflussung und Begleitumstände genau beschrieben. — Zu den Winterstürmen gehören die Zyklonen, die Chinook-Winde und die vorherrschenden Westwinde. Die Zyklonen bringen viel Schnee von auswärts in die Gebirgsgegend und erweisen sich dadurch als ein wichtiger Feuchtespender. Die meisten Niederschläge, Winde und Temperaturänderungen können auf sie zurückgeführt werden. Winterwinde sorgen für die Verteilung des Schnees und die warmen Chinook-Winde entfernen ihn von den leewärts gelegenen Abhängen und den angrenzenden Ebenen. — Herbst und Frühling können als Übergangszeiten zwischen Wettererscheinungen aufgefaßt werden, die einerseits von Zyklonen (Winter), andererseits von regionalen und lokalen Winden (Sommer) beherrscht sind. Sie sind sehr kurz und durch klare Tage charakterisiert. — Im Sommer kann man nach der Herkunft der Winde Zyklonen und Antizyklonen, regionale Stürme und schließlich Talstürme oder lokale Stürme unterscheiden. Sommerstürme verteilen im allgemeinen die Feuchtigkeit, die vom schmelzenden Schnee herrührt. Zyklonen und Antizyklonen führen von auswärts Feuchtigkeit mit sich und bringen daher oft Regen oder Schnee. Die regionalen und lokalen Stürme sind fast täglich auftretende Konvektionserscheinungen, die auf ein abgeschlossenes Gebiet beschränkt bleiben. Nur ein kleiner Teil der Feuchtigkeit entweicht mit höheren Luftströmungen über die Berge, was von klimatischer Bedeutung ist. Gleichzeitig auftretende Zyklonen erhöhen die Heftigkeit der regionalen Stürme, Antizyklonen hemmen sie, während die Talstürme von Antizyklonen beinahe unbeeinflusst bleiben und von Zyklonen etwas gestört werden. — Zahlreiche thermische, elektrische und optische Erscheinungen, die für den Wetterverlauf weniger wichtig sind, werden beschrieben und soweit möglich erklärt. Abschließend wird kurz darauf hingewiesen, in welcher Weise die genaue Kenntnis des Gebirgswetters für die Geologie, das Bewässerungsproblem und die Luftschiffahrt von Bedeutung ist.

Krestan.

Volker Fritsch. Grundzüge der Funkgeologie. Sammlung Vieweg Heft 116. Mit 90 Abb. VII u. 121 S. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1939. Kart. 9,— RM. Der Verf. behandelt die Funkgeologie systematisch in ihren Beziehungen zu den Nachbarwissenschaften und stellt die von ihr zu lösenden Probleme dar. Er sammelt die weiterstreuten, oft schwer auffindbaren Arbeiten funkgeologischen Inhalts. Inhalt des Buches: A. Allgemeines (Begriff und Aufgaben der Funkgeologie). B. Einige wichtige funkphysikalische Grundlagen. C. Der geologische Leiter. D. Ausbreitungslehre. E. Funkmutung. F. Grubenfunk. G. Andere Anwendungen der Funkgeologie. H. Literaturliste. Der Ref. bedauert das Fehlen eines alphabetischen Sachregisters um so mehr, als das Buch dazu dienen könnte, den Leser, der auf dem Gebiete einer Nachbarwissenschaft tätig ist, über einzelne Fragen und Begriffe der Funkgeologie schnell aufzuklären. *Dede.*

Volker Fritsch. Einiges über die Eigenschaften der geologischen Leiter. Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges. 119. Jahresvers. Chur 1938, S. 161—162. (Brünn.) Verf. bespricht die allgemeinen elektrischen und dielektrischen Eigenschaften der geologischen Materialien: Außer den Erzen sind die festen Bestandteile gute Isolatoren, die im Wasser gelösten Stoffe ergeben verschiedene Werte der Leitfähigkeit, die erst die Funkmutung ermöglichen. Drei oberflächliche Schichten lassen sich unterscheiden: gut leitende, homogene Humusschicht, inhomogene Grundwasserschicht, darunter liegen trockene Gebiete. *Riewe.*

Geophysikalische Berichte

Report of the twenty-third meeting of the Australian and New Zealand Association for the Advancement of Science. Auckland meeting, January 1937, edited by **F. J. A. Brogan**. XLV und 500 S. Wellington, New Zealand, Verlag E. V. Paul, 1937. Das Buch enthält außer den organisatorischen Mitteilungen der Gesellschaft einige ausführliche Arbeiten und viele kurze Sitzungsberichte. Die physikalisch wichtigen Veröffentlichungen werden an entsprechender Stelle referiert (Abkürzung: Rep. 23rd Meeting Austral. New Zealand Ass. Adv. Sci. 1937). *Riewe.*

National Research Council. Trans. Amer. Geophys. Union. Nineteenth annual meeting April 27 to 30, 1938, Washington, D. C. Regional meetings: Dec. 28 to 29, 1937, Spokane, Wash.; Jan. 7 to 8, 1938, Davis, Cal.; June 21, 1937, Denver, Colorado. Part I: Reports and papers, general assembly and sections of geodesy, seismology, meteorology, terrestrial magnetism and electricity, oceanography, volcanology, and hydrology. Part II: Reports and papers, section of hydrology and Western Interstate Snow-survey Conference. Published by the National Research Council of the National Academy of Science. 745 S. Washington, D. C. August 1938. Die geophysikalisch wichtigen Arbeiten werden an entsprechender Stelle referiert (Abkürzung: Trans. Amer. Geophys. Union). *Dede.*

G. Fanselau. Geophysikalische Arbeiten Prof. Filchners in Inner-Asien. ZS. f. Geophys. 15, 1—6, 1939, Nr. 1/2. (Geophys. Inst. Potsdam.)

C. S. Wright. Geophysical research in polar regions. Journ. scient. instr. 16, 44—46, 1939, Nr. 2.

Kirtley F. Mather. Earth structure and earth origin. Science (N.S.) 89, 65—70, 1939, Nr. 2300. (Harvard Univ.)

Nachruf auf Anton Schlein. Meteorol. ZS. 56, 33, 1939, Nr. 1.

W. Mörkifer. Julius Maurer 1857—1938. Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges. 119. Jahresvers. Chur 1938, S. 447—461.

Professor Dr. Rudolf Spitaler zum 80. Geburtstag (7. Januar 1939). Meteorol. ZS. 56, 33, 1939, Nr. 1.

H. Maurer. Ist die Winkeltreue des als Erdkarte aufgefaßten Weirschen Azimutdiagramms selbstverständlich? Ann. d. Hydrogr. 67, 101—103, 1939, Nr. 2.

H. Maurer. Kegelgerade oder Kartengerade? Ann. d. Hydrogr. 67, 103—105, 1939, Nr. 2. (Berlin.)

Thomas A. Jaggar. A star zenith-finder. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 60—61, Part 1, Aug. (Nat. Park Service Hawaii.) *Dede.*

O. Meißer. Zur absoluten Schwermessung. ZS. f. Geophys. 15, 41—46, 1939, Nr. 1/2. (Reichsanst. f. Erdbebenforsch. Jena.) Da die zeitliche Inkonzanz der Schneidenkrümmungsradien es nicht erlaubt, bei Pendelmessungen zur Schwerkraftsbeobachtung die Fehlergrenze von einigen mgal noch weiter herabzudrücken, wird im Hinblick auf die Bestimmung des absoluten Wertes der Schwerkraft vorgeschlagen, einen Rollmechanismus zu verwenden. Die theoretischen Berechnungsgrundlagen für das Gelenk werden mitgeteilt, sowie eine kurze Skizze des zweiseitigen Pendelkörpers, der als Reversionskörper mit plan geschliffenen Endflächen angesprengt werden kann. Die Bedingungen der Unabhängigkeit der Schwingungsdauer von der Amplitude wurden sowohl rechnerisch wie am Experiment geprüft. *Schmerwitz.*

A. Graf. Über die Bestimmung der Gravimeterkonstante bei einem frei hängenden Federsystem. ZS. f. Geophys. 15, 49—55, 1939, Nr. 1. (Berlin-Friedenau.) Da das Askania-Gravimeter nach Graf nicht astasiert ist, sondern aus einer frei hängenden Feder besteht, kann man mit diesem auch große Schwere differenzen messen. Ein Eichverfahren für dieses Gravimeter wird kurz beschrieben. Hierzu werden die erforderlichen mathematischen Beziehungen abgeleitet. Unter Verwendung eines Eichgewichtes, dessen g -Wert aus dem Versuch bekannt war, wurde so der Schwereunterschied: Harzburg-Torfhaus innerhalb von $5\frac{1}{2}$ Stunden in 6 Meßreihen bestimmt. Eine Vergleichsmessung mit Benutzung der Meßtrommel stimmte mit der vorherigen auf $\frac{1}{100}$ mgal überein.

Schmerwitz.

F. E. Wright and J. L. England. An improved torsion gravity meter. Amer. Journ. Science (Sill.) (5) 35-A, 373—383, 1938. Ein gegenüber dem ersten Modell verbessertes Gravimeter wird beschrieben. Es ist im Aufbau mit dem ersten Modell von Ising und Urelius verwandt. Die horizontale Torsionseinrichtung besteht jedoch nicht aus einem Draht sondern einer Feder. Längere Feldvermessungen haben bei Wiederholungen der Stationen Übereinstimmungen der Werte innerhalb von 1 mgal gegeben. Die Torsionseinrichtung ist nur während des Meßvorgangs unter Spannung (etwa 4—6 min). Während der übrigen Zeit ist sie elastisch in Ruhe, wodurch die Charakteristik der Feder konstant bleibt.

Schmerwitz.

Albert J. Hoskinson. A study of certain reductions and adjustments in pendulum-observations. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 92—94, Part 1, Aug. (U. S. Coast a. Geod. Survey Wash.) Kurzer Abriß der experimentellen Kontrollverfahren und Korrekturen bei genauen Pendelmessungen.

Schmerwitz.

G. Krumbach. Über ein Stationsseismometer für optische Registrierung. (Vorläufige Mitteilung.) ZS. f. Geophys. 15, 17—23, 1939, Nr. 1/2. (Reichsanst. f. Erdbebenforsch. Jena.) Wenn ein Seismometer zur Vermeidung von Störungen ohne mechanische Hebelübertragung gebaut werden soll, so sind, um die notwendige Schärfe der rein optischen Aufzeichnung zu erhalten, an die Abbildungsgüte die höchsten Anforderungen zu stellen. Die Grundlagen der optischen Registrierung dieses Instrumentes werden mitgeteilt. Das als Horizontal-seismometer dienende Horizontalpendel mit Stahlbandaufhängung und Magnetdämpfung wiegt 4 kg und ist somit außer als Stationsinstrument auch im Gelände verwendbar. Da die Strichstärke der Aufzeichnung sehr fein ist, können die Kosten des Verbrauchs an Registrierpapier niedrig genug gehalten werden, um es erfolgreich sowohl als Fernbeben- wie als Nahbebeninstrument einzusetzen. Zwei gute Abbildungen zeigen die Einzelheiten des Seismometers wie die des Registriergerätes.

Schmerwitz.

H. Martin. Ein neuer Erschütterungsmesser und die Aufzeichnung nichtsinusförmiger Bewegungen. ZS. f. Geophys. 15, 24—30, 1939, Nr. 1/2. (Reichsanst. f. Erdbebenforsch. Jena.) Zusammenfassung des Verf.: Es wird ein neuer Erschütterungsmesser beschrieben, mit dem man gleichzeitig die Bewegung der Masse direkt über ein Spiegelsystem und induktiv über eine im Magnetfeld sich bewegende Spule aufzeichnen kann. Dadurch ergeben sich die verschiedensten Möglichkeiten, Bodenschwingungen aufzuzeichnen. Dies erläutern Beispiele der gleichzeitigen Aufzeichnung nichtsinusförmiger Bewegungen durch verschiedene Apparate. Weiter wird auf die Möglichkeit der Klärung theoretischer Fragen beim Galitzinpendel mit Hilfe der neuen einfachen Apparatur hingewiesen.

Schmerwitz.

Gaston Grenet et Mme Paul Queney. Comparaison de sismographes électromagnétiques. C. R. 208, 218—219, 1939, Nr. 3. Mit zwei Horizontal-sismographen nach Wenner und Benioff, deren Vergrößerungsmaxima in verschiedenen Periodenbereichen liegen, wurden parallele Erdbebenaufzeichnungen gewonnen. Die Verff. teilen ihre Ansicht über die Auswahl der Stationsinstrumente mit. *Schmerwitz.*

T. A. Jaggar. A simple seismoscope. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 125, Part 1, Aug. (Nat. Park Service, Hawaii.) *Dede.*

J. B. Macelwane and J. E. Ramirez. The electromagnetic microbarograph and its performance. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 125—128, Part 1, Aug. (Dep. Geophys. St. Louis Univ. Miss.) Der Entschluß einiger seismischer Gesellschaften in USA., die mikroseismische Bodenunruhe eingehend instrumentell zu untersuchen, führte zur Konstruktion eines Mikrobarographen mit elektromagnetischer Vergrößerung, dessen Konstruktionseinzelheiten hier eingehend mitgeteilt werden. *Schmerwitz.*

J. B. Macelwane and W. F. Sprengnether. A seismograph for microseisms. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 128—129, Part 1, Aug. (Dep. Geophys. St. Louis Univ. Miss.) Konstruktionszeichnung mit kurzen Erläuterungen betreffen einen elektromagnetischen Seismograph, der für die Registrierung mikroseismischer Bodenunruhe bestimmt ist. Die Schwingungsdauer beträgt 8 sec die Vergrößerung ist ungefähr 5000 fach. *Schmerwitz.*

A. Herrmann. Grundsätzliche Betrachtungen über piezoelektrische Beschleunigungsmesser. ZS. f. Geophys. 15, 31—36, 1939, Nr. 1/2. (Reichsanst. f. Erdbebenforsch. Jena.) Auf Grund der in dieser Arbeit mitgeteilten Untersuchungen konnte festgestellt werden, daß Quarzstäbe parallel zur neutralen Achse und Seignettesalzstäbe senkrecht zur *b*-Achse, sowie Seignettesalzbieger, die aus Stäben senkrecht zur *b*-Achse zusammengesetzt sind, hohe Beschleunigungsempfindlichkeit liefern. Gering ist die Beschleunigungsempfindlichkeit bei Verwendung von Quarzhohlzylindern. *F. Seidl.*

E. A. Johnson. Alternating-current method of measuring magnetic polarization of rocks. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 188—189, Part 1, Aug. (Carnegie Inst. Wash.) Auszug einer im Journ. Terr. Magn. erscheinenden ausführlichen Arbeit, die die Anwendung einer schon früher (siehe diese Ber. S. 438) beschriebenen Meßmethode zur Bestimmung der magnetischen Polarisation von sedimentären Niederschlägen behandelt. *v. Harlem.*

L. Weickmann. Ein Taschenthermograph als bioklimatisches Forschungsmittel. Ber. Sächs. Akad. 90, 47—54, 1938, Nr. 1. Zur Aufzeichnung von Temperatur und Feuchtigkeit der Haut des gesunden Organismus während der beruflichen Tätigkeit sind ein Bimetallstreifen und ein Haarbündel in einem Taschenuhrgehäuse untergebracht, das unmittelbar auf der Haut getragen wird. Um der Luft leichten Zutritt zu den Registrierelementen zu gewähren, ist das Gehäuse der Uhr mit reichlichen Durchbohrungen versehen. Konstruktive Einzelheiten sowie einige Registrierbeispiele sind im Bild wiedergegeben. (Vgl. auch diese Ber. 20, 505, 1939.) *H. Israëli.*

Katharine Clarke-Hafstad. A statistical method for estimating the reliability of a station-year Rainfall-record. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 526—529, Part 1, Aug. (U. S. Dep. Agricult. Wash.) Die Stationsjahrmethode zur Bestimmung der Häufigkeit von Starkregen in dem Sinne angewendet, daß z. B. die Häufigkeit des Auftretens von Starkregen an zehn Stationen in einer hundertjährigen Beobachtungsperiode gleichgesetzt wird der

Häufigkeit von Starkregen an einer Station in 1000 Jahren, gibt unrichtige Werte, wenn an einzelnen Beobachtungsstationen diese Starkregen gleichzeitig aufgetreten waren. Die Zuverlässigkeit der Bestimmung der mittleren Häufigkeit von Starkregen aus mehreren Stationen eines bestimmten Gebietes hängt von der Zahl der unabhängigen Erscheinungen, aus denen der Mittelwert gewonnen wurde, ab. Mit Hilfe der mathematischen Statistik wird eine Methode zur Beurteilung der Zuverlässigkeit der Stationsjahrmethode zur Bestimmung der mittleren Häufigkeiten bei Berücksichtigung der Abhängigkeit der Beobachtungen an den verschiedenen Stationen voneinander entwickelt. *Steinhauser.*

J. B. Kincer. Determination of the dependability of rainfall-records by comparison with nearby records. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 533—538, Part 1, Aug. (U. S. Weather Bur. Wash.) Verf. zeigt an zahlreichen Beispielen, daß bei Beurteilung der Homogenität von Niederschlagsreihen äußerste Sorgfalt geboten ist. Sprunghafte Änderungen im Kurvenverlauf der fortlaufend summierten Abweichungen vom langjährigen Mittel sind kein zuverlässiges Kriterium für eine Inhomogenität der Reihe. Vergleiche mit benachbarten Stationen und die Unterteilung in Jahreszeitensummen können Aufschluß über die Realität oder über die Ursachen sprunghafter Änderungen der Niederschlagswerte geben. *Steinhauser.*

Charles F. Brooks. Wind-shields for precipitation-gages. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 539—542, Part 1, Aug. (Harvard Univ. Blue Hill Obs. Milton, Mass.) Der Niphersche Ring hat sich sowohl nach Beobachtungen im Windkanal wie auch im Freien als geeigneter Windschutz erwiesen. Auf dem Blue Hill Observatorium waren zehn verschiedene Arten von Windschutzvorrichtungen für Niederschlagsmesser untersucht worden. Nach einer Übersicht über verschiedene Formen Nipherscher Windschutzringe wird mit genauen Maßangaben die am Blue Hill Observatorium als wirkungsvollster Windschutz entwickelte Form beschrieben. Abschließend wird über Vergleichsmessungen berichtet. *Steinhauser.*

Herbert S. Riesbol. Results form experimental rain-gages at Coshocton, Ohio. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 542—550, Part 1, Aug. (U. S. Dep. Agricult. Coshocton, Ohio.) Es wurden Vergleichsmessungen mit verschiedenen Typen von Niederschlagsmessern gemacht, die zum Teil mit einem Bretterzaun oder mit einer Drahtumzäunung geschützt, zum Teil im Boden versenkt und zum Teil ungeschützt oder mit einem Nipherschen Windschutz versehen waren. Nach vorläufigen Ergebnissen erwiesen sich Bretterzaun und Drahtumzäunung als ungeeigneter Windschutz. Bei Aufstellung der Niederschlagsmesser in Gruben ergaben sich die größten Regenmengen. Da diese Aufstellungsart aber im Winter nicht geeignet ist, wird eine Lösung des Problems der genauen Niederschlagsmessungen nur von einer Weiterentwicklung der Typen mit Nipherschutzingen erwartet. *Steinhauser.*

Jarrett Oliver and N. W. Cummings. A recording evaporimeter. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 609—612, Part 2, Aug. (Valley Jun. Coll. San Bernardino, Calif.) Der Apparat arbeitet nach dem Wägungsprinzip. Von dem Verdunstungsgefäß führt eine lange Stange zu einer pendelartigen Vorrichtung, die die Feder auf dem Registrierstreifen führt. Zur Vermeidung unerwünschter Störungen ist eine Öldämpfung angebracht. In der Arbeit werden die die Theorie der Registrierung beschreibenden Gleichungen abgeleitet. *Steinhauser.*

G. Chatterjee and N. K. Sur. Discussion of results of soundings of temperature and humidity at Jhikargacha (Bengal) in April and May 1929. Mem. India Meteorol. Dep. 26, 165—187, 1938, Nr. 9. *Dede.*

Willy M. Cohn. Motion picture polarigraph for sky light investigations. *Phys. Rev.* (2) **54**, 241, 1938, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Berkeley.) Verf. beschreibt eine selbstregistrierende Vorrichtung zur automatischen Bestimmung der Polarisation des Himmelslichtes. Die Anordnung besteht aus einem abgeänderten Martens-Photometer, dessen Polarisationsprisma langsam rotiert. Nach 10° Drehung wird jedesmal das Gesichtsfeld photographiert, wobei die Stellung des Prismas auf dem Film registriert wird. Das Instrument ist gedacht für eine ständige Überwachung der Polarisation des Himmelslichtes, da sich z. B. das Nahen eines Taifuns schon vor dem Auftreten jeglicher Wolkenbildung durch Veränderungen in der Polarisation des Himmelslichtes kenntlich macht. Außerdem kann diese Anordnung ebenfalls zur laufenden polarimetrischen Untersuchung von Zucker und biologischen Präparaten benutzt werden. *Frerichs.*

Werner Brückner. Eine Methode zur Bestimmung der Korngrößenverteilung verfestigter Sedimente im Dünnschliff. *Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges.* 119. Jahresvers. Chur 1938, S. 163—164. (Basel.) *Dede.*

Maurice Ewing and Allyn Vine. Deep-sea measurements without wires or cables. *Trans. Amer. Geophys. Union* 1938, S. 248—251, Part 1, Aug. (Lehigh Univ. Bethlehem, Penns.) Zur Vermeidung der Störungen, die durch das Drahtkabel verursacht werden, das zum Versenken eines Oszillographen und einer Serie von Seismographen und Bomben bei seismischen Untersuchungen am Meeresboden früher verwendet wurde, wird eine neue Anordnung angegeben, wobei die Apparaturen bei Wegfall des Kabels mit einem belasteten ölegefüllten Ballon versenkt werden, der nach Auslösung des Ballastes die Apparate wieder nach oben bringt. Mittels solcher Ballons können auch andere Registrierinstrumente für beliebig lange Zeit versenkt werden. *Steinhausser.*

K. E. Bullen. The constitution of the earth and certain of the planets. *Rep. 23rd Meeting Austral. New Zealand Ass. Adv. Sci.* 1937, S. 25. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Vgl. S. 117.) Die bisher bekannten Diskontinuitäten in der Erde liegen an der Grenze der Kristallschicht bei 40 km und bei 2920 km (Oldham-Diskontinuität). Beobachtungen des Verf. und Jeffreys von seismischen *P*- und *S*-Wellen über Abstände von 20° zeigten eine weitere Diskontinuität in 481 ± 21 km. Hier scheint ein Dichtesprung von 3,69 auf 4,23 vorzuliegen. Dann steigt die Dichte bis auf 5,56 an der Grenze des Erdkerns, während sie in ihm zwischen 9,69 und 12,17 beträgt. Eine Extrapolation der Beziehung zwischen Druck und Dichte der Erdkruste ergibt für den Druck Null eine Erdkerndichte von 7,0. Der Kern besteht also im wesentlichen aus Fe, ohne die von früheren Berechnungen geforderten Beimengungen schwererer Substanzen. — Bernal deutete die neue Diskontinuität als den druckabhängigen Übergang von der rhombischen zur kubischen Form von „Olivine“. Aus dieser Hypothese und der Druckänderung innerhalb der Erde ergaben sich für Mars und Merkur vernachlässigbar kleine metallische Planetenkerne, während die Venus einen der Erde ähnlichen Kern besitzt. Diese Unterschiede können dadurch erklärt werden, daß für die beiden Planetengruppen eine verschiedene Entstehungsgeschichte angenommen wird. Bernals Hypothese führt zu dem Schluß, daß der Mond (mittlere Dichte 3,33) keine Materie von größerer Dichte als 4,2 enthält; sein Mittelpunktswert reicht für die betrachtete Umwandlung nicht aus. *Riewe.*

Herman L. Fairchild. Selenology and cosmogeology. *Cosmic and geologic import of the lunar features.* *Science* (N.S.) **88**, 555—562, 1938, Nr. 2294. (Univ. Rochester.) Die ausführlich diskutierte These: Die Becken und Löcher auf der Mondoberfläche sind Einsturzkrater und eine sichtbare Be-

stätigung der Ansicht, daß Planeten und Satelliten durch kalten Zuwachs aufgebaut worden sind. Das schließt die Annahme der Planetenhypothese von Chamberlin und Moulton ein. Entstehen, Wachstum, Geschichte und Struktur von Erde und Mond werden hier vom Blickwinkel dieser Hypothese aus betrachtet. — Die drei letzten Abschnitte behandeln die jungfräuliche Erde, das Wachsen der Erdkugel und den Beginn des Lebens. *Riewe.*

Heinrich Jung. Dichtebestimmung im anstehenden Gestein durch Messung der Schwebeschleunigung in verschiedenen Tiefen unter Tage. ZS. f. Geophys. 15, 56—65, 1939, Nr. 1/2. (Phys. Inst. Bergakad. Clausthal.) Die Dichte von anstehendem Gestein läßt sich außer durch Wägung und Volumenbestimmung von Handstücken auch mit Hilfe von Schweremessungen in verschiedenen Tiefen bei Verwendung eines Gravimeters durchführen. Der vorliegende Versuch zeigt, daß unter Verwendung der Formel für die Schwebewirkung der zwischen den Meßpunkten liegenden Gesteinsplatte und bei Berücksichtigung der Geländekorrektion brauchbare Werte erzielt werden. *Schmerwitz.*

P. W. Bridgman. The high pressure behavior of miscellaneous minerals. Amer. Journ. of Science (Sill.) 237, 7—18, 1939, Nr. 1. (Res. Lab. Phys. Harvard Univ. Cambridge, Mass.) Kalkstein, Marmor und Doppelspat zeigen bei hohen Drucken zwei Umwandlungen (bei etwa 14 000 at, fast unabhängig von der Temperatur und eine temperaturabhängige: 0° 17 000 at, 200° 28 000 at). Die Kompressibilität wird bis 50 000 at gemessen. Bei beiden Umwandlungen wird das Kristallgitter wenig verändert. Die erste Umwandlung kann bei gewissen Tiefen in der Erdrinde auftreten. — Die Kompressibilität von Quarzglas steigt mit steigendem Druck, wohl weil die kleinen linsenförmigen Hohlräume in steigendem Maße zusammengedrückt werden. Von 35 000 at an sinkt die Kompressibilität linear mit steigendem Druck. — Künstliches Basaltglas zeigt bis 25 000 at eine mit steigendem Druck sinkende Kompressibilität, von 25 000 at an ist sie fast konstant. — Zahlreiche natürliche Mineralien werden auf Umwandlungen unter hohem Druck geprüft, doch ist die Ausbeute kärglich. Polymorphie ist bei niedrig schmelzenden Stoffen leichter zu finden als bei hoch schmelzenden. Pyroxenit scheint eine Umwandlung zu zeigen, die auch nach der Schermethode gefunden wird. Nach der gleichen Methode wird Wurtzit ($d = 4.087$) in der thermodynamisch stabileren Sphalerit ($d = 4,102$) umgewandelt. *W. A. Roth.*

Werner Kolhörster. (Nach Messungen von Viktor Masuch und Erwin Miehlnickel.) Die Erdstrahlung auf dem Gelände des Meteorologisch-Magnetischen Observatoriums Potsdam. Meteorol. ZS. 56, 35—38. 1939, Nr. 1. Die γ -Strahlung des Bodens auf dem Potsdamer Observatoriumsgelände zeigt an einigen Stellen Werte bis zum fünffachen des für diluvialen Sandboden normalen Wertes von rund 1 J, für die der Grund in den an diesen Stellen zur Ablagerung kommenden Heizungsschlacken gefunden wird. Die Schlacke besitzt offenbar starke Absorptionsfähigkeit für die RaEm und reichert sich mit der aus dem Boden exalierenden Em an (deutliche Strahlungszunahme bis zu einem „Sättigungswert“ über frisch aufgeschüttete Schlacken im Laufe mehrerer Tage). Koks selbst ergab keinen Effekt (zu grobe Porosität?). Andere schwächere Strahlungserhöhungen wurden über Bauschutt (Th-Gehalt der Ziegelsteine?) und einem „Batteriefriedhof“ gefunden. Die Härte der Erdstrahlung wurde durch Absorptionsmessungen mit der des RaC übereinstimmend gefunden. *H. Israël.*

H. Israël und J. Saldukas. Bodenemanation und Gammastrahlung diluvialen Sandbodens (Potsdam). Meteorol. ZS. 56, 39—41, 1939. Nr. 1. (Meteorol. Obs. Potsdam; Univ. Vytautas d. Gr., Kaunas.) 5 Jahre nach den im

vorhergehenden Referat besprochenen Messungen wurde an der gleichen Stelle erneut die γ -Strahlung des Bodens sowie sein Em-Gehalt in 1 m Tiefe vermessen. Ein klarer Zusammenhang zwischen beiden Elementen besteht nicht. Die „Schlackenstrahlung“ ist wesentlich schwächer ausgeprägt, was als Alterung der Schlacke bezüglich ihrer Adsorptionsfähigkeit gedeutet wird (Neuaufschüttung von Schlacke hatte inzwischen nicht stattgefunden). Im Tiefenverlauf der Em-Konzentration zeigt sich an einer aufgeschütteten Geländestelle ein Maximum im Übergangsbereich zwischen aufgeschüttetem und gewachsenem Boden, das wahrscheinlich durch veränderten Verwitterungszustand zu erklären ist. Der Gleichgewichts- (Tiefen-) wert des Em-Gehaltes in diluvialem Sandboden wird zu 1 bis $1,5 \cdot 10^{-13}$ Curie/cm³ Bodenluft bestimmt.

H. Israëll.

Hubert Garrigue. Mesures de radioactivité et de température dans la région du Lyngmarksbraeen (Groenland septentrional). C. R. 208, 45—47, 1939, Nr. 1. Auf dem Lyngmarksbraeen, einem Gletscher im südlichen Teil der Insel Disko (69° N) mißt Verf. nach einem schon früher näher beschriebenen emanometrischen Verfahren (diese Ber. 16, 1172, 1935) den Emanationsgehalt in Luftproben, die aus meist 2 m Tiefe aus dem Schnee- bzw. dem Gletscher angesaugt werden und findet an insgesamt sechs verschiedenen Meßstellen Werte zwischen 5 und $100 \cdot 10^{-18}$ Curie/cm³, also außerordentlich niedrige Werte (in den Pyrenäen und Vogesen fand er in Schneedeckenluft bis zu 10^{-12} Curie/cm³). Temperaturmessungen an den gleichen Stellen ergeben (bei möglicher Windstille und geringer Bewölkung) die tiefsten Werte an der Oberfläche, während in 2 m Tiefe bis zu 14° höhere Temperatur herrscht. Eine Inversion in der Nähe der Schneeoberfläche ist häufig durch Luftspiegelung sichtbar und verursacht in den untersten 20 cm über der Schneedecke auf den geeigneten Flächen ein dauerndes Abfließen der Kaltluft, das sich in Tälern bis zum Sturm steigern kann.

H. Israëll.

Edmond Rothé et Mme Arlette Hée. Prospection de la carrière de trapp et de granit de Raon-l'Étape par les radiations pénétrantes. C. R. 204, 1835—1837, 1937, Nr. 24. Die Ionisierungsstärke über dem Trapp (Eruptivgestein) wird im Gegensatz zu den Ionisierungsstärken in der Nähe von Graniten außerordentlich schwach gefunden. Die hohe Ionisierungsstärke beim Granit wird im wesentlichen durch die Gegenwart von Seltenen Erden und zirkonhaltigen Mineralien erklärt.

Juilfs.

Charles Snowden Piggot. Radium in rocks: V. The radium content of the four groups of pre-cambrian granites of Finland. Amer. Journ. Science (Sill.) (5) 35-A, 227—229, 1938.

Tom. F. W. Barth. Radium and the petrology of certain granites of Finland. Amer. Journ. Science (Sill.) (5) 35-A, 231—245, 1938. *Dede.*

R. E. Gibson. General considerations of the effect of pressure on solubility. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 273—274, Part 1. Aug. (Geophys. Lab. Carnegie Inst. Wash.) Es wird ein Beitrag zu dem Problem geliefert, wie man Temperatur-Gleichgewichtsmischungs-Diagramme von Atmosphärendruck auf hohe Drucke ausdehnen kann, wie sie im Innern der Erde herrschen; es soll insbesondere dargelegt werden, wann steigender Druck die Löslichkeit eines Festkörpers in einer Flüssigkeit steigert oder vermindert. Im allgemeinen setzt wachsender Druck diese Löslichkeit herab, da die Volumenänderung bei der Lösung des Festkörpers in der gesättigten Flüssigkeit positiv ist. Indessen ist auch die umgekehrte Erscheinung bekannt, die bei Volumenverminderung anlässlich der Lösung eintritt; dies ist dann möglich, wenn außer der stets

positiven Volumenvermehrung durch das Schmelzen des Festkörpers eine größere negative Volumenänderung anlässlich der Lösung des zunächst geschmolzenen Festkörpers auftritt. Es werden vier mögliche Fälle theoretisch getrennt, in denen dies möglich ist; die Volumenänderungen anlässlich dieser Effekte werden durch eine empirische Gleichung dargestellt. Es ergeben sich nun zwei unmittelbare Folgerungen für die Geochemie. Die Löslichkeit gering löslicher Stoffe wie von Sulfaten, Sulfiden, Fluoriden, Carbonaten oder Hydroxyden von Alkalien, Seltenen Erden und Schwermetallen in Wasser werden durch hydrostatischen Druck beträchtlich erhöht, z. B. wird die Löslichkeit von Calcit in H_2O durch Drucksteigerung von 1 auf 100 Atm. um rund 50 % erhöht. Dagegen sind in Systemen, die feste Silikat-Mineralien und geschmolzene Silikate erhalten, die Kompressibilitäten der Komponenten ähnlich und klein, weshalb wahrscheinlich die Löslichkeit mit steigendem Druck abnimmt. Ein flüssiges Silikat wird daher im Gleichgewicht mit einer festen Phase bei steigendem Druck immer weniger von dieser gelöst erhalten.

Justi.

Jean Lagrula. Nouvelles mesures de l'intensité de la pesanteur dans les Départements d'Alger et de Constantine. C. R. 208, 734—736, 1939, Nr. 10.

Dele.

Karl Jung. Zur Isostasiefrage. ZS. f. Geophys. 15, 47—49, 1939, Nr. 1/2. (Potsdam.) Die vom Verf. eingeführte vollständige isostatische Reduktion der Schwerkräftmessungen wird nach dem Vorschlag von Th. Niethammer gleich den bisherigen isostatischen Reduktionen vorausgesetzt, daß man die Kompensationsmassen nur in die halbe Tiefe verlegt. Die Möglichkeit dieser wesentlich geringeren Tiefe wird bejaht, wobei hier wie auch von anderer Seite die Ergebnisse der Nahbebenseismik als Rückhalt dienen. Eine Erdkrustendicke von 20 km wird in Erwägung gezogen. (Es sei bei dieser Gelegenheit hier vom Ref. bemerkt, daß eine neue eingehende Überprüfung aller nahbebenseismischen Grundlagen eine Erdkrustendicke von 20 km nicht bestätigt hat. Die alte von Mohorovičić gefundene Schichtgrenze bei 50 km Tiefe bleibt seismisch allein widerspruchlos und auf etwa ± 5 km gesichert. Eingehende Ausführungen hierzu werden demnächst veröffentlicht.) Am Schluß weist der Verf. darauf hin, daß man in der wichtigen Frage der Reduktion der Schweremessungen am ehesten auf dem Wege der Verwendung gesicherter Resultate der Erdbebenkunde weiterkommen wird.

Schmerwitz.

Pierre Lejay. L'isostasie et les anomalies positives de la gravité en certains massifs montagneux et en particulier dans la chaîne de Zambalès. C. R. 208, 480—483, 1939, Nr. 7. Die Tatsache, daß sich positive Schwereanomalien in Gebirgszügen vorfinden, steht nicht im Widerspruch zu dem Gesetz der Isostasie, falls diese Gebirge sich aus schweren Mineralien zusammensetzen. Zu mitunter gegebenen Auslegungen der isostatischen Anomalien steht diese Erscheinung jedoch im Widerspruch. Denn ein Gleichgewicht ist möglich, auch wenn die Anomalien auf dem Geoid nicht Null sind. Die Schwereanomalien in der Gebirgskette von Zambales auf den Philippinen werden als Beispiel hierfür herangezogen und durchgerechnet.

Schmerwitz.

Sigmund Hammer. Investigation of the vertical gradient of gravity. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 72—82, Part 1, Aug. (Gulf Res. Devel. Co. Pittsburgh, Penns.) Nach kurzem Überblick über die historischen experimentellen Bestimmungen des vertikalen Schweregradienten in Europa wird festgestellt, daß diese gegenüber dem theoretischen Wert um mehrere Prozent zu kleine Beträge zeigen. Die vorliegenden eingehenden experimentellen Neubestimmungen wurden unternommen, um zu prüfen, ob diese Abweichungen real sind. Die

Messungen sind in Wolkenkratzern in Pittsburgh, Pennsylvania, Washington und Neuyork mit einem Gravimeter durchgeführt worden. Das Gravimeter erforderte genauere magnetische Korrekturen infolge der magnetischen Eigenschaften des Systems und der Stahlkonstruktion der Hochhäuser. Eichungen der Gravimeter wurden durch Vergleich mit Pendelmessungen erhalten. Der gesamte Korrektionsvorgang und die Meßverfahren werden sehr eingehend beschrieben. Die Abweichungen von dem theoretischen Wert betragen bei den besten Messungen nach Anbringung aller lokalen und sonstigen Korrekturen dann nur noch etwa 1%. Es wird an Hand der herangezogenen Karten der isostatischen Anomalien nachgewiesen, daß deren Verteilung in der Umgebung des Meßpunktes mit den noch übrigbleibenden vertikalen Anomalien in Zusammenhang steht. Die bisherige Verwendung der aus den theoretischen Schwereformeln berechneten Gradienten wird durch diese Messungen gerechtfertigt. Die Notwendigkeit genauer und verbreiteter Vertikalgradientenbestimmungen wird unterstrichen. *Schmerwitz.*

Walter D. Lambert. Formulas and tables for the deflection of the vertical. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 82—84, Part 1, Aug. (U. S. Coast a. Geod. Survey, Wash.) Kurze Bemerkungen über Ableitungen von Formeln für die Berechnung isostatischer Kompensationen. *Schmerwitz.*

Chester R. Longwell. Geologic interpretation of gravity-anomalies in the Northeastern United States. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 84, Part 1, Aug. (Dep. Geolog. Sc. Yale Univ. New Haven, Conn.) *Dede.*

George P. Woollard. The effect of geologic corrections on gravity-anomalies. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 85—90, Part 1, Aug. (Lehigh Univ. Bethlehem, Penns.) Der Ansicht des Verf. zufolge können nach den vorliegenden Darstellungen die Schwereanomalien auf folgende vier Fälle zurückgeführt werden: Von 2.67 abweichende Dichte des Materials. Volumen von Material abweichender Dichte. Abstand von den störenden Massen. Mangel an isostatischem Gleichgewicht. *Schmerwitz.*

Maurice Ewing and H. H. Pentz. A proposed investigation of Vening Meinesz anomalies. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 90—91, Part 1, Aug. (Lehigh Univ. Bethlehem, Penns.) Für die Erklärung der Meinesz-Belts sind bisher zwei eingehende Rechnungen, und zwar von Vening-Meinesz und K. Jung, ausgeführt worden. Hier werden zur Hebung der Genauigkeit zukünftiger gravimetrischer Rechnungen für diese Profile drei praktische Erweiterungen in den Messungsgrundlagen erörtert: Dichtere Stationsverteilung auf dem Profil. Genauere Schweremessungen auf jeder Station. Messung von g in verschiedener Tiefe. *Schmerwitz.*

M. Rössiger. Die experimentellen Grundlagen des Dipol-Induktionsverfahrens. ZS. f. Geophys. 15, 83—87, 1939, Nr. 1/2. (Geophys. Inst. Potsdam.) Bei geophysikalischen Untersuchungen nach dem „Induktionsverfahren“ wird in dem zu untersuchenden Erdreich ein magnetisches Wechselfeld (Primärfeld) durch eine gegen Erde völlig isolierte wechselstromdurchflossene Leiter schleife erzeugt und das Sekundärfeld der im Untergrunde induzierten Ströme mit einer Meßspule (sog. Induktionsrahmen) nach Größe und Phase ausgemessen. Durch die theoretischen Arbeiten von A. Graf (diese Ber. 15, 1101, 1934) und S. S. Stefanescu (Beitr. angew. Geophys. 5, 182, 1935; 6, 168, 1936) sind die Grundlagen der Anwendbarkeit der Induktionsverfahren, insbesondere des meist als „Ringsendemethode“ bezeichneten Verfahrens soweit geklärt worden, daß sich eine eingehende entsprechende experimentelle Behandlung nahelegt. Verf. be-

richtet über eine neue, von ihm zusammengestellte geophysikalische Apparatur zur praktischen Durchführung der Ringsendemethode, die sich theoretisch und meßtechnisch am einfachsten gestaltet, wenn man die Messungen mit dem Induktionsrahmen nur in größeren Abständen von der Sendeschleife vornimmt, so daß das magnetische Feld dieser Schleife in seinen Wirkungen demjenigen eines Dipols gleichgesetzt werden kann („Dipol-Induktionsverfahren“). Mit der vom Verf. benutzten Anordnung (Gewicht der ringförmigen Sendeschleife mit zehn Windungen von 20 m Durchmesser: 120 kg, Gewicht des 5,5 PS-Benzinmotors mit 2,5 kW-Generator für 55 Hertz: 150 kg) konnte bei 2 bis 2,5 kW Maschinenleistung ein magnetisches Moment von $6 \cdot 10^7$ CGS erzielt werden. Die hierbei in dem Induktionsrahmen induzierten Wechselspannungen, die in der Größenordnung 10^{-7} Volt und darunter liegen, werden mit einem komplexen Wechselstromkompensator nach W. Geyger (diese Ber. 10, 2201, 1929) gemessen, wobei ein Vibrationsgalvanometer mit Dreiröhrenverstärker als Nullinstrument dient. *W. Geyger.*

Russell G. Wayland. Optical orientation in elongate elastic quartz. Amer. Journ. Science (Sill.) 237, 99—109, 1939, Nr. 2. (Univ. Minnesota, Minneapolis.) Verf. hat die im Sandstein vorkommenden Quarzkörnchen auf ihre Gestalt untersucht. Bei einem Dünnschliff von St.-Peter-Sandstein konnten diese Körner als verlängerte Sphäroide ermittelt werden, deren Längsrichtung mit der optischen Achse des Quarzes zusammenfällt. Messungen an typischen rundlichen Körnern von Jordan-Sandstein ergaben eine Verlängerung von 17,6% in Richtung der optischen Achse. Es ist daher wahrscheinlich, daß die in Rede stehenden Quarzkörner in Richtung der optischen Achse länger und härter sind. *Szivessy.*

J. Ch. L. Favejee. Zur Methodik der röntgenographischen Bodenforschung. ZS. f. Krist. (A) 100, 425—436, 1939, Nr. 5. (Geolog. Inst. Landwirtschaftl. Hochsch. Wageningen.) *Dede.*

Walther Scheffen. Wellenbewegung der Erdkruste. Von älteren und neueren Versuchen zur Klärung der Gebirgsbildung. Naturk. Tijdschr. Nederl.-Ind. 98, 294—303, 1938, Nr. 6. (Hamburg, z. Zt. Tjepu. Java.) Darstellung der Undationstheorie, der Theorie der Wellenbewegung der Erdoberfläche in geologischen Zeiträumen von van Bemmelen, welche die Anschauung vertritt, daß das Entstehen und Vergehen der Kontinente und Gebirge auf vertikale Wellenbewegungen der Erdkruste zurückzuführen ist. Diese Theorie will zwischen der Wegenerschen Drifttheorie und der Unterströmungstheorie von Vening-Meinesz vermitteln. *Schmerwitz.*

Alfred Kreis und Wilh. Jost. Die Eisdickenmessungen der Gletscherkommission der S. N. G. auf dem Unteraargletscher. Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges. 119. Jahresvers. Chur 1938, S. 120—121. (Chur; Bern.)

Rudolf Streiff-Becker. Eisbewegung im Firn und Gletscher und ihre Wirkung. Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges. 119. Jahresvers. Chur 1938. S. 128—130. (Zürich.)

P.-L. Mercanton. Présentation d'un film de la crue du Glacier supérieur du Grindelwald. Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges. 119. Jahresvers. Chur 1938, S. 137. (Zürich.)

Alfred Lacroix. Remarques sur les volcans sous-marins, à propos de ponces rhyolitiques recueillies sur l'atoll Marutea du Sud (Archipel des Tuamotu). C. R. 208, 609—611, 1939, Nr. 9. *Dede.*

E. G. Zies. Surface-manifestations of volcanic activity. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 10—23, Part 1, Aug. (Geophys. Lab. Carnegie Inst. Wash.) Ein phänomenologisches Studium der Oberflächenmerkmale von Vulkanen,

das hier an Hand zahlreicher Aufnahmen zusammenfassend und ausführlich vorgelegt ist, führt den Verf. zu der Feststellung, daß dieses allein kaum jemals eine befriedigende Erklärung der Ursachen vulkanischer Tätigkeit geben kann. Es wird die Hoffnung ausgesprochen, daß auch hier die Anwendung moderner geophysikalischer Methoden und Laboratoriumsstudien uns einen wirklichen Einblick in die aufbauenden Vorgänge gewähren wird, von denen die Ausbrüche immer nur die letzte äußerliche Erscheinung bilden. *Schmerwitz.*

T. A. Jaggard. Structural development of volcanic cones. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 23—32, Part 1, Aug. (Nat. Park Serv. Hawaii.) Die Entwicklung von Vulkankegeln, insbesondere in ihrer Beziehung zum Magmadruck und zu den vulkanischen Periodizitäten, wird dargelegt. Langjährige Studien, verbunden mit praktischen Untersuchungen und fortlaufender Überwachung der Vulkantätigkeit auf Hawaii, haben den Verf. zu der Ansicht geführt, daß dieses Studium der Lithosphäre eine reichere Ernte gibt als das der Atmosphäre. Die Atmosphäre ist nach der Ansicht des Verf. ein Produkt der Gasabgabe der Vulkane; selbst die Bestandteile des Proteins sollen auf diese Weise aus Vulkanen kommen. Diese lebenswichtige Funktion sei bisher nicht erkannt worden und erfordere den Einsatz geophysikalischer Forschungstätigkeit. *Schmerwitz.*

Reginald A. Daly. The roots of volcanoes. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 35—39, Part 1, Aug. (Harvard Geolog. Museum, Cambridge, Mass.) Es wird nachgewiesen, daß es unmöglich ist, den Vulkanismus von den anderen großen Problemen physikalischer Geologie zu trennen. Ein Bild der Erdkruste wird entwickelt, in dem unter dem Sial und Sima ein glasartiges (vitreous) Substratum liegt, in 60 bis 70 km Tiefe, welches das Material für den Vulkanismus liefert. *Schmerwitz.*

Arthur L. Day. Symposium on the physics of volcanic processes. Introductory. Applying physics to volcanoes. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 8—10, Part 1, Aug. (Bethesda, Maryland.)

The earthquake in Chile. Nature 143, 230—231, 1939, Nr. 3615. *Dede.*

Ernst Wanner. Über die Definition der Seismizität einer Gegend. Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges. 119. Jahresvers. Chur 1938, S. 126—127. (Zürich.) Kurze Inhaltsangabe eines Vortrags über Anwendung statistischer Verfahren auf Erdbeben unter Berücksichtigung der Verkopplung der Beben, der Herdtiefe und der Erdstruktur. *Schmerwitz.*

Ross R. Heinrich. A contribution to the study of the seismicity of Missouri. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 129—130, Part 1, Aug. (St. Louis Univ. Miss.) Kurzer Überblick über die Erdbeben-tätigkeit im Staat Missouri und die geographische Verteilung der Hauptbebengebiete. *Schmerwitz.*

Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Anomalous dispersion of Rayleigh-waves. Proc. Imp. Acad. Tokyo 14, 247—249, 1938, Nr. 7. (Earthq. Res. Inst. Univ. Tokyo.) Dispersionskurven von Rayleigh-Wellen werden mathematisch aus der Elastizitätstheorie abgeleitet und für verschiedene Materialzustände der Deckschicht bei variabler Dicke und einem unbegrenzten Untergrund erörtert. *Schmerwitz.*

Francis Birch and Dennison Baneroff. The elasticity of certain rocks and massive minerals. Amer. Journ. of Science (Sill.) 237, 2—6, 1939, Nr. 1. (Harvard Univ. Cambridge, Mass.) Elastizitätsmodul, Gleitmodul, Poisson'sche Konstante und Fortpflanzungsgeschwindigkeiten elastischer Wellen für Gesteine und kompakte Minerale werden bei gewöhnlichem Druck und gewöhnlicher Temperatur durch dynamische Messungen bestimmt. Die Beziehung der an

kompaktem Mineralmaterial gewonnenen Werte zu den an Einkristallen gefundenen wird für Pyrit und Magnetit diskutiert. *G. E. R. Schulze.*

A. J. Westland. The epicenter and P-curve of the April 16, 1937, Friji Island earthquake. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 115—119, Part 1, Aug. (Dep. Geophys. St. Louis Univ. Miss.) Ausführliche Erörterung der Laufzeitkurve eines Bebens im Pazifischen Ozean, die alle Hoffnungen, die Geschwindigkeiten für die zentral-pazifische Gegend zu finden, weiteren Untersuchungen überläßt. *Schmerwitz.*

William A. Lynch and Joseph Lynch. Body-waves of long path in the Banda sea earthquake of February 1, 1938. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 119—121, Part 1, Aug. (Fordham Univ. N. Y.) Kurze Auseinandersetzung über Kernwellen mit komplizierterem Verlauf an Hand eines Seismogramms. *Schmerwitz.*

H. Landsberg and H. Neuberger. Relations of travel-time curves to the seismic wave-velocities in the continental and sub-oceanic lithosphere. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 121—124, Part 1, Aug. (Penns. State Coll.) Untersuchungen der Laufzeiten von Erdbebenwellen in verschiedenen Richtungen in bezug auf das Epizentrum ergeben, daß immer regionale Verschiedenheiten der Geschwindigkeit zu berücksichtigen sind. *Schmerwitz.*

Perry Byerly and James T. Wilson. Microseisms recorded at Berkeley. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 107—109, Part 1, Aug. (Univ. Calif., Berkeley.) Durch 2700 Ablesungen der Phase der mikroseismischen Bodenunruhe wurde versucht, den Charakter dieser Bewegung als Rayleigh-Welle nachzuweisen. Die Ablesungen wurden, um die gleichen Zeiten in den drei Komponenten zu gewährleisten, immer bei der Unterbrechung durch die Minutenmarke vorgenommen. Bei der Zusammenstellung tritt eine den Rayleigh-Wellen entsprechende Phasenverschiebung in Erscheinung. *Schmerwitz.*

Georges Reboul et Frantz Perrier. Sur une particularité de l'air ionisé par les rayons X. C. R. 208, 172—173, 1939, Nr. 3. Verff. berichten in der vorliegenden Mitteilung über Versuche, die sich auf die durch Röntgenstrahlen beim Durchgang durch Luft erzeugte Ionisation beziehen. Die Verff. finden, daß nach Abschaltung der Röntgenröhre, also nach Wegnahme der ionisierenden Strahlenquelle, sich mit Hilfe einer großen Ionisationskammer bis zu mehreren Stunden danach noch Ionen in der Luft nachweisen lassen, was die Verff. der Bildung von Großionen zuschreiben. Ihre Zahl ist etwa 10^6 mal geringer als die Zahl der normalen Ionen während der Strahleneinwirkung. *Nitka.*

J. Sayers. Ionic recombination in air. Proc. Roy. Soc. London (A) 169, 83—101, 1938, Nr. 936. (Cavendish Lab. St. John's Coll. Cambridge.) Zur Bestimmung des Wiedervereinigungskoeffizienten α normaler Gasionen wird die Rutherford'sche Methode in neuer Anordnung benutzt. Das Innere eines Plattenkondensators wird durch Röntgenstrahlen ionisiert und das Abklingen der Ionisierung beobachtet. Eine mit einem Schlitz versehene rotierende Scheibe läßt bei ihrer Umdrehung einmal kurze Zeit die Röntgenstrahlung für kurze Zeit ins Innere des Kondensators gelangen und schaltet zu einem bestimmten Zeitpunkt nach Aufhören der Ionisierung eine Spannung an die eine Belegung, die die noch vorhandenen Ionen zur Ablagerung bringt. Die einzelnen so entstehenden Stromstöße werden geglättet und in Kompensationschaltung mit einem Röhrenelektrometer als Nullinstrument gemessen. Zur Vermeidung der Influenzladungsstöße beim An- und Abschalten der Spannung wird dies in einer sinn-

reichen Kapazitätsbrückenschaltung bewerkstelligt. Der Diffusionseinfluß wird rechnerisch berücksichtigt. Der Wiedervereinigungskoeffizient verhält sich zwischen 0 und etwa 1000 mm Druck so, wie nach der Thomsonschen Theorie zu erwarten ist: Bis etwa 100 mm lineare Zunahme proportional dem Druck, dann verlangsamte Zunahme und allmählicher Übergang zu einem druckunabhängigen Wert. Mit weiter zunehmendem Druck nimmt α wieder ab und ist über 10 Atm. ungefähr umgekehrt proportional dem Druck (entsprechend der Langevinschen Beweglichkeitsformel). Die auch von anderen Autoren gefundene Abhängigkeit des α von der Ionisierungsstärke wird bestätigt und durch Herabsetzung der Ionenbeweglichkeit infolge von Ozonbildung erklärt. Mit Hilfe der neu ermittelten Werte von α bei verschiedenen Drucken gelingt es, die Diskrepanz zwischen den Ionisierungskurven von Regener und den gemessenen Leitfähigkeiten des Explorer-II-Aufstieges (Gish und Sherman) zu beseitigen. *H. Israël.*

J. Moussiégt. Mesures de la conductibilité et de l'ionisation de l'air, dans les Alpes (Travail du Sanatorium des Etudiants de France et de la Chaire d'Hydrologie thérapeutique et de Climatologie de la Faculté de Médecine de Lyon). C. R. 208, 216—217, 1939, Nr. 3. Auf dem Plateau des Petites Roches (1170 m) am Fuß des Dent de Crolles (2066 m) (Grande Chartreuse) mißt Verf. mit Israël-Ionenzähler die Großionenzahl, Kleinionenzahl und Leitfähigkeit und findet für den Gesamtionengehalt (Mittel aus 23 Messungen) 2214 positive und 2335 negative Ionen/cm³. Die Mittelwerte für Kleinionenzahl (110 Messungen) und Leitfähigkeit (159 Messungen) sind $n^+ = 195$, $n^- = 150$, $\lambda^+ = 0,431 \cdot 10^{-4}$, $\lambda^- = 0,374$, $A = 0,805$. Aus 93 gleichzeitigen Messungen von Kleinionenzahl und Leitfähigkeit errechnen sich die mittleren Beweglichkeiten der Kleinionen zu $k^+ = 1,37$, $k^- = 1,56$ cm²/V · sec. Aus Tagesmeßreihen wird der Schluß gezogen, daß nicht nur die Leitfähigkeit und die Kleinionenzahl, sondern auch deren Beweglichkeiten sich im Laufe des Tages ändern. Für verschiedene Luftkörper ergeben sich folgende Leitfähigkeitsmittelwerte: $A = 1,171 \cdot 10^{-4}$ (TM, 11 Fälle), 0,866 (PM, 75 Fälle), 0,779 („Air méditerranéen“ 18 Fälle), 0,675 (C, 29 Fälle) und 0,636 („Air stagnant au mal caractérisé“ 26 Fälle). Auch zu Bewölkung, Nebel, Gewitter, Fronten usw. bestehen deutliche Beziehungen. *H. Israël.*

Yves Rocard. Affaiblissement des champs électromagnétiques sur ondes ultra-courtes au passage des rivières. C. R. 207, 1191—1192, 1938, Nr. 24. *Riewe.*

J. P. V. Madsen. Radio Research. Rep. 23rd Meeting Austral. New Zealand Ass. Adv. Sci. 1937, S. 14—18. (Vgl. S. 117.) Zusammenfassender Bericht über Ionosphärenvorgänge und -beobachtungen. *Riewe.*

A. K. Banerjee. Elektrische Konstanten von ionisierter Luft für Mikrowellen. Sci. and Cult. 4, 359—360, 1938. (Calcutta, Univ. Coll. of Sc., Wireless Lab.) Von Luft, die mittels Hochfrequenzentladung in einem Glasrohr ionisiert war, wurde mit einer abgeänderten 2. Drudeschen Methode die Dielektrizitätskonstante ϵ und elektrische Leitfähigkeit κ (in Einheiten von 10^8 elst. Einh.) gemessen. Für ϵ bzw. κ wurde bei den in () genannten Wellenlängen erhalten: 0,992 bzw. 1,13 (23 cm), 0,982 bzw. 1,16 (30 cm), 0,969 bzw. 1,19 (36 cm), 0,966 bzw. 1,20 (40 cm), 0,958 bzw. 1,22 (45 cm). **Fuchs.*

S. R. Khastgir und K. Sirajuddin. Über den Einfluß von Verzerrungen durch nichtlineare Gleichrichtung auf die Messung von Dielektrizitätskonstanten mittels der Schwebungsmethode. ZS. f. Phys. 111, 475—476, 1939, Nr. 7/8. (Dacca/Indien, Phys. Dep. Univ.)

Prasad und Verma (diese Ber. 17, 1350, 1936; 19, 636, 1938) hatten gefunden, daß die Dielektrizitätskonstante eines Elektronen enthaltenden Raumes von der Hochfrequenzspannung abhängt. Verf. zeigen, daß solche Kurven, wie sie von Prasad und Verma erhalten wurden, durch Verzerrungen infolge der nicht-linearen Charakteristik des benutzten Detektors hervorgerufen sein können. *Riewe.*

E. V. Appleton. The ionosphere. Occasional Notes 1939, S. 33—41, Nr. 3. (Zusammenfassender Bericht.)

T. R. Gilliland, S. S. Kirby and N. Smith. Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C. November, 1938. Proc. Inst. Radio Eng. 27, 72—73, 1939, Nr. 1.

T. R. Gilliland, S. S. Kirby and N. Smith. Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C. December, 1938. Proc. Inst. Radio Eng. 27, 151—152, 1939, Nr. 2. *Dede.*

G. A. Peddie. Results of ionospheric observations at Wellington, New Zealand. Rep. 23rd Meeting Austral. New Zealand Ass. Adv. Sci. 1937, S. 21. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Vgl. S. 117.) Echobeobachtungen von Juni 1935 bis Ende 1936 zeigten außer den bekannten E -, F_1 - und F_2 -Schichten zuweilen die D -Schicht (50 km), eine zwischen E - und F_1 -Schicht liegende „Mittlere Schicht“ (150 km) und eine „ G -Schicht“ oberhalb von F_2 mit etwa 600 km Höhe. Beobachtungen der Sonnenfinsternis am 14. Dezember zeigen eine Ionenverminderung, die auf eine Ausbreitung des ionisierenden Agens mit Lichtgeschwindigkeit schließen läßt. *Riewe.*

Otto Burkard. Grenzwellen und Ionosphäre III. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 52, 142—146, 1938, Nr. 4. Verkehrsdichte im Lauf des Tages, Reichweite der Grenzwellen für Januar bis April 1936 und ihr Zusammenhang mit den Daten der Ionosphärenbeobachtungen. Insbesondere zeigt sich, daß a) eine Grenzwellen ($\lambda \sim 10$ m; $\nu \sim 30$ Megahertz) zur Erde nur dann zurückgebeugt wird, wenn an der entsprechenden Stelle eine kritische F_2 -Frequenz von etwa 7,8 Megahertz gemessen wird; b) nur dort eine Fortpflanzung in der Ionosphäre erfolgt, wo die F_2 -Ionisation stärker ist als an der Auftreffstelle; c) die Grenzwellen dort zur Erde zurückgelangt, wo die F_2 -Ionisation etwa der der Auftreffstelle entspricht. *Riewe.*

O. Burkard. Bemerkungen zu dem Aufsatz von E. Fendler: Die Änderungen in den Übertragungsbedingungen einer Grenzwellen (10 m) in den Jahren 1935 bis 1937. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 52, 147—148, 1938, Nr. 4. (Graz.) Von Fendler (ebenda 50, 185, 1937) wurde die innereuropäische Grenzwellen-Verkehrsmöglichkeit zur Zeit des Sonnenuntergangs auf einen Konzentrationsanstieg in der E_1 -Schicht zurückgeführt. Dieser Deutung widerspricht, daß nach unseren heutigen Kenntnissen a) das Verhalten des 10- und 20 m-Bandes auch anders, als es Fendler tat, gedeutet werden kann, b) die Antennenverhältnisse einen üblichen Abstrahlwinkel von etwa 23° ergeben und daß dieser Winkel durch Reflexion an der F_2 -Schicht einer Entfernung von etwas über 10^6 km entspricht, die auch im Sommer 1934 beobachtet wurde, c) die fortlaufenden Messungen der E - und F -Schicht kein Maximum in der fraglichen Zeit ergaben. *Riewe.*

Leiv Harang and Willi Stoffregen. Scattered reflections of radio waves from a height of more than 1,000 km. Nature 142, 832, 1938, Nr. 3601. (Auroral Obs. Tromsø.) Impulsbeobachtungen mit Frequenzen, die größer als die kritische der F_2 -Schicht waren, beobachteten Verf. zeitweilig ziemlich schwache, in der Intensität stark wechselnde Reflexionen aus 800 bis 1150 und

aus etwa 1400 km Höhe (oder Entfernung; vgl. nachstehendes Referat). Sie rühren wahrscheinlich von hohen Ionenwolken her.

Riewe.

E. V. Appleton and R. Neismith. Scattering of radio waves in polar regions. *Nature* **143**, 243—244, 1939, Nr. 3615. (Cavendish Lab. Cambridge.) Verff. teilen im Zusammenhang mit der vorstehend referierten Notiz mit, daß sie im Juli 1933 (ebenfalls in Tromsö) mit einer Frequenz (4 Megahertz) unterhalb der kritischen ebenfalls Reflexionen mit einer äquivalenten Höhe von etwa 1300 km beobachteten. Sie sind wahrscheinlich durch seitlich reflektierende Ionenwolken unterhalb der *F*-Schicht hervorgerufen.

Riewe.

K. Kreielsheimer and D. Brown. Ionospheric observations at Auckland, New Zealand. Rep. 23rd Meeting Austral. New Zealand Ass. Adv. Sci. 1937, S. 22. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Vgl. S. 117.) Die Analyse einiger hundert Registrierungen sollte die *E*-Ionisation mit den meteorologischen Bedingungen in Zusammenhang bringen. Ein direkter Zusammenhang mit dem Luftdruck war nicht festzustellen; die Ionisation war jedoch geringer bei starkem Wind nahe der Erdoberfläche.

Riewe.

V. A. Bailey. On resonance in radio interaction, and the possibility of influencing the ionosphere by means of a feeble radiator. Rep. 23rd Meeting Austral. New Zealand Ass. Adv. Sci. 1937, S. 22. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Vgl. S. 117.) Als Ergebnis neuer theoretischer Berechnungen zeigt sich, daß das magnetische Erdfeld nicht immer eine Verminderung der Wechselwirkung zweier Wellen hervorruft. Wenn speziell die aktive Strahlung sich der lokalen Gyro-Winkelfrequenz nähert, tritt eine maximale Wechselwirkung (gegenseitige Modulation, d. Ref.) auf, die größer ist als die ohne Magnetfeld. So kann sogar ein 1 kW-Sender beobachtbare Effekte bewirken, wie eine Beobachtung von L. Thompson (World Radio 1935, Februar) zu beweisen scheint. Die Theorie zeigt, daß die empfangene Raumwelle von der Ionosphäre in einem Abstand von 200 km von dem „Gyro-Sender“ reflektiert werden sollte und daß die Mindest-Wellenlänge λ_m der „passiven“ (modulierten?) Welle vom Abstand *D* zwischen dem passiven Sender und dem Empfänger abhängt:

$$\begin{array}{rcc} D = & 400 & 600 & 1200 \text{ km} \\ \lambda_m = & 2000 & 1200 & 600 \text{ m} \end{array}$$

Stationen mit einer Frequenz, die nahe der Gyrofrequenz kontinuierlich verändert werden kann, könnten die Messung der Kollisionsfrequenz und der magnetischen Feldstärke in der *E*-Region ermöglichen.

Riewe.

Liste der in Zürich beobachteten größeren chromosphärischen Eruptionen 4. Vierteljahr 1938. *Meteorol. ZS.* **56**, 34, 1939, Nr. 1.

Dede.

R. Foitzik. Versuche mit großen Stoßströmen. *Elektrot. ZS.* **60**, 89—92, 128—133, 1939, Nr. 4 u. 5. (Hochstrom-Stoßprüffeld Siemens-Schuckert Berlin.) Zur Verbesserung des Ableitvermögens der Kathodenfallableiter mit dem Ziel, einen gewitterfesten Überspannungsableiter zu entwickeln, wurde eine aus Kondensatoren bestehende Stromstoßanlage von erheblicher Kapazität errichtet. Es werden der Aufbau dieser Batterie sowie die Messung großer Stoßströme mit dem Kathodenstrahl-Oszillograph eingehend erörtert. Verschiedene elektrodynamische, thermische und thermodynamische Auswirkungen großer Stromstöße werden beschrieben und mit dem entsprechenden, bei natürlichen Blitzen beobachteten Erscheinungen verglichen.

Strauss.

J. Bartels. Besprechung erdmagnetischer Registrierungen im Hinblick auf Vorgänge in der Ionosphäre und Wirkungen

in der Höhenstrahlung. ZS. f. Geophys. 14, 297—313, 1938, Nr. 7/8. (Geophys. Inst. Potsdam.) Kurze Übersicht über die zeitlichen Variationen des Erdmagnetismus und ihre Zurückführung auf die verschiedenen Störungsursachen (Ströme in der Ionosphäre, magnetischer Ringstrom usw.), erläutert durch typische Registrierungen der magnetischen Störungen aus der letzten Zeit. *E. Regener.*

A. G. McNish and E. A. Johnson. Magnetization of sediments from the bottom of the Atlantic Ocean. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 204—205, Part I, Aug. (Carnegie Inst. Wash.)

A. G. McNish and E. A. Johnson. Preliminary report on measurement of magnetization of oceanic sediments. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 206, Part 1, Aug. (Carnegie Inst. Wash.) *Dede.*

K. R. Ramanathan. The earth's magnetism and the upper atmosphere. Current Science 8, 97—98, 1939, Nr. 2. Referierender Vortrag über Erdmagnetismus, gehalten 1939 auf dem Indian Science Congress in Lahore. *Szivenessy.*

Daniel Barbier. L'émission de particules électrisées par le soleil et la théorie des aurores polaires. Journ. de phys. et le Radium (7) 8, 303—308, 1937, Nr. 7. (Obs. Marseille.) Die von der Sonne ausgesandten geladenen Teilchen, die das Nordlicht hervorrufen, müßten eine beträchtliche Energie haben, um die Erdatmosphäre bis zur Nordlichthöhe zu durchsetzen. Die Teilchen besitzen jedoch eine um Größenordnungen kleinere Energie, als die zur Erzeugung des Nordlichtes notwendige oder die nach der Theorie von Dauvillier geforderte Energie. Um diese Diskrepanz erklären zu können, nimmt Verf. an, daß die Erde eine positive Ladung aufweist, die durch die Ultrastrahlung aufrechterhalten wird. *Juilfs.*

L. Vegard. Das Nordlichtspektrum und der Zustand der Nordlichtregion. Naturwissensch. 26, 639—644, 1938, Nr. 39. (Oslo.) Verf. gibt einen zusammenfassenden Bericht über das Nordlichtspektrum und den Zustand der Nordlichtregion. Von den zahlreichen dort auftretenden Linien und Banden sind die O I-Linien dann besonders stark, wenn die Sonnenfleckenätigkeit besonders groß ist. 7 Linien gehören dem O I-Spektrum an, 2 dem O III-, 3 dem N I- und 8 dem N II-Spektrum. Die obere Grenze der Temperatur im Höhenbereich 90 bis 130 km beträgt -40°C . In den relativen Intensitäten der einzelnen Banden treten beträchtliche Unterschiede auf. Außerdem werden mit steigender Höhe die negativen Stickstoffbanden gegenüber der grünen O I-Linie sehr verstärkt. Die Intensität der grünen Linie ist in den einzelnen Nordlichtern sehr verschieden, am größten ist sie bei Draperien und draperieförmigen Bogen. Die rote O I-Gruppe bei 6300 Å tritt besonders intensiv in Jahren maximaler Sonnenfleckenhäufigkeit auf. Ferner nimmt die Intensität der roten Gruppe relativ zur grünen Linie mit steigender Höhe rasch zu. Die grüne Nordlichtlinie wird nicht durch Kathodenstrahlen direkt angeregt, sondern indirekt durch Stöße zweiter Art zwischen Sauerstoff und Stickstoffmolekülen im aktivierten Zustand. Die Höhenmessungen der Nordlichter haben ergeben, daß diese sich bis hinauf zu 1000 km erstrecken. Unter Annahme der barometrischen Höhenformel müßte entsprechend der Druck im Intervall 100 bis 500 km von $2 \cdot 10^{-4}$ bis auf $4 \cdot 10^{-31}$ mm Hg sinken. Mit dieser Annahme kann jedoch nicht die Ausdehnung des Nordlichtes bis zu 1000 km Höhe erklärt werden. Die Erscheinungen werden dadurch erklärt, daß nach dem Verf. von der Sonne sowohl Elektronenstrahlen größerer Geschwindigkeit wie auch weiche Röntgenstrahlen emittiert werden. Durch die Wirkung der Elektronen und Photonen werden die Gasatome der Erdatmosphäre elektrisch positiv geladen und von den Elektronen in größere Höhen getragen. Es bildet sich eine „Erd-Korona“ aus. *Frerichs.*

L. Vegard. Very small intensity of the red O I triplet during the auroral displays of September 14—16. *Nature* **142**, 831—832, 1938, Nr. 3601. (Phys. Inst. Oslo.) Die Nordlichter, die mit den Zeiten starker Sonnenflecktätigkeit zusammenfallen, zeigen meistens eine sehr starke Intensität der roten Sauerstoffliniengruppe 6300 Å gegenüber der grünen Linie 5577 Å. Im Gegensatz zu diesen Beobachtungen zeigte das Nordlicht vom 14. bis 16. September 1938 fast nur die grüne Linie, obgleich es gerade mit dem Maximum der Sonnenflecktätigkeit zusammenfiel. Die weitere Beobachtung der Nordlichter muß ergeben, ob die Intensität der roten Linien schwach bleibt, sobald das Maximum der Flecktätigkeit überschritten ist, oder ob diese ganzen Erscheinungen nicht so sehr mit dem Auftreten der Sonnenflecken, sondern mit anderen Erscheinungen auf der Sonne verknüpft sind. *Ferichs.*

Georges Déjardin. Les bandes rouges du cyanogène dans le spectre du ciel nocturne. *C. R.* **208**, 751—753, 1939, Nr. 10.

Raymond Grandmontagne. Remarques sur les variations de la couleur du ciel nocturne. *C. R.* **208**, 754—755, 1939, Nr. 10. *Dede.*

F. W. Paul Götz. Spektren des Nordlichtes vom 25. Januar 1938. *Helv. Phys. Acta* **11**, 556—557, 1938, Nr. 7 u. *Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges.* 119. Jahresvers. Chur 1938, S. 140—141. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Arosa.) Das Nordlicht vom 25./26. Januar 1938 wurde in Arosa spektroskopisch untersucht. Dazu wurde ein lichtstarker Prismenapparat F:1 benutzt. Ein grüner Bogen am Nordhorizont ermittelte vorwiegend die grüne Nordlichtlinie, das Nordlichttriplett 6300 Å und die Stickstoffbanden 3914, 6520, 4278 und 4108 Å. Bei den roten hohen Nordlichtern war nur das rote Triplet 6300 Å zu sehen. Der rote Saum der tieferliegenden Nordlichter dagegen zeigte auch die Bande 6520 Å nach Beobachtungen von Vegard. *Ferichs.*

Joseph Kaplan. Comment on a paper by W. E. Bowls, „Second Townsend coefficient“. *Phys. Rev.* (2) **55**, 111, 1939, Nr. 1. (Univ. Los Angeles, Cal.) Die Energie des metastabilen $A^3\Sigma$ -Zustandes des Stickstoffes ist endgültig zu 6,14 eV bestimmt. Ferner können 9,77 eV von einem aktiven Stickstoffmolekül übertragen werden. Obwohl diese Werte nicht zur Ionisierung von Hg genügen, ist eine solche jedoch möglich, weil im Stickstoffnachleuchten noch energiereichere Zustände vorkommen. Beispielsweise ist zur Erregung der N_2^+ -Nordlichtbanden eine Energie von 18,65 eV nötig. Und für die höheren Niveaus noch etwas mehr. *Güntherschulze.*

Joseph Kaplan. Where does the light of the night sky originate? *Phys. Rev.* (2) **54**, 241—242, 1938, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Calif.; Los Angeles.) Das Leuchten des Nachthimmels wird nach Cabannes und Dufay einer Schicht zwischen 200 und 300 km Höhe zugeschrieben. Der Verf. weist darauf hin, daß nach seinen Versuchen das Nachleuchten des Stickstoffs bei niedrigen Drucken von ungefähr 30 mm eine sehr gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen des Nachthimmelleuchtens gibt. Die Vegard-Kaplan-Banden, die höheren Schwingungszustände der ersten positiven Gruppe des Stickstoffs, die zweite positive Gruppe m , die Schwanzbanden des Cyans und die neue Stickstofflinie 3471 Å treten stark in diesem Nachleuchten sowie im Nachthimmelleuchten auf. Man kann daraus schließen, daß das Leuchten des Nachthimmels seinen Ursprung in den tieferen Schichten der oberen Atmosphäre hat. *Ferichs.*

M. Nicolet. Über das Vorkommen atomaren Stickstoffs in der hohen Atmosphäre. *Naturwissensch.* **26**, 839, 1938, Nr. 51. (Lichtklima. Obs.

Arosa.) Die Deutung der Linie 3470 Å im Spektrum des Nachthimmelslichtes als Linie des verbotenen Überganges $4S - 2P$ von NI ist nicht erwiesen, es müßten denn neue Wellenlängenbestimmungen den Wert 3466,5 Å ergeben, der sich nach den genauesten Berechnungen metastabiler Anregungspotentiale von NI für diesen Übergang ergibt. Wahrscheinlicher ist die Identifizierung der fraglichen Linie mit einem bei 3469,56 Å liegenden Bandenkopf des N_2 . *H. Israël.*

J. Cabannes, J. Dufay and J. Gauzit. Sodium in the upper atmosphere. *Astrophys. Journ.* 88, 164—172, 1938, Nr. 2. (Univ. Paris; Obs. Lyon.) Verf. berichten ausführlich über die Identifizierung der gelben Nachthimmelinie als *D*-Duplett des Natriums durch interferometrische Untersuchungen. Im Dämmerlicht ist der entsprechende Nachweis gleichzeitig von ihnen und R. Bernard geführt worden. Aus dem Intensitätsverhältnis D_{Hor}/D_{Zenith} , das H. Garrigue zu etwa 2,8 bestimmt, errechnen sie als Höhe der strahlenden Schicht 130 km. Das Verhältnis der Strahlungsenergie des *D*-Dupletts zu dem der grünen Nachthimmelinie wird im Mittel zu 0,48 gefunden und daraus als Energie der Strahlung ein Betrag von 0,65 erg/sec/m² — entsprechend $2 \cdot 10^{11}$ Übergängen vom Typ $2P - 2S$ — berechnet. Für das Natrium wird (im Gegensatz zu R. Bernard) kosmischer Ursprung angenommen und dementsprechend auch das Vorhandensein von Linien anderer Metalle (vor allem Ca und Al) im Nachthimmelslicht für wahrscheinlich gehalten. (Vgl. auch mehrere frühere Referate über diesen Gegenstand.) *H. Israël.*

René Bernard. The identification and the origin of atmospheric sodium. *Astrophys. Journ.* 89, 133—135, 1939, Nr. 1. (Inst. Phys. Gén. Univ. Lyon.) Im Anschluß an eine Arbeit von Cabannes, Dufay und Gauzit (*Astrophys. Journ.* 88, 164, 1938) macht der Verf. auf seine eigenen Untersuchungen zur Frage der Identifizierung und Herkunft des in der Atmosphäre vorhandenen Natriums aufmerksam. Auf Grund spektrographischer Messungen waren die genannten Autoren zu dem Schluß gekommen, daß das Natrium von Meteoriten herrühren könne. Diese Ansicht hat nach dem Verf. wenig Wahrscheinlichkeit für sich, da im Lichte der polaren Aurora die *D*-Linien nicht beobachtet werden können, in der sicher sehr viele Meteoriten vorhanden sind. Der Verf. ist vielmehr der Meinung, daß das Natrium terrestrischen Ursprungs ist, und zwar herrührend von den NaCl-Molekülen des Ozeanwassers. *Nitka.*

L. W. Nordheim. Theory of energy losses of high energy particles. *Journ. Franklin Inst.* 226, 575—597, 1938, Nr. 5. (Duke Univ.) Bei der theoretischen Deutung der Höhenstrahlungserscheinungen ist eine Extrapolation aus dem sonst der Beobachtung zugänglichen Bereich zu wesentlich höheren Energien notwendig. Während diejenigen Effekte, die auf rein elektromagnetischer Wechselwirkung beruhen, ziemlich sicher zu behandeln sind, ist dies bei Effekten, die auf Kernwechselwirkung oder andere unbekannte Kräfte zurückgehen, nicht der Fall. Verf. setzt sich zum Ziel, hier zu zeigen, daß der größte Teil der Höhenstrahlungserscheinungen sich auf elektromagnetischer Grundlage erklären läßt, wenn man annimmt, daß die weiche Komponente aus Elektronen und Protonen, die harte aus Barytronen (schweren Elektronen von etwa 200 Elektronenmassen, „Mesotronen“) besteht. Die Frage nach dem Ursprung der harten Komponente bleibt noch offen. Zunächst gibt Verf. an Hand der bekannten Formeln einen Überblick über die Größenordnung der auftretenden Effekte in Abhängigkeit von Energie und Masse der Teilchen. Dann werden Absorption, Energieverteilung und Reichweite theoretisch und beobachtet miteinander verglichen und in ziemlicher Übereinstimmung befunden. Ebenso läßt sich die Schauerbildung als Strahlungsprozeß

recht gut erklären. Schwierigkeiten treten nur bei der Deutung der harten Sekundärstrahlung auf; zu ihrer Erklärung muß die Barytron-Theorie mit herangezogen werden.

Henneberg.

W. F. G. Swann. Dasselbe. Discussion. Ebenda S. 598—600. Nach kurzen Ausführungen zu einigen theoretischen und experimentellen Ergebnissen geht Verf. auf die Frage der Ionisation ein: Daß Elektronen beim Durchgang durch Materie nicht, wie theoretisch zu erwarten, unendlich viel Energie verlieren, rührt von der Polarisation der Materie her, die sich als „Abschirmung“ bemerkbar macht.

Henneberg.

H. Osterwisch. Bestimmung des Nulleffektes an Zählrohren. Phys. ZS. 39, 661—665, 1938, Nr. 17/18. (Inst. f. Höhenstrahlenforsch. Univ. Berlin.) Mit einem transportablen Zählrohrgerät wird die Reststrahlung von Zählrohren im Steinsalzbergwerk bestimmt. Die Reststrahlung ergibt sich dabei, wenn die Proportionalität der Reststrahlungsintensität zur Zählfläche als gesichert anzusehen ist, zu etwa 0,0056 Stöße/min·cm² Zählfläche. Der Einfluß der vorhandenen Kalium-Gamma-Strahlung wird durch Errechnung ihres Einflusses ausgeschaltet.

Juilfs.

Erwin Fünfer. Neutronen der kosmischen Ultrastrahlung. ZS. f. Phys. 111, 351—356, 1938, Nr. 5/6. (Phys. Inst. Univ. Gießen.) Mit einem Proportionalzählrohr, das innen mit einer Borschicht ausgekleidet war, konnten in der freien Atmosphäre langsame Neutronen festgestellt werden, die durch einen Boraxpanzer von allseitig 0,6 cm Dicke völlig absorbiert werden. Durch Kontrollmessungen konnte festgestellt werden, daß diese Neutronen nicht von vorhandenen radioaktiven Präparaten erzeugt worden sind. Bei Vergleichsmessungen im Zimmer hinter einer Betondecke und auf der Plattform des Institutsraumes zeigte sich, daß die Erzeugung der Neutronen von der umgebenden Materie abhängt, wobei die Intensität aber praktisch bereits hinter einer etwa 1 cm starken Paraffinschicht ihren Sättigungswert erreicht hat. Möglicherweise liegt hier ein neuartiger Sekundäreffekt einer Komponente der Ultrastrahlung vor, bei welchem Neutronen geringer Energie entstehen (Kernverdampfungsprozesse?). Durch Messungen im Institut, auf dem Feldberg im Schwarzwald und auf der Zugspitze konnte eine Intensitätszunahme mit der Höhe festgestellt werden, so daß der Zusammenhang mit einem Bestandteil der kosmischen Strahlung gesichert erscheint. Die Zunahme der Neutronenintensität ist stärker als die der Schauer und gleicht etwa der Zunahme der Hoffmannschen Stöße mit der Höhe.

Juilfs.

R. Albagli Hutner. On the penumbra of cosmic radiation. Phys. Rev. (2) 55, 15—23, 1939, Nr. 1. (Inst. Technol. Cambridge, Mass.) Solche Teilchenbahnen, welche im Erdfeld zunächst wieder nach außen und dann wieder zurück zur Erde gebogen werden (also eine Art einfachen oder mehrfachen Looping zeigen) können einen Halbschatten verursachen. Mit der Bush-Maschine wurden solche Bahnen berechnet. Für 20° geomagnetische Breite und für eine Energie von 0,425 Störmer (1,08 · 10¹⁰ e-V für Elektronen) werden die erlaubten und die verbotenen Richtungen für fast den ganzen Raumwinkel angegeben.

Ehmert.

B. Gross. A remark on the latitude effect of cosmic rays. Phys. Rev. (2) 55, 112, 1939, Nr. 1. (Inst. Technol. Minist. Trabalho Rio de Janeiro, Brazil.) Die Breite, bei welcher der Breiteneffekt aufhört, ist in der Atmosphäre von der Breite unabhängig. Daraus ist zu schließen, daß das primäre Energiespektrum der weichen Komponente eine untere Grenze hat. Die kritische Breite der harten Komponente verschiebt sich dagegen nach Messungen von Clay (diese Ber. 16, 1491, 1935) mit wachsender Tiefe zu geringeren Breiten. Falls diese Messungen bestätigt werden, sieht Verf. darin einen Beweis für die primäre

Natur der harten Komponente, denn als Sekundärstrahlung der weichen Komponente sollte sie dieselbe kritische Breite wie diese Komponente zeigen. *Ehmert.*

G. Occhialini. Mesures de l'effet de latitude pour les gerbes. C. R. 208, 101—103, 1939, Nr. 2. Auf einer Schiffsreise zwischen Bahia (13° S, 40° W) und Triest (43° N, 14° O) wurde die Änderung der Zahl der Schauer hinter verschiedenen dicken Bleischichten untersucht. Der gefundene Effekt von 10 % wird zum Teil auf die zufälligen Koinzidenzen zurückgeführt. Die Form der Rossi-Kurve ist von der Breite unabhängig. *Ehmert.*

S. E. Forbush. On world-wide changes in cosmic-ray intensity. Phys. Rev. (2) 54, 975—988, 1938, Nr. 12. Kurzer Sitzungsbericht ebenda 55, 233, 1939, Nr. 2. (Carnegie Inst. Washington.) Dauerregistrierungen mit Compton-Bennett-Apparaten während 17 und mehr Monaten in Cheltenham (United States, $\Phi = 50,1^{\circ}$ N geom. Breite), Teoloyucan (Mexico, $\Phi = 29,7^{\circ}$ N), Huancayo (Peru, $\Phi = 6,6^{\circ}$ S) und Christchurch (New Zealand, $\Phi = 48,0^{\circ}$ S) sowie mit einem Steinke-Apparat auf dem Hafelekar ($\Phi = 50,1^{\circ}$ N) zeigen, daß der Gang der Ultrastrahlungsintensität (Mittelwerte über Monatsdrittel) aus zwei Teilen besteht. Den für alle Stationen gleichzeitig und gleichmäßig auftretenden Intensitätsänderungen überlagert sich eine durch harmonische Analyse bestimmbare und eliminierbare 12-Monate-Welle, deren Maximum auf der Nordhalbkugel im Januar, auf der Südhalbkugel im Juli auftritt und deren Amplitude von Null am Äquator auf 1,6 % in Cheltenham und 1,9 % auf dem Hafelekar anwächst. Die Phase der zwölfmonatigen Temperaturwelle liegt für die Stationen durchweg um 180° anders als die der kosmischen Ultrastrahlung, wobei das Amplitudenverhältnis sehr verschiedene Werte annimmt. Ein Zusammenhang mit der Temperatur wäre somit nur über die Verteilung der Luftdichte möglich. Auch das magnetische Feld der Sonne würde für die kosmische Ultrastrahlung gerade die entgegengesetzte Phase verlangen. — Die relative Amplitude der auf der ganzen Erde auftretenden Intensitätsänderungen wächst für gleiche Breite rasch mit der Höhe an und nimmt für hochgelegene Stationen verschiedener Breite zwischen dem Äquator und 30° N geom. Breite zu, während dann bis 47° N keine Zunahme mehr feststellbar ist. Die Größe des Effekts ist zum Äquator symmetrisch und für diese langen Zeitintervalle und die kurzzeitigen magnetischen Stürme gleich, so daß beide Intensitätsänderungen demselben Mechanismus ihr Entstehen verdanken müssen. Das Anwachsen des Effekts mit der Höhe deutet darauf hin, daß die so beeinflussbare Komponente der Ultrastrahlung rascher mit der Höhe zunimmt als die Gesamtintensität. *Rau.*

M. S. Vallarta, C. Graef and S. Kusaka. Galactic rotation and the intensity of cosmic radiation at the geomagnetic equator. Phys. Rev. (2) 55, 1—5, 1939, Nr. 1. (Inst. Technol. Cambridge, Mass.) Compton and Gettling hatten den Einfluß der Bewegung unserer Erde in einer galaktischen Rotation auf die Richtungsverteilung der von außen kommenden Ultrastrahlung berechnet, dabei aber die Ablenkung der Teilchen im Erdfeld außer Betracht gelassen. Verf. berechnen nun für die am Äquator aus dem Zenit kommende Strahlung den zu erwartenden Effekt unter Berücksichtigung der Ablenkung im Erdfeld. Das Ergebnis hängt stark von dem Energiespektrum der Primären und der unteren Grenze dieses Spektrums und von dem Anteil an positiven bzw. negativen Teilchen ab. Für die Energieverteilung $f(E) = c/E^3$ ist, wenn 100 % der Teilchen positive Ladung haben, ein Maximum um 13²⁰ Sternzeit mit einer Amplitude von 0,17 % der mittleren Intensität zu erwarten. Im folgenden die Zahlen für einige andere Annahmen: 75 % +, 12³⁰, 0,1 %; 50 % +, 8⁴⁰, 0,06 %; für $f(E) = e^{-kE} \cdot \text{const}$: 100 % +, 18⁰⁰, 0,24 %; 50 % +, 20⁴⁰, 0,19 %. *Ehmert.*

Julian L. Thompson. A critical analysis for sidereal time variations of cosmic rays on the pacific. *Phys. Rev.* (2) **55**, 11—15, 1939, Nr. 1. (Ryerson Phys. Lab. Univ. Chicago, Ill.) Ein jahreszeitlicher Gang in der Amplitude der sonnenzeitlichen 24 h-Welle im täglichen Intensitätsgang der kosmischen Ultrastrahlung kann eine Sternzeitperiode vortäuschen. Die Periodenuhr für diese 24 h-Welle darf aber für diesen jahreszeitlichen Gang keine Änderung der Phase aufweisen, während die Existenz einer sternzeitlichen Tagesperiode eine nach Datum zyklische Anordnung der Punkte in der Periodenuhr bedingt. Aus den Messungen von Compton und Turner auf dem Stillen Ozean im Jahre 1936 ergibt die beschriebene Analyse eine ausgesprochene jahreszeitliche Änderung der Amplitude der sonnentägigen Welle, aber keine Sternzeitperiode mit einer Amplitude größer als der wahrscheinliche Fehler. *Rau.*

H. Euler. Zur Diskussion der Hoffmannschen Stöße und der harten Komponente in der Höhenstrahlung. *Verh. d. D. Phys. Ges.* (3) **19**, 109, 1938, Nr. 3. (Leipzig.) (Siehe diese Ber. S. 489.) *Ehmerl.*

Pierre Auger et Roland Maze. Les grandes gerbes cosmiques de l'atmosphère. *C. R.* **207**, 228—230, 1938, Nr. 3. Es werden in einer Rossi-Koinzidenzanordnung bei großem seitlichen Abstand der Zählrohre Ultrastrahlenschauer aus der Luft untersucht. Es werden Schauer mit einigen 10 000 Teilchen gefunden, die Oberflächen von 1000 m² bedecken und von denen die Hälfte 5 cm Blei durchdringen. Eine Energieabschätzung auf Grund der Kaskadentheorie liefert Gesamtenergien von 10¹² bis 10¹³ e-V. Als Entstehungsort der Schauer wird eine Höhe von etwa 1000 m angenommen. *Sittkus.*

W. F. G. Swann. What are cosmic-rays? *Journ. Franklin Inst.* **226**, 757—796, 1938, Nr. 6. Nach einer Zusammenstellung und Diskussion der Ergebnisse, die zur Annahme zweier Ultrastrahlungskomponenten führen, wird eine Apparatur beschrieben, die es gestatten soll, die Zahl der Schauer im Verhältnis zur Zahl der die gleiche „teleskop“-artige Anordnung durchsetzenden Einzelstrahlen anzugeben. Die Messungen führen zu dem Schluß, daß die harte Komponente in Seehöhe nur unwesentlich zur Schauerbildung beiträgt, während sie andererseits in großen Höhen die weichen Strahlen erzeugt, die ihrerseits die Schauer in Seehöhe auslösen. Die von der harten Komponente ausgelösten Sekundären begleiten in engem Winkelraum die Primärenrichtung und geben auf diese Weise Anlaß zu Mehrfachkoinzidenzen in Seehöhe über eine Fläche von mehreren Quadratmetern. Jeder Strahl wird im Mittel von 0,5 Schauerstrahlen begleitet, d. h. ein Strahl der harten Komponente von vielen (bis 10³) Sekundärstrahlen begleitet. — Zur mathematischen Beschreibung dieser Vorgänge wird eine Theorie entwickelt, die in ihren Ergebnissen mit der Intensitätskurve von Regener und Pfotzer sowie mit dem Breiteneffekt annähernd übereinstimmt. — Eine Kombination der Theorien über den Ursprung der kosmischen Strahlung von Compton und Alfvén, also die Erzeugung der Strahlung im Milchstraßensystem im Felde von Doppelsternen, wird eingehend diskutiert. *Juilfs.*

W. Kolhörster, I. Matthes und E. Weber. Gekoppelte Höhenstrahlen. *Naturwissensch.* **26**, 576, 1938, Nr. 35. (Inst. f. Höhenstrahlenforsch. Univ. Berlin.) (Vgl. auch vorstehendes Referat.) Mit Mehrfachkoinzidenzanordnungen wird bei Zufallskoinzidenzmessungen eine weit größere Koinzidenzzahl gefunden, als nach den elektrischen Daten der Anordnung zu erwarten war; ferner nimmt die Anzahl mit wachsender Entfernung der Zählrohre voneinander ab. Dieser Effekt scheint nicht durch apparative Verhältnisse bedingt zu sein. Man müßte hieraus schließen, daß es sich bei den erhaltenen Koinzidenzen — da die Zählrohre in

einer horizontalen Ebene liegen, kommen systematische Koinzidenzen wegen der bekannten Richtungsverteilung nicht in Frage — um Strahlenbündel aus jeweils demselben Primärstrahl handelt. Durch Absorptionsmessungen wird — bei Voraussetzung exponentieller Absorption — ein Schwächungskoeffizient von $\mu_{\text{Pb}} = 0,12 \text{ cm}^{-1}$ gefunden. Wegen des niedrigen μ_{Pb} ist bei Richtigkeit obiger Annahmen zu schließen, daß diese bis zu 10^3 Teilchen zählenden Strahlenbündel in etwa 1 bis 2 km Höhe über dem Boden entstehen könnten, womit die Messungen dem nach der Heisenberg'schen Theorie vorausgesagten und u. a. von Cosyns (diese Ber. 19, 1040, 1938) vermuteten Mechanismus der Schauerbildung entsprechen. *Juilfs.*

G. Wentzel. The angular spread of hard cosmic-ray showers. Phys. Rev. (2) 54, 869—872, 1938, Nr. 11. (Univ. Zürich.) Die Theorie des Dynatons (wie Verf. mit Yukawa das von letzterem aus der Theorie der Kernkräfte abgeleitete Austauschteilchen nennt, welches mit dem Mesotron nach Anderson identifiziert wird) läßt zunächst für Schauer aus solchen Teilchen große Divergenzwinkel erwarten. Schmeiser und Bothe finden aber bei harten Schauern nur kleine Divergenz. Die Einführung eines Formfaktors, der zu $|\Delta P| \lesssim \hbar/r$ führt, hat eine Begrenzung der Divergenzwinkel von der Ordnung \hbar/rp zur Folge und führt so zur Übereinstimmung mit der Beobachtung. *Ehmert.*

A. R. Hoog. Some observations on cosmic ray intensity. Rep. 23rd Meeting Australian New Zealand. Ass. Adv. Sci. 1937, S. 20. (Vgl. S. 117.) (Kurzer Sitzungsbericht.) Beobachtungen eines Halbjahres im Commonwealth Solar Obs. zeigen eine Sonnenkomponente von etwa 0,6 bis 0,7 % der gesamten Strahlung. Die Mittagsintensität dieser Komponente schwankt mit der Sonnenhöhe und hat einen scheinbaren Absorptionskoeffizienten von $0,0011 \text{ cm}^{-1} \text{ H}_2\text{O}$. An Schauern mit 2 bis 2000 Strahlen waren unter 10 cm Blei etwa 10 % zu beobachten, ihre Häufigkeit nimmt mit der Anzahl der Strahlen ab. Die Ionisation durch Schauerstrahlen besitzt einen ähnlichen Tagesverlauf wie der atmosphärische Potentialgradient auf See, der einen Zusammenhang mit der Gewitterhäufigkeit zeigt. *Riev.*

H. Kulenkampff. (Zum Teil nach Messungen von H. Kappler und H. Martin.) Bemerkungen über die durchdringende Komponente der Ultrastrahlung. Verh. D. Phys. Ges. (3) 19, 92, 1938, Nr. 2. (Jena.) Aus Koinzidenzmessungen mit Zählrohren für Absorberschichten bis zu 50 cm Blei wird geschlossen, daß die Ultrastrahlteilchen längs des ganzen Weges ionisieren. Es tritt eine geringe Streuung der Korpuskeln in der Größenordnung einiger Grad auf. Aus Absorptionsmessungen an verschiedenen Materialien wird geschlossen, daß für die durchdringende Komponente Proportionalität mit der Elektronenzahl pro cm^3 besteht. In Luft ist dagegen die Absorption wesentlich stärker. *Sittkus.*

Volney C. Wilson. The nature of the penetrating cosmic rays. Phys. Rev. (2) 55, 6—10, 1939, Nr. 1. Kurzer Sitzungsbericht ebenda S. 234, Nr. 2. (Univ. Chicago, Ill.) In einem Tunnel bzw. einem Stollen wurde unter 30 bzw. 300 m Wasseräquivalent (einschließlich der Atmosphäre) die örtliche Absorptionskurve mit Blei ausgemessen, das einmal über und einmal zwischen die Zählrohre einer Koinzidenzanlage gebracht wurde. Ferner wurde in der größeren Tiefe die Absorption der um 30° divergierenden Strahlen von Schauern untersucht. Diese sind in 10 cm Blei vollkommen absorbiert. In beiden Tiefen besteht die Ultrastrahlung aus durchdringenden ionisierenden Teilchen, welche von Schauern begleitet sind. Das Verhältnis der Häufigkeit von Schauern zu der der durchdringenden Teilchen nimmt mit der Tiefe zu. *Ehmert.*

Francis R. Shonka. New evidence for the existence of penetrating neutral particles. *Phys. Rev.* (2) **55**, 24—27, 1939, Nr. 1. Kurzer Sitzungsbericht ebenda S. 234, Nr. 2. (Univ. Chicago, Ill.) In etwa 4700 m Höhe wurde zwischen die vier übereinanderliegenden Zählrohre einer Koinzidenzanlage zunächst 17,3 cm Blei gebracht und dann noch weitere Bleischichten (bis 23 cm) einmal über (A) und einmal zwischen (B) die Zählrohre geschoben. Das Verhältnis A/B der Koinzidenzen in beiden Fällen ist bei 1,5 cm zusätzlicher Bleischicht $1,015 \pm 0,005$ und bei 19 cm Blei $1,06 \pm 0,007$. Der Effekt bei der kleineren Bleischicht wird auf die Erzeugung von Mesotronen durch Photonen zurückgeführt, während bei den größeren Bleischichten die neu entstehenden durchdringenden ionisierenden Teilchen durch schwere nicht ionisierende Teilchen, evtl. Neutrettos (ungeladene Mesotronen) entstehen sollten. *Ehmerl.*

W. Kolhörster und I. Matthes. Nachweis der Mesotronen der Höhenstrahlung durch Luftdruckkompensation. *Phys. ZS.* **40**, 142—143, 1939, Nr. 4. (Inst. Höhenstrahlenforsch. Univ. Berlin-Dahlem.) Mit einer Doppel-Zweifach-Koinzidenzapparatur wird die Abhängigkeit des Barometereffekts von der Vorfilterung untersucht. Die Vorfilterung wird durch Holzschichten bewirkt, die in den Strahlengang gebracht werden. Mit wachsender Filterung ergibt sich eine Abnahme des Barometereffekts von 2,65 % bei 750 mm Hg auf 1,65 % bei 850 mm Hg (Atmosphäre + Holzschicht). Der letztere Wert liegt nahe bei dem Barometereffekt der harten Komponente. Eine zweite Reihe von Messungen liefert den Barometereffekt, wenn Luftdruckschwankungen durch Holzabsorberschichten ausgeglichen werden. Ist der Barometereffekt ein Absorptionseffekt, so sollte er bei immer gleichbleibender Gesamtabsorption verschwinden. Die Messungen zeigen aber, daß er nur auf den Wert 1,5 bis 1,6 % absinkt, der der harten Komponente entspricht. Dieses Verhalten wird durch den Zerfall der Mesotronen, aus denen die harte Komponente besteht, erklärt. Änderungen des Luftdrucks bedeuten Änderungen der Laufzeit der Mesotronen vom Entstehungsort zum Beobachtungsort. Die Messungen liefern unabhängig vom Entstehungsort der Mesotronen die Halbwertszeit $\tau_0 = 4 \cdot 10^{-7}$ sec, wenn die Masse der Mesotronen gleich 150 Elektronenmassen und ihre mittlere Energie zu $3 \cdot 10^9$ e-V vorausgesetzt wird. Die mittlere freie Weglänge ergibt sich unabhängig von der Energie zu etwa 4,7 km. *Fünfer.*

Henri D. Rathgeber. Der Barometereffekt der kosmischen Ultrastrahlung und das Mesotron. *Naturwissensch.* **26**, 842—843, 1938, Nr. 52. (Phys. Inst. T. H. Zürich.) Wegen des radioaktiven Zerfalls der Mesotronen ist die Intensität der durchdringenden Komponente der kosmischen Ultrastrahlung vom Wege zwischen Entstehungsort der Mesotronen und dem Meßapparat, also dem Barometerstand abhängig. Hinzukommt die Absorption der größeren Luftmasse. Eine Überschlagsrechnung zeigt, daß der Barometereffekt von der Höhe des Entstehungsortes der Mesotronen unabhängig ist. Für den mittleren Zerfallsweg wird eine Strecke von 4 km gefunden, was bei einer mittleren Teilchenenergie von $1,5 \cdot 10^9$ e-V eine mittlere Zerfallszeit von etwa $0,7 \cdot 10^{-6}$ sec ergibt. *Juifls.*

P. M. S. Blackett. On the instability of the barytron and the temperature effect of cosmic rays. *Phys. Rev.* (2) **54**, 973—974, 1938, Nr. 11. (Univ. Manchester, Engl.) Der Massenabsorptionskoeffizient der harten Komponente der kosmischen Ultrastrahlung ist für Luft größer als für Wasser oder Erde, da in dichteren Substanzen ($\rho > 1$) kaum ein Mesotron zerfällt, bevor es nicht durch Ionisierung bereits zur Ruhe gekommen ist, während in Gasen ($\rho < 10^{-3}$) eine beträchtliche Anzahl von Mesotronen zerfällt, bevor sie durch Ionisierung gestoppt wird. Die Abnahme der Intensität der Ultrastrahlung mit wachsender mittlerer

Temperatur der Atmosphäre erklärt sich daraus, daß mit zunehmender Temperatur sich die Atmosphäre ausdehnt, und die Teilchen nun größere Wege bis zum Beobachtungsort zurückzulegen und damit eine größere Zerfallsschance haben. Der auf Grund dieser Überlegungen errechnete Temperaturkoeffizient von $\alpha = -0,20\%$ je $^{\circ}\text{C}$ stimmt befriedigend mit den experimentellen Ergebnissen überein. Die tägliche Variation der Intensität ist auf diese Weise nicht erklärbar, da sie einen umgekehrten Gang aufweist; sie ist daher anderen (solaren) Ursprungs. *Juülf.*

Robert A. Millikan. Mesotron as the name of the new particle. *Phys. Rev.* (2) 55, 105, 1939, Nr. 1. (Inst. Technol. Pasadena, Calif.) Auf einer Besprechung über Probleme der kosmischen Ultrastrahlung, an der Auger, Bohr, Blackett, Fermi, Heisenberg und Rossi teilnahmen, wurde der u. a. auch von Millikan für das neu entdeckte schwere Teilchen vorgeschlagene Name „Mesotron“ für das durchdringende Ultrastrahlungsteilchen vereinbart und eingeführt. *Juülf.*

J. I. Hopkins, W. M. Nielsen and L. W. Nordheim. Cloud-chamber analysis of barytron secondaries. *Phys. Rev.* (2) 55, 233, 1939, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) (West Georgia Coll.; Duke Univ.) Die Zahl der von der durchdringenden Komponente der kosmischen Strahlung in einer 0,82 cm dicken Bleiplatte erzeugten Sekundärteilchen wird in einer Wilson-Kammer untersucht. Etwa 8% der durchdringenden Teilchen sind von einem, weniger als 1% von zwei und mehr Strahlen begleitet. Alle Sekundärteilchen können durch Stoß von Mesotronen auf Elektronen der Atome erklärt werden. *Fünfer.*

E. M. Bruins. The decay of the penetrating cosmic rays. *Proc. Amsterdam* 42, 54—60, 1939, Nr. 1. (Natuurk. Lab. Amsterdam.) Euler und Heisenberg fassen die harte Komponente als aus Mesotronen bestehend auf, welche einem spontanen Zerfall unterliegen und berechnen aus dem Unterschied der Absorption in Luft gegenüber der in dichtem Material die mittlere Lebenszeit dieser Teilchen zu $2 \cdot 10^{-6}$ sec. Verf. setzt ebenfalls die Zerfallswahrscheinlichkeit umgekehrt proportional der Teilchenenergie an und berechnet die Änderung des Energiespektrums der harten Komponente mit der Höhe in der Atmosphäre unter Berücksichtigung des Zerfalls. Dieses Spektrum zeigt ein Maximum, das mit zunehmender Tiefe und mit abnehmender Lebensdauer der Mesotronen zu höheren Energien rückt. *Ehmerl.*

Thomas H. Johnson and Martin A. Pomerantz. The difference in the absorption of cosmic rays in air and water and the instability of the barytron. *Phys. Rev.* (2) 55, 104—105, 1939, Nr. 1. (Bartol Res. Found. Franklin Inst. Philadelphia, Penn.) Mittels Koinzidenzen wurde unter einem Wasserturm mit 8,9 m tiefer Füllung das Intensitätsverhältnis der senkrecht und mit einem Zenitwinkel von 58° einfallenden Teilchen gemessen, welche einmal 17 cm und bei einer zweiten Messung 38 cm Blei durchdringen mußten. Aus den Ergebnissen wird für eine Mesotronenmasse von $\frac{1}{10}$ der des Protons die mittlere Lebensdauer dieser Teilchen zu 2 bis $4 \cdot 10^{-6}$ sec berechnet. *Ehmerl.*

W. Heitler. Remarks on nuclear disintegrations by cosmic rays. *Phys. Rev.* (2) 54, 873—876, 1938, Nr. 11. (Will's Phys. Lab. Univ. Bristol, Engl.) Die in photographischen Schichten und seltener auch in der Nebelkammer beobachteten Effekte, daß von einem Zentrum mehrere schwere Teilchen ausgehen, neben welchen auch leichte Teilchen auftreten können, sind in der Weise zu verstehen, daß ein Ultrastrahlungsteilchen einen Kern auf eine solche Temperatur bringt, daß ein Teil der Bestandteile diesen verläßt. In größenordnungsmäßiger Übereinstimmung mit den Experimenten kann ein Teilchen von 100 MeV etwa

10 bis 20 schwere Teilchen (zum Teil Neutronen) mit Energien bis etwa 10 MeV zur Auslösung bringen. Wie kann aber ein Ultrastrahlungsteilchen dem Kern die Energie übermitteln? Wohl sind die Wirkungen schwerer Elektronen mit den Kernbestandteilen bekannt. Aber die obengenannten Effekte nehmen mit der Höhe viel stärker zu als die schweren Elektronen, so daß wohl auch Elektronen und Photonen an ihrer Auslösung beteiligt sein sollten. Hier kann die Quantentheorie keine Auskunft geben und Verf. weist besonders darauf hin, daß in diesem Fall wohl die Grenze der Quantentheorie erreicht ist und solche Experimente deshalb für die Theorie von fundamentaler Bedeutung sind. *Ehmert.*

Werner Kolhörster. Sonnenaktivität und Höhenstrahlen. *Phys. ZS.* **40**, 107—112, 1939, Nr. 2. (Inst. Höhenstrahlenforsch. Univ. Berlin.) Mit zwei großen Zweifach-Koinzidenzapparaturen wird die Ultrastrahlung fortlaufend registriert und der Einfluß der Sonnenrotation auf die Intensität beobachtet. Es ergibt sich für die Zeit vom 28. September 1937 bis 10. Oktober 1938 ein 27 tägiger Rhythmus der Strahlung mit einer Amplitude von 0,5 % des Tagesmittels. Eine nähere Diskussion der Zusammenhänge zeigt eine hohe negative Korrelation der Strahlungsintensität zu den Sonnenfleckenzahlen. *Sittkus.*

J. Juilfs. Ionisationsmessungen in der Troposphäre. *Naturwissensch.* **26**, 789—790, 1938, Nr. 48. (I. Phys. Inst. Univ. Berlin.) In den Temperaturumkehrschichten der Atmosphäre werden bei Ionisationsmessungen der kosmischen Ultrastrahlung im Freiballon fast stets Ionisationszunahmen gegenüber dem glatten Verlauf der Intensitätskurve gefunden, so daß die Intensität der kosmischen Ultrastrahlung nur durch die Minimalkurve der Meßpunkte bestimmt sein kann. Die Übereinstimmung der „Minimalkurven“ bis auf das Dichteverhältnis für die einzelnen Füllgase in der Ionisationskammer läßt darauf schließen, daß die Ionisierungsstärke der weichen Komponente der Ultrastrahlung ebenso wie die harte Komponente proportional der Dichte des Gases ionisiert. — Es wird ein Mechanismus zur Erklärung der Herkunft der zusätzlichen Aktivitäten in den Temperaturumkehrschichten und der Ionosphäre aus meteoritischen Staubmassen diskutiert. *Juilfs.*

M. S. Vallarta. Present status of the theory of the effect of the earth's magnetic field on cosmic rays. *Journ. Franklin Inst.* **227**, 1—29, 1939, Nr. 1. (Inst. Technol. Cambridge, Mass.) Die Hauptergebnisse der Theorie der Bahnen geladener Teilchen im Magnetfeld der Erde werden zusammengestellt und mit den experimentell gefundenen geomagnetischen Effekten verglichen. Dabei wird besonders auf den großen Phasenunterschied zwischen Theorie und Messung beim Längeneffekt hingewiesen, der eine sehr verschiedene Lage des aus Ultrastrahlungsmessungen erschlossenen geomagnetischen Zentrums der Erde gegenüber dem aus magnetischen Registrierungen bestimmten anzeigt. Erwähnt wird ferner die Wirkung der galaktischen Rotation auf geladene, im Erdfeld abgelenkte Partikel sowie der Einfluß des permanenten Magnetfeldes der Sonne und der Stromsysteme bei magnetischen Stürmen. *Rau.*

Thomas H. Johnson. The geomagnetic effects and their bearing upon the fundamental problems of the cosmic ray investigation. *Journ. Franklin Inst.* **227**, 37—58, 1939, Nr. 1. Aus den Ergebnissen der Ballonaufstiege von Bowen, Millikan und Neher in verschiedenen Breiten wird gezeigt, daß die weiche Komponente praktisch ganz aus geladenen Teilchen besteht, und zwar zu gleichen Teilen mit positiver und negativer Ladung. Die geomagnetischen Effekte im Meeresniveau müssen dann der hier 80 % der Gesamtstrahlung ausmachenden durchdringenden Komponente und deren Sekundären

zugeschrieben werden, die von energiereicheren Primären in der Erdatmosphäre ausgelöst wird und aus gleich viel positiven und negativen schweren Elektronen besteht. Da die Ost-West-Asymmetrie im Meeresniveau von dem Überschuß an Intensität aus positiven Primären über die aus negativen Primären herrührt, während in alle anderen geomagnetischen Effekte die gesamte Intensität aus positiven und negativen Primären eingeht, ist es möglich, den positiven und negativen Anteil an der Gesamtstrahlung in einer bestimmten Tiefe durch Kombinieren des Ost-West-Effektes mit den übrigen geomagnetischen Effekten zu bestimmen. Aus dem Längeneffekt und dem Effekt bei Änderungen des magnetischen Moments bei magnetischen Stürmen folgen Werte, die einen besonderen Wirkungsmechanismus erfordern, während Breiteneffekt und Nord-Süd-Asymmetrie übereinstimmend ergeben, daß alle primären Strahlen, die in mittleren Breiten die geomagnetischen Effekte verursachen, positiv geladen sind. Ob die schweren Elektronen der durchdringenden Komponente von energiereichen Protonen ausgelöst werden können, muß die Theorie entscheiden. Die gesamte Primärstrahlung ist also elektrisch geladen und es besteht zunächst ein Überschuß an positiver Ladung, der im intergalaktischen Raum nicht haltbar ist. Dort kann er aber durch mitbewegte Elektronen neutralisiert sein, die wegen ihrer geringen Masse nicht bis zur Erde vordringen können.

Rau.

Thomas H. Johnson. Cosmic-ray intensity and geomagnetic effects. *Rev. Modern Phys.* **10**, 193—244, 1938, Nr. 4. (Bartol Res. Found. Franklin Inst. Swarthmore, Penns.) In einer Zusammenfassung werden die Einheiten der Intensität der kosmischen Ultrastrahlung definiert und der Einfluß der verschiedenen Meßbedingungen auf die Registrierungen der Intensität der kosmischen Ultrastrahlung angegeben. Die Theorie der geomagnetischen Effekte nach Störmer und Lemaître-Vallarta wird mit den gemessenen Effekten verglichen, woraus sich Rückschlüsse auf Art und Intensität der Komponenten der primären Gesamtstrahlung ergeben.

Rau.

S. E. Forbush. On cosmic-ray effects associated with magnetic storms. *S.-A. Terr. Magn.* **43**, 203—218, 1938, Nr. 3. (Carnegie Inst. Wash.) Die Intensität der kosmischen Ultrastrahlung nimmt bei den magnetischen Stürmen vom 23. April bis 1. Mai 1937 und vom 16. bis 19. Januar 1938 um mehrere Prozent ab, bleibt aber bei anderen magnetischen Stürmen (z. B. 21. bis 24. August 1937) völlig ungestört, während die Felder beider Stürme an der Erdoberfläche gleich stark sind. Zur Erklärung werden westwärts fließende Ringströme in der Ebene des geomagnetischen Äquators angenommen, deren Abstand von der Erde für beide Arten von Stürmen verschieden groß sein muß. Die Felder dieser äquatorialen Ringströme werden mit den Feldern der für die gleichzeitig beobachteten Nordlichter verantwortlichen Ströme in den Polarlichtzonen überlagert. Aus dem magnetischen Potential dieses Stromsystems und den magnetischen Daten an weitverteilten Beobachtungsorten während der Stürme vom August 1937 und Januar 1938 ergibt sich, daß die äquatorialen Ringströme in beiden Fällen tatsächlich westwärts kreisen. Die Berechnung ihrer Radien sagt aus, daß für keinen der magnetischen Stürme der Radius des Ringstroms kleiner als zwei Erdradien war, läßt aber keinen Schluß zu, ob der Radius für Stürme, die die kosmische Ultrastrahlung beeinflussen, größer ist als für die anderen magnetischen Stürme. Innerhalb der Meßgenauigkeit ist die prozentuale Änderung der Intensität der Ultrastrahlung für zwei Orte mit 50° Breitenunterschied gleich groß; ein Breiteneffekt in der Wirkung der magnetischen Stürme um mehrere Prozent bleibt aber mit den Messungen vereinbar. Schließlich wird zwischen den Tagesmitteln der Ultrastrahlungsintensität an diesen beiden Stationen über längere magnetisch ungestörte

Zeiten eine sehr enge Korrelation gefunden, die zusammen mit einer möglichen 27-Tage-Periode entsprechend der Sonnenrotation auf eine gemeinsame Ursache dieses gleichmäßigen Ganges der Ultrastrahlungsintensität und des Effektes der magnetischen Stürme hinweist. *Rau.*

Minoru Kobayasi and Taisuke Okayama. On the creation and annihilation of heavy quanta in matter. Proc. Phys.-Math. Soc. Japan (3) 21, 1—13, 1939, Nr. 1. (Phys. Inst. Fac. Sc. Univ. Osaka.) Berechnung der Wirkungsquerschnitte für den Prozeß der Umwandlung eines Protons oder Neutrons durch ein γ -Quant (Energie E_0) unter Emission eines positiven oder negativen schweren Elektrons (Masse m_U) und für die Umkehrung dieses Prozesses. Es wird nicht die skalare, sondern die vektorielle Feldtheorie der Protonen und Neutronen in Wechselwirkung mit den schweren Elektronen zugrunde gelegt. Unterscheidung der Fälle 1. $E_0 - m_U c^2 \ll m_U c^2$, und 2. $E_0 \gg m_U c^2$. Damit die Heisenberg'schen Explosionsprozesse vernachlässigt werden können, werden im Fall 1 nur die Umwandlungen betrachtet, bei denen der Impuls des Rückstoßneutrons oder -protons $< m_U c$, im Fall 2 nur solche, bei denen der Winkel zwischen der Bewegungsrichtung des γ -Quants und des schweren Elektrons so klein ist, daß sich ihre Impulse um weniger als $m_U c$ unterscheiden. Im Fall 1 ist der Wirkungsquerschnitt proportional zu v/c für Erzeugung von schweren Elektronen der Geschwindigkeit v durch γ -Quanten, zu c/v für den Umkehrprozeß; im Fall 2 ist der Wirkungsquerschnitt für beide Prozesse bis zu beliebig hohen Energien unabhängig von der Energie. Die Ergebnisse sind nur in der Größenordnung richtig. Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für Erzeugung von schweren Elektronen und für Paarbildung ist für $E \gg m_U c^2$ etwa $1/100$, während etwa $1/10$ notwendig wäre, um die beobachtete Intensität der harten Komponente der Höhenstrahlung an der Meeresoberfläche zu deuten, falls diese harte Komponente aus schweren Elektronen besteht, die in der Atmosphäre erzeugt werden. Jedoch kann man hierin wegen der nur größenordnungsmäßig richtigen theoretischen Ergebnisse noch keinen Widerspruch erblicken. *Meixner.*

C. W. Thornthwaite and Benjamin Holzman. A new interpretation of the hydrologic cycle. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 595—596, Part 2, Aug. (U. S. Dep. Agricult. Wash.)

Gerhard Neumann. Triftströmungen an der Oberfläche bei „Adlergrund“-Feuerschiff. Ann. d. Hydrogr. 67, 82—91, 1939, Nr. 2. (Inst. Meereskde. Berlin.)

J. Proudman. On the currents in the North Channel of the Irish Sea. Month. Not. Geophys. Suppl. 4, 387—403, 1939, Nr. 6. *Dede.*

A. E. Parr. On the relative merits of dynamic topographies and isopycnic distributions for the study of ocean-current trajectories. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 172, Part 1, Aug. (Bingham Oceanogr. Lab. Yale Univ. New Haven, Conn.) *Steinhausser.*

John P. Tully. Some relations between meteorology and coast gradient-currents of the Pacific Coast of North America. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 176—183, Part 1, Aug. (Pacif. Biolog. Stat., Nanaimo, Brit. Columbia, Canada.) In graphischen Darstellungen werden die Jahresgänge von Luft- und Wasseroberflächentemperatur, Niederschlag und Salzgehalt des Wassers, Windrichtung und Windgeschwindigkeit gegenübergestellt. Der Salzgehalt sinkt nach größeren Niederschlägen als Folge des Zuflusses vom Land her. Die Verringerung des Salzgehaltes ist größer bei Winden, die gegen die Küste zu wehen, als bei Winden, die meerwärts gerichtet sind. In Querschnitten

ist für die einzelnen Jahreszeiten die Verteilung von Temperatur, Salzgehalt und spezifischem Volumen im küstennahen Gewässer dargestellt. Der Gradient der Wassertemperatur hängt von der Lufttemperatur und von der Windrichtung ab. Die küstenparallele Gradientströmung wird in Richtung und Stärke besonders durch die Wind- und Niederschlagsverhältnisse beeinflusst. Im Winter und Frühling geht sie gegen Nordwesten, im Spätsommer und Herbst aber entsprechend dem Windumschwung vorwiegend nach Südosten. *Steinhauser.*

C. O'D. Iselin. A promising theory concerning the causes and results of long-period variations in the strength of the gulf stream system. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 243—244, Part 1, Aug. (Woods Hole Oceanograph. Inst. Mass.) Verhältnismäßig geringe Schwankungen der Geschwindigkeit der Passatströmung können auch für größere Schwankungen der Bewegungsverhältnisse im Golfstrom von Bedeutung werden, wenn dabei eine bestimmte kritische Geschwindigkeit überschritten wird, bei der nach Rossby durch Aufrauen der Wasserflächen Wirbelbildung in den unteren Luftschichten und ein sprunghafter Anstieg des Reibungskoeffizienten einsetzt. Als zweiter Gesichtspunkt, der zur Erklärung periodischer Schwankungen der Golfstromintensität in Betracht kommt, wird eine Theorie entwickelt, wonach eine Verstärkung der großen nordatlantischen Antizyklone eine Verkleinerung ihres Durchmessers und umgekehrt eine Abschwächung der Antizyklone eine Vergrößerung ihres Durchmessers zur Folge hat, was von bedeutendem Einfluß auf den Golfstrom sein muß. In vorgesehenen fünfjährigen Untersuchungen soll festgestellt werden, ob diese Hypothesen zutreffende Erklärungen liefern. *Steinhauser.*

H. B. Hachey. The origin of the cold water layer of the Scotian shelf. Trans. Roy. Soc. Canada (3) 32, 29—42, 1938, Sect. III, Mai.

Norman E. A. Hinds. Geological evidences of recent floods. Trans. Amer. Geol. Union 1938, S. 646—647, Part 2, Aug. (Univ. Calif. Berkeley.)

R. D. Goodrich. Causes and control of major floods. Trans. Amer. Geol. Union 1938, S. 647—653, Part 2, Aug. (Univ. Wyoming, Laramie.) *Dede.*

R. B. Montgomery. Analysis of the flow-patterns on two surfaces of constant potential density in the Southern North Atlantic. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 171, Part 1, Aug. (Mass. Inst. Technol. Cambridge.) Die Untersuchung der Verteilung des Salz- und Sauerstoffgehalts in zwei Flächen konstanter potentieller Dichte ($\sigma_t = 27$ und $\sigma_t = 26$) ergab, daß die Strömung normal zu diesen Flächen und die vertikale Mischung im Verhältnis zur seitlichen Mischung von sekundärer Bedeutung sind. *Steinhauser.*

Otto Pratje. Aufgaben und Ziele der Grundprobensammlung der Deutschen Seewarte. (37. Beitrag zur Geologie der Meere.) Ann. d. Hydrogr. 67, 92—97, 1939, Nr. 2. (Hamburg.) *Dede.*

Merrill Bernard. Hydrometeorologie. A coordination of meteorologie and hydrologie. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 598—602. Part 2, Aug. (U. S. Weather Bur. Wash.) *Steinhauser.*

C.-G. Rossby. Solenoidal circulations resulting from lateral mixing. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 159—162, Part 1, Aug. (Mass. Inst. Technol. Cambridge.) Verf. geht davon aus, daß benachbarte Strömungen verschiedener Geschwindigkeit in einer isentropen Fläche durch seitliche Mischung aufeinander Scherungskräfte ausüben, die zur Entwicklung einer transversalen Strömungskomponente führen. Unter der Annahme, daß von 12 km Höhe bis zur isopotentiellen Fläche von 304° Westwinde und darunter bis zum Boden Ostwinde

herrschen, wird ein mächtiges transversales Zirkulationssystem abgeleitet, das aus einer zentralen Zelle mit entgegen dem Uhrzeigersinn gerichteter Zirkulation und nördlich und südlich davon aus Zellen mit Zirkulationen im Uhrzeigersinn besteht. Dieses Schema führt zur Existenz einer Wärmequelle unmittelbar südlich und einer Kältequelle unmittelbar nördlich vom Zirkulationszentrum und einer sekundären Kältequelle weit im Süden. *Steinhausser.*

C. L. Pekeris. Wave-distribution in a homogeneous current. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 163—164, Part 1, Aug. (Mass. Inst. Technol. Cambridge.) Bei einem Strom von unbegrenzter Dicke, der zu beiden Seiten von ruhender Flüssigkeit begrenzt ist, sind horizontale Störungen aller Wellenlängen instabil. Bei zwei Strömen endlicher Dicke und entgegengesetzter Richtung, die durch eine vertikale Fläche begrenzt sind, nimmt die Instabilität bei Wellenlängen, die im Verhältnis zur Dicke der Schichten lang sind, ab, verschwindet aber nicht. Die Untersuchung der Stromlinien derartiger instabiler Störungen zeigt eine Tendenz zur Wirbelbildung in dem Sinne, daß z. B. bei einem Weststrom zyklonale Wirbel nördlich und antizyklonale Wirbel südlich davon sich bilden. *Steinhausser.*

Jerome Namias. The forecasting significance of anticyclonic eddies on the isentropic chart. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 174—176, Part 1, Aug. (Mass. Inst. Technol. Cambridge.) Bei der Analyse isentroper Karten zeigte sich häufig die Bildung von großen antizyklonalen Wirbeln, die besonders in der Verteilung der spezifischen Feuchtigkeit in Erscheinung treten. Kleinere antizyklonale Wirbel bilden sich häufig im Gebiet zwischen einer Polarströmung mit nördlicher Komponente und einer südlichen Strömung. Die vertikale Achse dieser Antizyklone ist in ihrem Anfangsstadium gegen Westen geneigt. Die Bedeutung dieser Wirbel liegt in ihrem Einfluß auf die Feuchtigkeitsverteilung. Die Antizyklonen bleiben nur stationär, wenn die Winkelgeschwindigkeit der Windströmung vom Zentrum nach außen zunimmt oder konstant bleibt. Sie verlagern sich nach der Richtung, wo der radiale Gradient der Tangentialgeschwindigkeit am schwächsten ist. Entwicklung und Zerfall einer solchen Antizyklone wird an einem Beispiel gezeigt. *Steinhausser.*

C. H. Pierce. On the use of isentropic crosssections. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 170—171, Part 1, Aug. (U. S. Weather Bur. Wash.) Aerologische Schnitte, die dargestellt werden durch Isothermen potentieller Temperaturen und durch Isothermen isentroper Kondensationstemperaturen werden als wertvolle Ergänzung zu den synoptischen und zu den isentropen Karten empfohlen. Die isentrope Kondensationstemperatur wird definiert als die Temperatur, die ein Luftteilchen annimmt, wenn es adiabatisch bis zum Kondensationsniveau gehoben wird. Aus der Differenz zwischen potentieller und isentroper Kondensationstemperatur wird die Höhe des Kondensationsniveaus ersichtlich. Verf. zeigt die Bedeutung der Schnitte zur Veranschaulichung der Neigung der isentropen Flächen, zur Beurteilung der Stabilitätsverhältnisse und zur Bestimmung der Fronten und ihrer Änderungen. *Steinhausser.*

Franz Zimmer. Veränderung des Isobarenbildes einer Zyklone durch Stau und Föhn. Meteorol. ZS. 56, 33—34, 1939, Nr. 1. (Freudenthal.) *Steinhausser.*

Horst Philipps. Die Anwendung von Linienintegraltheoremen auf die Hydrodynamik irdischer und kosmischer Wirbel. Naturwissensch. 26, 457—460, 1938, Nr. 28. Zusammenfassender Bericht über einige wichtige Ergebnisse der „Physikalischen Hydrodynamik“ von V. Bjerknes (Berlin 1933), die sich mit den Gesetzen der Wirbelbewegung in der irdischen Atmosphäre befassen unter Berücksichtigung von Kompressibilität und thermischer

Einflüsse. Im einzelnen werden behandelt: Die B j e r k n e s s e n s c h e n Zirkulations-sätze, Schwingungen und Umläufe in der Atmosphäre mit Schwerefeld, der zirkulare Wirbel, die allgemeine Zirkulation der Atmosphäre. *Schlichting.*

W. Meinardus. Die Temperaturverhältnisse der südlichen Halbkugel. ZS. f. Geophys. 15, 94—106, 1939, Nr. 1/2. Es werden die jährlichen Temperaturamplituden in verschiedenen Breiten und die meridionalen Temperaturgradienten, die unperiodischen täglichen Temperaturschwankungen, die interdiurne Veränderlichkeit der Temperatur, die Windstärke und die meridionalen Luftdruckdifferenzen für Sommer und Winter untersucht. Es ergab sich, daß auf der südlichen Halbkugel im allgemeinen in der Zone von 35 bis 55° S im Gegensatz zu höheren und niederen Breiten die meridionalen Temperaturgradienten, die unperiodische Tagesschwankung und die interdiurne Veränderlichkeit der Temperatur wie auch Windstärke und Luftdruckgradient im Sommer ein Maximum haben.

Steinhausser.

Fritz Möller. Pseudopotentielle und äquivalentpotentielle Temperatur. Meteorol. ZS. 56, 1—12, 1939, Nr. 1. (Frankfurt a. M.) Der Verf. geht bei seinen Betrachtungen davon aus, daß erstens die Überführung eines Luftteilchens von einem Zustand in einen neuen Zustand nicht nur von den aufgewendeten Energien, sondern auch von dem eingeschlagenen Weg der Überführung abhängt, zweitens gleiche Erhöhung der Temperatur bei niederem Luftdruck große und bei hohem Druck kleine Erhöhungen der potentiellen Temperatur liefert und drittens bei gleicher Druckänderung die adiabatische Temperaturänderung um so größer ist, je höher die potentielle Temperatur des Teilchens ist. Dann zeigt er, daß bei gesättigter Luft und, wenn der Ausgangsdruck kleiner als 1000 mb ist, die pseudopotentielle Temperatur Θ_{ps} größer als die potentielle Äquivalenttemperatur oder äquivalentpotentielle Temperatur $\Theta_{\bar{a}, p}$ und diese wieder größer als die potentielle Temperatur mit Äquivalenzschlag oder äquivalente potentielle Temperatur $\Theta_{p, \bar{a}}$ ist (Beispiele in Tabellen). Die wirklichen Zustandsänderungen kondensierend aufsteigender Luft werden nur durch die Linien gleicher Θ_{ps} gegeben. Im Verhältnis zu den Unterschieden der angegebenen Größen ist der Einfluß falscher Annahmen über die Verdampfungswärme und die spezifische Wärme gesättigten Wasserdampfes auf den Kurvenverlauf der Zustandsänderung nicht groß. Verf. weist darauf hin, daß der Berechnung von Feuchtadiabaten Annahmen zugrunde gelegt werden müssen, ob das verflüssigte Wasser ausfällt oder nicht und ob für die Kondensation der Sättigungsdruck über ebenen oder gekrümmten Flächen maßgebend ist. *Steinhausser.*

E. Ekhart. Mittlere Temperaturverhältnisse der Alpen und der freien Atmosphäre über dem Alpenvorland. Ein Beitrag zur dreidimensionalen Klimatologie. I. Meteorol. ZS. 56, 12—26, 1939, Nr. 1. Berichtigung ebenda S. 92, Nr. 2. (Innsbruck.) Unter alleiniger Verwendung von Bergstationen wird die Höhenabhängigkeit der Temperatur für Tagesmittel und Termitteln getrennt für Nord- und Südalpen abgeleitet (Periode 1907 bis 1936). In den Nordalpen zeigen die Randstationen im Winter positive und im Sommer negative und die inneren Stationen umgekehrt im Winter negative und im Sommer positive Abweichungen von der Mittelkurve. Die Jahresschwankung ist im Mittel an den Innenstationen um 1° größer als an den Randstationen. Eintrittsdaten und Andauerwerte bestimmter Schwellenwerte der Temperatur in verschiedenen Höhen werden angegeben. Die Tagesschwankung der Temperatur nimmt im Frühling und Sommer mit der Höhe allmählich, im Herbst und Winter aber nur bis zu einer bestimmten Höhe ab, darüber wieder etwas zu und erst in den oberen Schichten wieder rasch ab. Die harmonische Analyse der Jahresgänge der

Temperatur zeigt, daß die Amplitude der Ganzjahresschwankung in Gipfelhöhe (3250 m) etwa zwei Drittel der Amplitude in der Niederung (250 m) beträgt und daß die periodischen Jahresextreme in Gipfelhöhe der Alpen um 14 Tage verspätet eintreten.

Steinhauser.

R. Heischmann. Überraschende Ausbildung eines V_b -artigen Tiefdruckgebietes über Mitteleuropa, 20. bis 21. August 1938. Ann. d. Hydrogr. **67**, 42—47, 1939, Nr. 1. (Wetterdienst, Nürnberg.) Eine eingehende Analyse der Wetterentwicklung zeigt, daß der Ausgangspunkt der Entwicklung der V_b -Lage in einer durch das Auftreffen einer Polarluftfront auf Tropikluft im Bereich der Westalpen geschaffenen dreimasseneckähnlichen Situation gegeben ist. Auf die Möglichkeit der prognostischen Erfassung derartiger Wetterlagen wird hingewiesen.

Steinhauser.

G. H. Schwabe. Witterungsverlauf an Winter- und Frühlingstagen auf der Insel Calbuco. Beobachtungstage: 1. bis 3. und 14. September sowie 13. Oktober 1937. Ann. d. Hydrogr. **67**, 99—101, Nr. 2.

Dede.

E. Brezina, W. Hellpach, R. Hesse, E. Martini, B. de Rudder, A. Schittenhelm, A. Seybold, L. Weickmann. Klima, Wetter, Mensch. Herausgegeben von Heinz Woltereck. VIII u. 446 S. Leipzig, Verlag Quelle und Meyer, 1938. Geb. RM. 18,—, brosch. RM. 16,50. Die Vielseitigkeit der unter dem Sammelbegriff „Bioklimatologie“ zusammengefaßten Probleme wird in den aus Einzelmonographien bestehenden Werk in einer auch nicht speziell Vorgebildeten leicht zugänglichen Form zur Darstellung gebracht. Die allgemeinen meteorologischen und klimatologischen Grundlagen sind von L. Weickmann (126 S.), die medizinisch-bioklimatischen von B. de Rudder (103 S.) dargestellt. An speziellen Teilfragen sind behandelt: Die Heißfaktoren des Klimas (A. Schittenhelm, 23 S.), Klima und Krankheitserreger (E. Martini, 50 S.), der Mensch im künstlichen Klima (E. Brezina, 44 S.), Bioklimatik der Pflanzen- (A. Seybold, 45 S.) und der Tierwelt (R. Hesse, 23 S.) sowie die Frage „Kultur und Klima“ (W. Hellpach, 22 S.).

H. Israël.

Heinrich A. Meixner. Die heutigen Anschauungen über die Frage der Luftelektrizität im Raum. Zschr. Gesundheits-Ing. **61**, 751, 1938, Nr. 52. (Frankfurt/Main.) Siehe auch diese Ber. S. 105.

Walter Liese. Stellungnahme des Verf. Ebenda S. 751. (Berlin.) Es handelt sich bei der Kontroverse um die Frage, ob die wissenschaftlichen Unterlagen für die betriebsmäßige Einführung von Ionisierungsgeräten in die Technik der Lufterneuerung („Luftaufbereitung“) schon genügend geklärt sind. H. A. Meixner hält die praktische Entwicklung geeigneter Ionisierungsgeräte schon jetzt für empfehlenswert, während W. Liese durchaus zutreffend im Schlußwort nochmals betont, daß die wissenschaftliche Frage der Bedeutung von Ionisierungsveränderungen in Lufterneuerungsanlagen noch durchaus ungeklärt ist, und deshalb vor Überschätzung und verfrühter Einführung solcher Geräte in die Praxis warnt.

H. Israël.

K. O. Kiepenheuer. Über den Nachweis der Sonnenstrahlung bei 2150 Å. ZS. f. Geophys. **14**, 327—332, 1938, Nr. 7/8. (Göttingen.) Dem Verf. gelang es, auf dem Jungfraujoch (3600 m ü. M.) die Sonnenstrahlung in der Ozon-Sauerstoff-Absorptionslücke bei 2500 Å nachzuweisen. Das atmosphärische Ozon filtert das Sonnenspektrum unter 2900 Å ab, die Ozon-Absorption hat bei 2550 Å ein Maximum und fällt gegen 2000 Å wieder ab, bei 2100 Å setzt die Absorption des Sauerstoffs ein. So bildet sich bei 2150 Å eine Lücke, in der die Sonnen-

strahlung wenigstens in höheren Lagen wieder auftauchen sollte. Um nicht auf Filter und Doppelmonochromatoren (mit engem Spalt) angewiesen zu sein, wurden zum Nachweis der Strahlung, die grob durch einen einfachen, lichtstarken Monochromator gefiltert wurde, lichtelektrische Kathoden angewandt, die aus Platin gefertigt waren und fast ausschließlich nur unter 2500 Å lichtelektrische Eigenschaften besaßen. Die Realität der Sonnenstrahlung um 2150 Å wurde nun so bewiesen, daß abwechselnd mit Filtern, die für $\lambda < 2850$ Å undurchlässig waren, und ohne Filter, die durch den Monochromator (Trommelstellung 2150 Å) gehende Strahlung gemessen wurde. Dabei ergab sich: Die Intensität der Strahlung um 2150 Å schwankt außerordentlich stark und tritt im allgemeinen nur kurzzeitig auf. Sie zeigt Abhängigkeit vom Sonnenstande. Nach 13,30 Uhr ist sie noch nie beobachtet worden. Zur Erklärung der starken Schwankungen wird theoretisch gezeigt, daß schon geringe Konzentrationsänderungen der Atmosphäre starke Intensitätsschwankungen der Strahlung bei 2150 Å hervorrufen müssen. *Peukert.*

Arthur Adel and C. O. Lampland. The analysis of the infrared limit of atmospheric transmission. *Astrophys. Journ.* 88, 182—185, 1938, Nr. 2. (Lowell Obs. Flagstaff, Arizona.) Die Durchlässigkeit der Erdatmosphäre im Ultrarot ist begrenzt durch die starke Ozonabsorption bei $9,6\mu$ und durch eine völlige Undurchlässigkeit bei 14μ . Zwischen diesen beiden Stellen liegen die Absorptionsbanden q_1 und q_2 . Die Verff. zeigen, daß die langwellige Grenze durch eine schwache Ozonabsorptionsbande bei $14,2\mu$ und die starke CO_2 -Bande bei 14μ bedingt ist. *Frerichs.*

Arthur Adel. Further detail in the rocksalt prismatic solar spectrum. *Astrophys. Journ.* 88, 186—188, 1938, Nr. 2. (Lowell Obs. Flagstaff, Arizona.) Das Sonnenspektrum wurde im Steinsalzgebiet mit größerer Dispersion aufgenommen. Die starke Ozonbande bei $9,6\mu$ besteht aus einem Dublett. Daneben treten zwischen $7,2$ und $8,5\mu$ noch weitere Absorptionsbanden auf. *Frerichs.*

Hans Müller. Sichtrückgang in arktischer Kaltluft über der Ostsee. (Wetterlage vom 6. bis 8. Dezember 1937.) *Ann. d. Hydrogr.* 67, 70—74, 1939, Nr. 2. (Kiel.) *Dede.*

V. Conrad. Die Komponenten der Jahresschwankung der Sonnenscheindauer. *Helv. Phys. Acta* 12, 38—49, 1939, Nr. 1. (Wien.) Die harmonische Analyse der Jahresgänge der relativen Sonnenscheindauer in verschiedenen Höhenlagen in den Alpen zeigte, daß sie sich aus einer ganz- und einer halbjährigen Schwankung zusammensetzen. Die ganzjährige Welle verläuft in 3000 m nahezu spiegelbildlich zu der in 100 m Höhe (Maximum oben im Winter, unten im Sommer). Der Übergang erfolgt in einer Zwischenschicht in 2000 bis 2400 m mit einer fast sprunghaften Abnahme des Phasenwinkels um 100° . Die Amplitude der Ganzjahresschwankung nimmt bis zur Zwischenschicht sehr rasch ab und steigt darüber wieder an ($a_1 = 22,5 - 1,925h + 0,045h^2$, h in Hektometer). Die Amplitude der Halbjahresschwankung erweist sich dagegen als invariant mit der Höhe. Der Phasenwinkel der Halbjahresschwankung nimmt mit der Höhe bis zur Zwischenschicht langsam zu, darüber wieder etwas ab. In der Zwischenschicht tritt die Halbjahreswelle dominierend in Erscheinung. Verf. verweist auf ähnliche Erscheinungen im Jahresgang des Luftdruckes in verschiedenen Höhen. Eine Erklärung läßt sich aus diesen Analogien aber nicht ableiten. *Steinhausser.*

Jean-Ph. Buffle, Charles Jung et Paul Rossier. Observations d'un phénomène d'optique lacustre: l'iris du 8 mars 1938 sur le lac de Genève. *C. R. Séances Soc. de phys. Genève* 55, 71—73, 1938, Nr. 2. [Suppl. zu *Arch. sc. phys. et nat.* (5) 20, 1938, Juli/Aug.] Es wird die Beobachtung eines

leuchtenden Spektrums einem Regenbogen gleich auf dem Genfer See beschrieben. E. Wartmann beobachtete eine solche Erscheinung, die man sowohl auf der Wasseroberfläche wie auch direkt darüber schwebend erblickte, 1868 zum erstenmal. Über die Entstehung dieses leuchtenden Bogens gibt es zwei Ansichten. Einmal wird durch Deformierung der Wasseroberfläche eine spektrale Zerlegung des Lichtes als Ursache angenommen, zum andern wird diese Erscheinung dünnen Lamellen einer hinlänglich dicken Schicht auf der Wasseroberfläche zugeschrieben. Die Erscheinung am 8. März 1938 wurde von drei Beobachtern verfolgt und nach ihrer Lage zum See bestimmt. Es ergab sich das Resultat, daß es sich wahrscheinlich um einen tiefstehenden Regenbogen handelte, hervorgerufen durch Tröpfchen, die über dem See schwebten, eine Annahme, die durch die meteorologischen Daten der vorhergegangenen Nacht an Wahrscheinlichkeit gewann. Zunächst wurde Reifbildung festgestellt, und durch die so bewirkte Abkühlung trat Nebel auf.

Peukert.

G. Manley. On the occurrence of snow-cover in Great Britain. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **65**, 2—24, 1939, Nr. 278. (Meteorol. Office, London.)

Soubhi Mazloum. La composante annuelle de la pluie en Syrie et au Liban. C. R. **208**, 458—460, 1939, Nr. 6. *Dede.*

H. Wexler und J. Namias. Mean monthly isentropic charts and their relation to departures of summer rainfall. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 164—170, Part 1, Aug. (U. S. Weather Bur. Wash., Mass. Inst. Technol. Cambridge.) Die Niederschlagsverteilung in den Monaten August 1934 bis 1937 wird auf Grund mittlerer isentroper Karten, die die Topographie der Fläche gleicher potentieller Temperatur von 315° und die Verteilung der spezifischen Feuchtigkeit in dieser Fläche zeigen, diskutiert. In diesen Karten finden sich über Nordamerika je zwei Zungen feuchter Luft, die von Süden und Südwesten und Zungen trockener Luft, die östlich von jeder der vorigen aus Norden und Nordosten einer antizyklonalen Strömung entsprechend sich erstrecken. Die Anomalien der Niederschlagsverteilung werden auf Grund der Lage dieser ineinandergreifenden Gebiete trockener und feuchter Luft erklärt. *Steinhauser.*

Edward Soucek and J. W. Howe. A study of the variability of precipitation. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 520—525, Part 1, Aug. (Inst. Hydraul. Res. Univ. Iowa.) Aus 62 jährigen Beobachtungsreihen der Niederschlagsmengen wurden übergreifende 2-, 5-, 10-, 20- und 39 jährige Mittelwerte gebildet. Die Veränderlichkeit der Niederschläge wird durch Häufigkeitsverteilungen der Verhältniszahlen jeder dieser Mittelwerte und auch der 1 jährigen Werte zum Gesamtmittel der 62 jährigen Reihe dargestellt. In graphischen Darstellungen, die so angeordnet sind, daß die Variationsbreiten der Verhältniszahlen wie auch die prozentuellen Häufigkeiten, die angeben, wie oft bestimmte Schwellenwerte der Verhältniszahlen überschritten werden, für jede Periodenlänge daraus entnommen werden können, ist gezeigt, wie die Veränderlichkeit der Mittelwerte mit wachsender Periodenlänge abnimmt. *Steinhauser.*

Arno T. Lenz. Monthly variation of rainfall-intensities in Wisconsin. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 550—553, Part 1, Aug. (Univ. Wisconsin, Madison.)

Ralf R. Woolley and J. Cecil Alter. Precipitation and vegetation. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 604—607, Part 2, Aug. (U. S. Weather Bur. Salt Lake City, Utah.) *Dede.*

R. Renner. Zur Frage der Temperatur in entwicklungsfähigen Quellwolken. Ann. d. Hydrogr. **67**, 38—42, 1939, Nr. 1. (Wetterflugstelle Breslau.) Durch den Vergleich der Ergebnisse eines aerologischen Flugzeugaufstieges im Innern eines in kräftiger Entwicklung befindlichen Cumulonimbus mit einem unmittelbar nach dem Abzug der Wolke im wolkenfreien Raum unter gleichen Bedingungen durchgeführten Aufstieg wurde festgestellt, daß die Temperatur in der Wolke höher war als außerhalb. Die Übertemperatur nahm mit der Höhe bis nahezu 2° in 3500 m zu. Nur im obersten Teil der Wolke, über 4500 m, war die Temperatur in der Wolke niedriger als außen, was darauf zurückgeführt wird, daß dort die Wolke über ihre statische Gleichgewichtslage sich hinausentwickelt hat und daß überdies die Außenluft durch Absinken zusätzlich erwärmt worden ist. *Steinhauser.*

G. Grimminger. The intensity of lateral mixing in the atmosphere as determined from isentropic charts. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 163, Part 1, Aug. (U. S. Weather Bur. Wash., D. C.) Die Analyse isentroper Karten eignet sich besonders zur Verfolgung von Strömungen feuchter Luft, wobei sich zeigt, daß die Verteilung der Feuchtigkeit im Luftstrom sich anders ändert, als aus der Windverteilung zu vermuten wäre. Es handelt sich dabei um einen seitlichen isentropen Mischungsprozeß, dessen Intensität durch einen Austauschkoefizienten bestimmt werden kann. Aus täglichen Karten wurden Austauschkoefizienten von $0,3 \cdot 10^9$ bis $39 \cdot 10^9$ cm²/sec berechnet, welche Werte zwischen den von Richardson für Diffusion über Distanzen bis 100 km und den von Defant für die Turbulenz der allgemeinen Zirkulation bestimmten Werten liegen. *Steinhauser.*

Glen N. Cox. Evaporation-studies at Baton Rouge, Louisiana. Trans Amer. Geophys. Union 1938, S. 497—500, Part 1, Aug. (Louisiana State Univ.) Aus Messungen mit einem auf einem See schwimmenden Kupferbehälter wurde folgende Formel für die Verdunstung E (Inches pro Tag) abgeleitet: $E = (VPD + 0,0016 TD) (0,564 + 0,051 TD + W/300)$. Dabei ist VPD der Dampfdruck bei mittlerer Lufttemperatur multipliziert mit 1 minus relativer Feuchtigkeit, TD die Differenz der mittleren Wassertemperatur minus mittlerer Lufttemperatur und W der Windweg drei Fuß über der Wasserfläche in Meilen pro Tag. *Steinhauser.*

F. J. Veihmeyer. Evaporation from soils and transpiration. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 612—619, Part 2, Aug. (Univ. Davis Calif.) Die direkte Verdunstung von der Bodenoberfläche ist im Vergleich zu dem Wasserverlust, der durch die Transpiration der Pflanzen bewirkt wird, nur sehr gering. Eine Vegetationsdecke bedeutet daher keinen Schutz vor Austrocknung des Bodens sondern sie fördert diese noch. *Steinhauser.*

P. R. Krishna Rao and K. L. Bhatia. Distribution of temperature and humidity in the upper air over Karachi. Current Science **8**, 71—73, 1939, Nr. 2. (R. A. F. Meteorol. Office, Karachi Air Port.) Zur Ergänzung früherer, in den Indian Meteorological Department Scientific Notes veröffentlichten Diagrammen über die mittlere Temperatur- und Feuchtigkeitsverteilung in den oberen Luftschichten von Karachi, wurden nach Januar 1936 neue meteorologische Flüge ausgeführt; die hierbei gewonnenen Beobachtungsergebnisse werden erläutert und durch Schaubilder dargestellt. *Szivevsky.*

H. Koschmieder. Staubstürme und Staubwände. Naturwissensch. **27**, 113—122, 1939, Nr. 8. (Aeron. Obs. Lindenberg.) *Dele.*

J. J. Nolan and P. J. Nolan. (With an appendix by P. G. Gormley.) Diffusion and fall of atmospheric condensation nuclei. Proc. Roy. Irish Acad. (A) 45, S. 47—63, 1938, Nr. 4. In einer früheren Arbeit hatten J. J. Nolan und V. H. Guerrini (vgl. diese Ber. 17, 795, 1936) aus dem Kernverlust beim Durchstreichen kernhaltiger Luft durch feine spaltartige Kanäle in horizontaler bzw. vertikaler Lage in Dublin einen mittleren Diffusionskoeffizienten von $D = 18 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{sec}$, eine mittlere Fallgeschwindigkeit von $v = 7,5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}/\text{sec}$ und daraus eine mittlere Teilchenmasse von $1,68 \cdot 10^{-16} \text{ g}$ berechnet. Auf einige Einwände hin, daß nämlich der Kernverlust durch Diffusion und durch Ausfallen nicht unabhängig voneinander behandelt und additiv betrachtet werden dürfen, daß die Methodik (Kernreservoir in einem mit Wasser beschickten Gasometer) eine Veränderung der Kerne in sich schließt und daß außerdem die Kerne schon durch den im Untersuchungsengang begründeten Alterungsvorgang andere Eigenschaften gegenüber denen der freien Atmosphäre annehmen, werden die alten Versuche neu rechnerisch ausgewertet bzw. neue Versuchsreihen mit verbesserter Methodik (ölgefülltes Gasometer) aufgenommen. Die Neuauswertung auf Grund einer besser fundierten Diffusionsbetrachtung (Ableitung im Anhang mitgeteilt) ergibt für die alten Messungen ein $D = 12 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{sec}$ und $v = 15 \cdot 10^{-5} \text{ cm}/\text{sec}$. Bei Benutzung des Ölgasometers ergibt sich ein $D = 20 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{sec}$. Für die Dichte der Kernmaterie folgt aus einem Vergleich von Diffusionsverlust und Fallgeschwindigkeit im Mittel der Wert von 2,8; für die Kerngröße errechnet sich damit ein Mittelwert von $3,55 \cdot 10^{-6}$ ($2,68 \cdot 10^{-6}$) cm bei Verwendung eines Wasser-(Öl-)Gasometers. Versuche an einer Landstation (Glencree) machen es wahrscheinlich, daß dort die Kerne im Mittel kleiner sind als in der Großstadt (Dublin).

H. Israel.

H. Landsberg. Atmospheric condensation nuclei. Ergebn. d. kosm. Phys. 3, 155—252, 1938. Die Arbeit ist die erste zusammenfassende Monographie über die atmosphärischen Kondensationskerne seit den grundlegenden Arbeiten von J. Aitken. In Einzelkapiteln sind behandelt: Physikalische und chemische Eigenschaften der Kerne (22 S.), Meßmethoden (15 S.), Perioden des atmosphärischen Kerngehaltes und Zusammenhang mit anderen meteorologischen Elementen (19 S.) und Klimatologie der Kondensationskerne (örtliche und Höhenabhängigkeit, Kerngehalt in geschlossenen Räumen, Bioklimatologie der Kerne; 14 S.). In einer Tabelle sind für 166 Land- und für 34 Seemeßorte die gesamten bisher bekannt gewordenen Kernzahlbestimmungen (Mittelwert, Maximum, Minimum) nebst Angaben über Ortskoordinaten und Höhenlage, Beobachter, Apparat, Beobachtungszeit und Anzahl der Beobachtungen zusammengestellt. 227 Literaturnachweise ergänzen die sehr dankenswerte Monographie.

H. Israel.

M. Paul. Erfahrungen mit einem neuen geothermischen Aufschlußverfahren. ZS. f. Geophys. 15, 88—93, 1939, Nr. 1/2. (Berlin.) Durch Bodentemperaturmessungen in 2 m Tiefe wird in Gebieten mit Schwefelerzlagern über diesen eine Hebung der Bodentemperatur bis zu einigen Graden festgestellt. Der Verlauf einer bei Pfaffenreuth (Oberpfalz) festgelegten Aufheizungszone über Schwefelkies deckt sich gut mit der dortigen magnetischen Anomalie. Auch in anderen Gebieten wird Übereinstimmung von Aufheizungs-zonen und magnetischen Anomalien gefunden. Zur weiteren Ausgestaltung dieses geothermischen Aufschlußverfahrens wird zwecks Ausschaltung äußerer Einflüsse gleichzeitige Messung in verschiedenen Tiefen vorgeschlagen.

H. Israel.

Irwin Roman. Superposition in interpretation of resistivity-data. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 213, Part 1, Aug. (U. S. Geol. Survey

Baltimore, Maryland.) Vorschläge zur praktischen Auswertung von Bodenwiderstandsmessungen zur Lagerstättenbestimmung auf graphischem Wege (kurze Zusammenfassung). *H. Israël.*

Robley D. Evans and Clark Goodman. Radioactive air inhalation as a health hazard. *Phys. Rev. (2)* **54**, 866, 1938, Nr. 10. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Inst. Technol. Mass.) Längere Einatmung hoher RaEm- und ThEm-Mengen, der die Arbeiter in der Ra-Industrie ausgesetzt sind, können zu Gesundheitsschädigungen führen, die noch nach 10 bis 15 Jahren feststellbar sind. Tierversuche ergaben nachweisbare Gewebeschädigungen nach α -Bestrahlung (Intensitäten nicht angegeben). Für die Ra-Industrie wird eine Vermehrung der Schutzmaßnahmen empfohlen. *H. Israël.*

Clark Goodman and Robley D. Evans. Determination of the radon and thoron content of air. *Phys. Rev. (2)* **54**, 866, 1938, Nr. 10. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Inst. Technol. Mass.) Mittels einer der Gerdienischen ähnlichen Aktivierungsmethode wird der RaEm- und ThEm-Gehalt in Leuchtzifferblatt- und Glühstrumpffabriken gemessen. Verff. finden 4 bis $25 \cdot 10^{-12}$ Curie RaEm pro Liter bzw. 250 bis 4400 Curie ThEm (? Einheit nicht angegeben) pro Liter. *H. Israël.*

Ludwig Weickmann. Klima und Wetter im Lebensraum des Menschen. *Naturwissensch.* **27**, 22—28, 1939, Nr. 2. (Leipzig.)

Hellmut Berg. Meteorotropie bei Bewußtseinsstörungen infolge einer Kriegsverletzung. *Bioklim. Beibl.* **5**, 160—164, 1938, Nr. 4. (Köln.)

G. Pogade. Die Verwendung von Bergbeobachtungen beim Zeichnen von Höhenwetterkarten. (Absolute Topographie der 500 mb-Fläche). *Ann. d. Hydrogr.* **67**, 48—49, 1939, Nr. 1. (Hamburg.)

Dede.

Fr. Trappe and L. Ruprecht. Die Anwendung der seismischen Reflexionsmethode zur Untersuchung von Salzstöcken im Harzvorland. *ZS. f. Geophys.* **15**, 37—40, 1939, Nr. 1/2. Im nördlichen Harzvorland wurden reflexionsseismische Untersuchungen angesetzt, um Erzlagerstätten und Salzstöcke aufzusuchen. Die sehr wechselnden und uneinheitlichen geologischen Verhältnisse erfordern eine besonders vorsichtige Deutung der Seismogramme. Die an Hand einiger zum Teil abgebildeter Seismogramme in der Praxis vorausgerechneten Tiefenlagen der Schichten wurden, wie ein Beispiel und das dazugehörige Bohrprofil in der Abbildung zeigen, bestätigt. *Schmerwitz.*

George P. Woollard, Maurice Ewing and Meredith Johnson. Geophysical investigations of the geologic structure of the coastal plain. *Trans. Amer. Geophys. Union* 1938, S. 98—107, Part 1, Aug. (Lehigh Univ. Bethlehem, Penns.; New Jersey State Geol. Trenton.) Seismische Aufschlußverfahren werden an Hand der ermittelten Laufzeitkurven und der geologischen Profile eingehend durchgesprochen. Für die Deutung hat sich auch hier die gleichzeitige Heranziehung gravimetrischer Aufschlüsse und die Berücksichtigung der geologischen Verhältnisse bewährt. *Schmerwitz.*

Geophysikalische Berichte

M. Toperczer. Das Laufbild im Dienste der meteorologischen Wissenschaft. Meteorol. ZS. 56, 124—127, 1939, Nr. 3. *Dede.*

O. Meißer. Ein kurzperiodisches Galvanometer für langsame elektrische Schwingungen. Veröff. Reichsanst. f. Erdbebenforsch. Jena Nr. 34, S. 73—83, 1938. Die verschiedensten geophysikalischen Vorgänge, besonders die Erschütterungen, werden mehr und mehr durch elektrische Meßgeräte photographisch aufgezeichnet. Die Anforderungen an die Meßgeräte bezüglich Empfindlichkeit und Frequenzbereich, sowie die Frequenzcharakteristiken von Galvanometer und Seismometer sowie die resultierende Frequenzcharakteristik werden betrachtet. Zur Durchführung der Konstruktion eines geeigneten Galvanometers wurden verschiedene Möglichkeiten verfolgt. Die gewöhnlichen Schleifenzillographen sind wenig geeignet. Mit den zu „Resonanzrelais“ umgebauten Telephonen und Lautsprecher-Systemen war die Empfindlichkeit annähernd erreichbar, jedoch war eine kurventreue Aufzeichnung von niederfrequenten Strömen nicht möglich. Technisch die beste Konstruktion ergab ein Fadenaufgehängtes Drehspulsystem, jedoch war bei Frequenzen über 50 Hertz die nötige Dämpfung schwer erreichbar, so daß auch dieser Weg wieder verlassen wurde. Endgültig gewählt wurde ein Tauchspulengalvanometer. Nachdem die anfänglichen Schwierigkeiten überwunden waren (Erzielung erheblicher Magnetfelder, saubere Anfertigung leichtester Spulen) konnten schließlich hochwertige Typen gebaut werden, bei denen auch die Eigenfrequenz einstellbar ist. Es wurde ein Geländeoszillograph mit sechs Galvanometern entwickelt. *Hohle.*

J. H. Nelson. An electromagnetic method of determining induction coefficients of magnetometer-magnets. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 186, Part 1, Aug. (U. S. Coast a. Geod. Survey Wash.) Der Induktionskoeffizient (h) eines Magneten, als Betrag (dM) der Änderung des Moments M im Einheitsfeld, ändert sich umgekehrt mit dem Moment, so daß der Induktionsfaktor ($\mu = M \cdot h$) des Magneten über einen längeren Zeitraum als konstant betrachtet werden kann. Verf. gibt nun eine Methode, mittels elektrisch erzeugter magnetischer Felder den Induktionskoeffizienten aus einem bekannten Hilfsfeld und den Ablenkungswinkeln, um die ein aufgehängter Magnet unter Mitwirkung des zu untersuchenden Magnetes mit und ohne Hilfsfeld gedreht wird, zu bestimmen. *A. Burger.*

H. Herbert Howe. Testing the orientation of a declination-variometer by its temperature-coefficient. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 186—188, Part. 1, Aug. (U. S. Coast a. Geod. Survey Wash.) Der Gang der Basiswerte in Analogie zu dem Verlauf der Temperatur gibt ein gutes Kriterium für die Fehlorientierung eines Magneten im Deklinationsvariometer in bezug auf den magnetischen Meridian. An Hand eines Beispiels wird gezeigt daß ein Orientierungsfehler von rund 2° einen relativ großen Temperaturkoeffizienten ergibt, wobei noch der Einfluß der Horizontalintensität zu berücksichtigen ist. Wird das Variometer mittels eines Torsionsgewichtes an Stelle des Magnetometer-Magneten justiert, so läßt sich der Fehler bis auf wenige Minuten beseitigen unter gleichzeitiger Abnahme des Temperaturkoeffizienten. Die Basiswerte erweisen sich dann unabhängig vom jahreszeitlichen Temperaturverlauf. *A. Burger.*

Norman B. Keevil. The calculation of geological age. Amer. Journ. Science (Sill.) 237, 195—214, 1939, Nr. 3. (Harvard Univ. Cambridge, Mass.) Die mathematischen Grundlagen der Altersbestimmungen von Gesteinen und Mineralien aus radioaktiven Daten werden neu bearbeitet. Unter der Voraussetzung,

daß der gefundene He- bzw. Bleigehalt der untersuchten Substanzen dem radioaktiven Zerfallsgeschehen entstammt und keine Veränderungen anderer Art erlitten hat, werden drei Wege des Untersuchungsganges entwickelt: Exakte analytische Lösungen der radioaktiven Zerfallsgleichungen zur Altersbestimmung sind möglich, falls entweder nur Th-Produkte in der Probe enthalten sind, aus dem Verhältnis $^{208}\text{Pb}/\text{Th}$ bzw. He/Th , oder falls bei fehlenden Th-Produkten nur U I und AcU berücksichtigt zu werden brauchen, bei bekannter mengenmäßiger Isotopenzusammensetzung des radiogenen Bleis aus den Verhältnissen $^{206}\text{Pb}/\text{U I}$ bzw. $^{207}\text{Pb}/\text{U I}$ oder $^{207}\text{Pb}/\text{AcU}$. Sind alle drei radioaktiven Reihen in der Probe enthalten, so kann aus ihrem Gehalt an Muttersubstanzen, radiogenem Blei und He das Alter durch sukzessive Näherungsmethoden mit einer die Analysengenauigkeit wesentlich übersteigenden Genauigkeit ermittelt werden. *H. Israel.*

Hellmut Berg. Zur Temperatureichung von Flugzeugmeteorographen. Ann. d. Hydrogr. **67**, 137—141, 1939, Nr. 3. (Köln.) *Dede.*

Horst-Günther Koch. Einfachanschnitte bei verschiedenen Wetterlagen. Beitr. z. Phys. d. freien Atmosph. **25**, 171—188, 1939, Nr. 2. (Celle.) Nach in Abständen von 15 min ausgeführten Serienaufstiegen wird in Isoplethen der Windrichtungen und der Windgeschwindigkeiten die Windstruktur in den unteren 2000 m bei NW-Strömung, bei sommerlichem Schönwetter und bei Rückseitenwetter dargestellt. Zur Charakterisierung der Windstruktur werden für die drei Wettertypen die mittleren Abweichungen (mittlere Fehler) von den Durchschnittswerten angegeben. Die mittleren Fehler der Geschwindigkeitsangaben betragen bei der NW-Strömung $\frac{1}{6}$, bei Schönwetter $\frac{1}{5}$, bei Rückseitenwetter aber $\frac{1}{3}$ der mittleren Geschwindigkeit. In Einzelfällen sind sie in den untersten Luftschichten noch bedeutend größer. Die Unterschiede in der Windstruktur kommen auch in Häufigkeitsverteilungen der Abweichungen vom Mittelwert der Windrichtung und der Windgeschwindigkeit zum Ausdruck. Die Daten der zeitlichen Veränderungen im Windfeld zeigen, welche geringe Bedeutung einem einzelnen Aufstieg für die Erfassung des „wahren“ Zustandes zukommt. Abschließend werden die Ergebnisse der Meßreihen zur Beschreibung des Unruhezustandes im Windfeld bei den verschiedenen Wettertypen kurz zusammengefaßt. *Steinhausser.*

H. Goldschmidt. Vergleichsmessungen mit Schalenanemometern. Meteorol. ZS. **56**, 62—71, 1939, Nr. 2. (Meteorol. Obs. Wahnsdorf.) Nach einer Übersicht über frühere Untersuchungen der Genauigkeit von Schalenanemometern und über die daraus für ein zweckmäßiges Anemometer gefolgerten Forderungen berichtet der Verf. über die eigenen Vergleichsmessungen an acht Apparaten und die dabei gewonnenen Erfahrungen. Als wertvolles Kennzeichen für die Brauchbarkeit von Schalensternen erwies sich das Verhältnis zwischen Drehmoment und Trägheitsmoment. Besondere Bedeutung haben die Anlaufzahlen, in denen die Wirkung von Trägheitsmoment und Luftwiderstand zur Geltung kommt. Einwandfreie Messungen geringer Windgeschwindigkeiten, bei denen die Fehlanzeigen namentlich großer und schwerer Schalenanemometer besonders groß sind, lassen sich nur mit ganz leichten Schalensternen mit sehr kleinem Trägheitsmoment durchführen. Die Vergleichsmessungen ergaben auch, daß die in Wahnsdorf 1916 bis 1936 gemessenen Windgeschwindigkeiten um über 10% zu hoch sind. *Steinhausser.*

P.-L. Mercanton. Un pluviomètre aérodynamiquement neutre. Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges. **119**. Jahresvers. Chur 1938, S. 136—137. (Zürich.) Vgl. diese Ber. S. 1095. *Steinhausser.*

Walter Mörkofer. Erfahrungen mit einem einfachen Strahlungsintegrationsinstrument (Destillationsaktinometer Bellani). Verh. d.

Schweiz. Naturf. Ges. 119. Jahresver. Chur 1938, S. 133—134; auch *Helv. Phys. Acta* 11, 550—551, 1938, Nr. 7. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Davos.) Prüfung der Zuverlässigkeit des alten Strahlungsintegrationsinstrumentes von P. A. Bellani: Das ganz aus Glas bestehende Aktinometer enthält in einer luftleeren Hohlkugel aus farblosem oder farbigem Glas eine gewisse Menge Alkohol, der unter der Wirkung der Strahlung in ein kalibriertes Auffanggefäß überdestilliert. Die Destillationsmenge gibt ein Maß für die Strahlungssumme. Der Kalorienwert für die Destillation einer bestimmten Alkoholmenge schwankt mit der Höhe des Alkoholstandes in der Aktinometerkugel. Im Winter scheint außerdem die Empfindlichkeit des „Luzimeters“ geringer zu sein als im Sommer. — Für Zwecke, bei denen eine Unsicherheit von etwa 10 % in Kauf genommen werden kann (Biologie, Ökologie, Agrarmeteorologie) erscheint die Anwendung des Instruments möglich. *H. Israëel.*

W. Mörkofer. Meteorologische Strahlungsmeßmethoden für Mediziner und Biologen. *Radiologica* 4, 36—52, 1939, Nr. 1/2. (Phys.-Meteorol. Obs. Davos.) Die Abhandlung gibt eine gute Übersicht über nicht zu teure Apparate und über einfache moderne Verfahren zur Strahlungsmessung sowohl der natürlichen wie auch der künstlichen Lichtquellen. Es wird zwischen den Instrumenten, die Momentanwerte der Strahlung messen, und solchen, die selbständig Strahlungssummen registrieren, unterschieden und ihre verschiedene Anwendbarkeit beschrieben. *Peukert.*

Max Bider. Vergleich der Registrierungen des Maurerschen Heliographen und des Campbell-Stokes'schen Autographen. *Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges. 119. Jahresver. Chur 1938, S. 135—136; auch Helv. Phys. Acta* 11, 552—553, 1938, Nr. 7. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Binningen.) Ein neunjähriger Vergleich der beiden Sonnenscheinautographen ergibt in der mittleren Jahressumme für den „Maurer“ 32 Stunden Überschuß. Im Tagesgang zeigen die frühen Morgenstunden das stärkste Überwiegen, während in den Mittagsstunden namentlich im Hochsommer der „Maurer“ gegenüber dem „Campbell-Stokes“ zurückbleibt („Überbrennen“ beim letzteren). An wolkenlosen Tagen ergibt der „Maurer“ im Mittel um 0,33 Stunden längere Sonnenscheindauer, was sich durch früheres Einsetzen bzw. späteres Aussetzen der Brennspur erklärt: Der „Maurer“ setzt im Mittel bei 5° Sonnenhöhe ein bzw. aus, der „Campbell-Stokes“ bei 5,5 bis 7,5°. Ein Vergleich mit Strahlungsregistrierungen ergibt als Schwelle für den „Maurer“ 0,2, für den „Campbell-Stokes“ 0,3 gcal/cm² sec, wobei für beide Apparate die Sommerwerte etwa 10 bis 20 % niedriger liegen als die Winterwerte. *H. Israëel.*

Geo. J. Bouyoucos and A. H. Mick. A method for obtaining a continuous measurement of soil moisture under field conditions. *Science (N. S.)* 89, 252, 1939, Nr. 2307. (Agricult. Exp. Stat. Michigan.) *Dede.*

T. H. Johnson and S. A. Korff. An improved radiobarograph. *Rev. Scient. Instr.* 10, 82—85, 1939, Nr. 3. (Bartol Res. Found. Frankl. Inst. Swarthmore, Penn.) Der neue Radiobarograph ist auf dem Olland-Prinzip (Curtiss u. a., diese Ber. 19, 1378, 1938) aufgebaut. Die Konstruktion, Wirkungsweise und Eichung wird beschrieben. Aus der Eichkurve ergibt sich, daß man den Luftdruck auf 1 mm Hg genau bestimmen kann, die Empfindlichkeit bei niedrigerem Luftdruck größer ist und kein toter Gang in das Meßergebnis eingeht. Verschiedene angegebene Versuche zeigen, daß die Eichung auch bei vielen großen Druckänderungen konstant bleibt. Fehlerquellen können weitgehendst vermieden werden. Es besteht eine gewisse Abhängigkeit des Luftdruckes von der Temperatur des Instrumentes, die innerhalb bestimmter Grenzen (5 bis 50° C) bekannt ist und daher ausgeschaltet werden kann. *Krestan.*

Jean Lugeon. La détermination instantanée et sans calcul de toute altitude d'une radio-sonde. C. R. 208, 591—593, 1939, Nr. 8.

H. Israëli.

A. Mäde. Das Einfadenwiderstandsthermometer als Meßgerät zur Bestimmung der Oberflächentemperatur von Blättern. Bioklim. Beibl. 6, 11—13, 1939, Nr. 1. (Reichsamt Wetterdienst Müncheberg, Mark.)

M. Manig. Nachweis von Kaltluft durch erfrorene Dahlien. Bioklim. Beibl. 6, 22—23, 1939, Nr. 1. (R. A. Dt. Bäderwesen Schreiberhau.) *Dede.*

L. W. Pollak und H. Wilhelm. Über die Verwendung von Flächenpolarisatoren in der meteorologischen Optik. Zeiss Nachr. (2) 1939, S. 307—314, Nr. 9. (Geophys. Inst. D. Univ. Prag.) Es wird ein Apparat beschrieben, der unter Verwendung der Polarisationsfilter „Bernotar“ von C. Zeiss und der Photoelemente von B. Lange die Bestimmung der neutralen Punkte des Himmels und der Polarisationssebene in jedem Punkt und die objektive Messung der Polarisationsgröße des Himmelslichtes gestattet. Der Apparat besteht aus einem verbesserten Savartschen Polariskop als Sucher, das, mit einer Savartschen Doppelquarzplatte, einem Zeiss-Bernotar und einem Mikroskop ausgestattet, um die Visierlinie drehbar ist und visuell benutzt wird, und zwei zum Sucher parallelen Tuben, die am Grunde je ein Photoelement, davor Langesche Korrektionsfilter zur Angleichung an die spektrale Empfindlichkeit des Auges und vor diesen ein Polarisationsfilter Bernotar tragen und so justiert sind, daß ihre Schwingungsrichtungen aufeinander senkrecht stehen und durch ein Zahnradgetriebe beim Verdrehen immer senkrecht aufeinander gehalten werden. Aus dem Verhältnis der durch die Photozellen gegebenen Intensitäten wird die Polarisationsgröße bestimmt. *Steinhausser.*

Esztó und Hornoch. Über die Parameterveränderung bei den Jäderin-Drähten. ZS. f. Verm. 68, 106—113, 1939, Nr. 4. (Sopron.) Im Anschluß an eigene frühere Untersuchungen (diese Ber. 17, 385, 1936), in denen die Verf. zeigten, daß bei Messungen mit Hilfe der Jäderindrähte diese wegen des Höhenunterschiedes Kettenlinien verschiedenen Linienparameters bilden, die bisher benutzten Korrektionsformeln also zu ändern sind, untersuchen sie in vorliegender Arbeit die Gesetzmäßigkeit der Parameteränderung für die Fälle eines einseitigen Spangewichtes sowie zweiseitiger Spangewichte. Die so erhaltenen Formeln werden noch verbessert, indem das Gewicht des Zwischengeschirrs berücksichtigt wird. Die Verf. gehen dann auf eine inzwischen erschienene Arbeit von Lindinger (ZS. f. Verm. 66, 135, 1937) näher ein, in der die Formeln der Verf. auf anderem Wege bestätigt werden. Die Verf. erweitern die Untersuchungen von Lindinger auf den Fall einseitigen Spangewichtes. *Picht.*

H. Martin. Ein neues Verfahren zur Frequenzmessung. ZS. f. techn. Phys. 20, 104—108, 1939, Nr. 4. (Reichsanst. Erdbebenforsch. Jena.) Ein vom Verf. durchgebildetes Verfahren zur Frequenzbestimmung nach einer photographischen Koinzidenzmethode erlaubt es, auch verschiedene Frequenzen zu vergleichen und kurzperiodische Schwankungen festzustellen. Hier erfolgt eine praktische Anwendung auf die Untersuchung technischen Wechselstroms. Die photographischen Koinzidenzaufnahmen und die Auswertung der Frequenzschwankungen werden an Abbildungen eingehend erläutert. Unter Verwendung eines Synchronmotors lassen sich hierbei die Wechselstromfrequenz-Änderungen direkt durch eine Normaluhr laufend kontrollieren, wie die praktisch durchgeführten Versuche und die eingehenden Erläuterungen zeigen. *Schmerwitz.*

Pierre Berger. De la mesure des altitudes. Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges. 119. Jahresvers. Chur 1938, S. 134—135. (Genève.) *H. Israëli.*

Eric Pellerin. Sur une bouteille pour prise d'eau. C. R. 208, 1039—1041, 1939, Nr. 13. *Dede.*

Saburo Nakano. Harmonic analysis of 19 years material of latitude variations observed at some International latitude Stations. Proc. Imp. Acad. Tokyo 14, 312—315, 1938, Nr. 8. (Astronom. Obs. Tokyo.) Das in einigen Tabellen zusammengefaßte Zahlenmaterial wird auf Grund der harmonischen Analyse in Polbewegungen zerlegt. *Schmerwitz.*

Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. The effect of cooling on a plastic earth under gravitational forces. II. Bull. Earthq. Res. Inst. 16, 527—537, 1938, Nr. 3. In Erweiterung einer früheren Rechnung wird abgeleitet, daß im Fall unregelmäßiger Temperaturverteilung und Dichte innerhalb der Erde, die Einwirkung der Abkühlung auf irgendeinen Teil der Erde und die hierdurch verursachte plastische Verformung sehr gering ist, gemessen im Vergleich zu der Einwirkung der Schwerkraft bei gleichartiger Verformung. *Schmerwitz.*

Arnold N. Lowan and Frederick King. Note on the evaluation of the earth's temperatures arising from radioactivity. Phys. Rev. (2) 54, 1109—1110, 1938, Nr. 12. (Columbia Univ. N. Y.) In Ergänzung zu einer früheren Arbeit über den gleichen Gegenstand (s. diese Ber. 15, 551, 1934) stellen Verff. den Temperaturverlauf mit der Tiefe in Form einer unendlichen Reihe dar und bestimmen bis zu einer Tiefe von 1500 Meilen den Fehler, der bei Abbruch der Reihe nach 10, 15, 20, 25 Gliedern entsteht. Die Fehler nehmen mit der Tiefe zu, bleiben jedoch bei 25 Gliedern bis zur genannten Tiefe unter 1° . *H. Israël.*

Pierre Lejay. Carte gravimétrique des Philippines. C. R. 208, 852, 1939, Nr. 11. Berichtigung. *Dede.*

Chuji Tsuboi. Deformations of the earth's crust as disclosed by geodetic measurements. S.-A. Ergebn. d. kosm. Phys. 4, 106—168, 1939. (Tokyo.) Methoden und Ergebnisse der Bestimmungen von Erdkrustenbewegungen: I. Vertikale Bewegungen und Neigungsänderungen (16 S.); II. Exakte Höhenänderungsbestimmungen säkularer und erdbebenbedingter Natur (19 S.); III. Horizontale Bewegungen (14 S.); 251 Literaturnachweise. *H. Israël.*

F. Firbas. Vegetationsentwicklung und Klimawandel in der mitteleuropäischen Spät- und Nacheiszeit. Naturwissensch. 27, 81—89, 104—108, 1939, Nr. 6 u. 7. (Göttingen.) *Dede.*

Alfred Lacroix. Les ponces dacitiques flottant sur l'Océan entre les Fiji, les Nouvelles-Hébrides et la Nouvelle-Calédonie. C. R. 208, 853—857, 1939, Nr. 12. Auf dem Ozean angetroffene schwimmende Bimssteinstücke wurden untersucht und als Produkte eines unterseeischen Vulkanausbruchs gedeutet. Es wird geschlossen, daß die Zusammensetzung dieser Vulkane die gleiche ist, wie die der in die Atmosphäre hineinreichenden. *Schmerwitz.*

Kumizi Iida. The mud flow that occurred near the explosion-crater of Mt. Bandai on May 9 and 15, 1938, and some physical properties of volcanic mud. Bull. Earthq. Res. Inst. 16, 658—681, 1938, Nr. 3. (Japanisch mit engl. Zusammenf.) Es wird eine Zusammenstellung der physikalischen Eigenschaften des Schlammflusses bei einem Vulkanausbruch gegeben. Der Viskositätskoeffizient betrug bei 40 % Wassergehalt 10 cgs und bei 23 % Wassergehalt 10^3 cgs. Die Strömungsgeschwindigkeit wurde auf 25 m/sec abgeschätzt. Die Ursache war ein ungewöhnlich starker Schneefall, der in Verbindung mit der Asche den Schlammfluß erzeugt hat. *Schmerwitz.*

G. Krumbach. Seismische Registrierungen in Jena 1. Januar bis 31. Dezember 1937. Veröff. Reichsanst. f. Erdbebenforsch. Jena Nr. 33, 28 S., 1938. *Dede.*

A. Sieberg. Erdbeben im Vogtland. S.-A. Beitr. z. Geolog. Thüringens 5, 67—72, 1938, Nr. 2. (Reichsanst. f. Erdbebenforsch. Jena.) Die Verteilung der Erdbebenwirkungen im Vogtland wird in Verbindung mit den geologischen Verhältnissen erörtert. Eine Kartenskizze der Erdbeben-tätigkeit dieses Gebietes ist beigefügt. *Schmerwitz.*

Ethel F. Bellamy. Epicentres of earthquakes 1913—1932. Nature 143, 504—506, 1939, Nr. 3621. (Univ. Obs. Oxford.) In einer Weltkarte flächentreuer Projektion sind die auf Grund des Intern. Seismolog. Summary festgestellten Epizentra von 2865 Beben der Jahre 1913 bis 1932 eingezeichnet. Auffällig sind hierbei die auf einem Gesamtgebiet schwacher gleichmäßiger Verteilung liegenden starken Häufungsstellen, im Mittelmeer, an der Pazifischen Küste usw. Hingewiesen wird auch auf eine Häufungslinie im Atlantischen Ozean, welche der Küstenform der benachbarten Kontinente folgt. Daß nur etwa $\frac{1}{3}$ der Epizentra auf die Südhalbkugel fällt, wird damit in Zusammenhang gebracht werden müssen, daß nur $\frac{1}{8}$ der 500 Seismischen Stationen auf dieser südlichen Halbkugel liegen. Eine weitere Karte zeigt die Verteilung der Tiefherde. *Schmerwitz.*

Harold Jeffreys. Some japanese deep-focus earthquakes. Month. Not. Geophys. Suppl. 4, 424—460, 1939, Nr. 6. Zehn Tiefherdbeben in oder in der Nähe von Japan wurden bearbeitet. Das Ergebnis begünstigt eher die Hypothese derzufolge eine plötzliche Zunahme der Geschwindigkeit entsprechend der 20°-Diskontinuität vorliegt als die einer kontinuierlich sich ändernden Zeitkurve. Die *P*-Beobachtungen allein sprechen für eine kontinuierliche Änderung der Brechungsverhältnisse, die jedoch so stark ist, daß ein Sprung in der Laufzeitkurve erscheint. Laufzeiten von Scherungswellen, welche durch die zwei Hauptdiskontinuitäten beeinflusst sind, wurden ebenfalls bearbeitet. Aus dem Vergleich von *pP*—*P*- und *sS*—*S*-Zeiten mit denen der *P*-Zeiten allein werden in Verbindung mit der Herdtiefe Abschätzungen der Schichtdicke der Erdkruste vorgenommen. *Schmerwitz.*

Win Inouye. Notes on the origin of earthquakes (Sixth paper.) Bull. Earthq. Res. Inst. 16, 597—631, 1938, Nr. 3. Die Verteilung der Druck- und Zug-Einsätze um ein Epizentrum wird unter Beachtung einer Beziehung zwischen der Wellenlänge und den Dimensionen des Herdes mit dem Herdvorgang (Einfachquelle bzw. Vierfachquelle) mathematisch in Beziehung gebracht. Für die Tiefherdbeben, bei denen eine quadrantenförmige Verteilung beobachtet wurde, wird u. a. abgeleitet, daß die Größenordnung der Wellenlänge das Mehrfache der Herddimensionen betragen kann, die Spannungen im Herd die Größenordnung von 10^6 dyn/cm² erreichen und unter gewissen Herdbedingungen die Perioden der Scherungswellen größer als die der Longitudinalwellen sein können. *Schmerwitz.*

W. D. Cairns. Seismology from a mathematical view-point. Science (N. S.) 89, 113—118, 1939, Nr. 2302. (Oberlin Coll.) Wiedergabe einer Festrede des scheidenden Vorsitzenden der Mathematischen Abteilung der Amerikanischen Vereinigung zur Förderung der Wissenschaften. Es wird zunächst die Entwicklung der grundlegenden mathematischen Formulierungen der Wellenwege und Laufzeiten im Erdinneren dargestellt, die an die Namen der deutschen Forscher Wiechert, Herglotz und Benndorf geknüpft ist. Erst nach Entdeckung der Tiefbeben haben sich später noch gewisse Erweiterungen dieser Laufzeituntersuchungen erforderlich gemacht. Die Aufzeichnungstreu der Seismometer ist eine sehr wesentliche Voraussetzung für die Auslegung der abgelesenen Einsätze und die Sicherheit der

abgeleiteten Theorie. Die verschiedenen Laufzeitkurvendarstellungen in der Seismologie besitzen zur Zeit, nach der Darstellung des Verf., einander gegenüber ebensoviel Berechtigung wie die zahlreichen Theorien der Volkswirtschaftler. Die Bestimmung der wahren Bodenbewegung ist trotz vieler Instrumente und eingehender mathematischer Abhandlungen in der Praxis der Seismometrie noch immer nicht einfach und einwandfrei durchführbar. Es werden einige Beispiele hierfür und Vorschläge für die zukünftige Ausrichtung der wissenschaftlichen Arbeiten gegeben. Eine eingehendere Beachtung und Bearbeitung der Scherungswellen und Rayleigh- sowie Love-Wellen wird gefordert, da ihr Charakter vielgestaltiger ist als der der *P*-Wellen. *Schmerwitz.*

Takahiro Hagiwara and Syun'itirō Omote. Comparative observations of the acceleration of earthquake motions in the compound of the Tokyo Imperial University. (Part I.) Bull. Earthq. Res. Inst. 16, 632—637, 1938, Nr. 3. (Japanisch mit engl. Zusammenf.) Prüfung der Beschleunigungen und Frequenzen an Hand von Erdbebenaufzeichnungen mit kurzperiodischen Seismometern, die in verschiedenen Gebäuden aufgestellt worden waren. *Schmerwitz.*

Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Damping of periodic visco-elastic waves with increase in focal distance. Bull. Earthq. Res. Inst. 16, 491—503, 1938, Nr. 3. Die Dämpfungskonstanten werden in Erweiterung früherer Rechnungen mit vereinfachten Ansätzen hier bei allgemeineren Voraussetzungen berechnet. Die im einzelnen wiedergegebenen mathematischen Ableitungen für die als visko-elastisch behandelten Rayleigh- und Love-Wellen sowie die longitudinalen und transversalen Raumwellen werden mit der Formulierung der Dämpfungsfaktoren abgeschlossen. *Schmerwitz.*

Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. The formation of boundary waves at the surface of a discontinuity within the earth's crust. I. Bull. Earthq. Res. Inst. 16, 504—526, 1938, Nr. 3. In Anlehnung an theoretische Behandlungen von A. Sommerfeld über die Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie werden hier für die Grenzfläche zweier fester Schichten die an dieser Fläche auftretenden Grenzwellen berechnet. Als anregende primäre Wellen werden zunächst longitudinale Raumwellen vorausgesetzt, im zweiten Teil Scherungswellen, deren Schwingungsrichtung in einer vertikalen Ebene liegt und schließlich Scherungswellen mit der Amplitude in horizontaler Richtung. *Schmerwitz.*

R. Stoneley. Two double earthquakes. Month. Not. Geophys. Suppl. 4, 461—468, 1939, Nr. 6. Zwei Erdbeben vom gleichen Epizentrum zeigen eine abnormale Häufigkeit von *P*-Einsatz-Verzögerungen von ungefähr 20 sec. Bei einer Untersuchung der Seismogramme von Kew wird gezeigt, daß beide Beben Doppelbeben sind mit einem schwachen ersten Stoß, dem ein starker Stoß 19 bis 20 sec später folgt. Für das Seismogramm, in dem die zwei Einsätze klar trennbar sind, wird gezeigt, daß sie dem gleichen Herd zugeordnet werden müssen. Zum Vergleich wird ein normales Beben desselben Epizentralgebietes herangezogen. *Schmerwitz.*

Yūkiti Nomura. On the propagation of elastic waves over the surface of a spherical body. Sc. Rep. Tōhoku Univ. (1) 27, 211—254, 1939, Nr. 3. (2. High School Sendai.) Darstellung der Theorie der Fortpflanzung von Schwingungen über die Oberfläche einer isotropen elastischen Kugel von großem Radius, ohne Rücksicht auf Inhomogenitäten und die Schwerkraft. Es werden drei Arten von Störungsquellen vorausgesetzt. Eine punktförmige Dilatationsquelle, eine punktförmige Torsionsquelle, deren Verlagerungen keine azimutalen Komponenten aufweisen und eine punktförmige Torsionsquelle mit einer azimutalen Komponente.

In jedem Fall wurde angenommen, daß die Störung durch eine einfache harmonische Funktion der Zeit mit komplexer Frequenz darstellbar ist. Außerdem wurde der Fall eines plötzlichen Anstiegs mit darauffolgendem gedämpft-periodischem Abfall, der eine Explosion darstellen soll, vorausgesetzt. Die Lösungen dieser mathematischen Ansätze enthalten die bekannten Wellenarten, welche das gleiche Problem jedoch für die ebene Begrenzung geliefert hat. *Schmerwitz.*

K. E. Bullen. The ellipticity correction and deep-focus earthquakes. *Month. Not. Geophys. Suppl.* 4, 469—471, 1939, Nr. 6. Univ. Coll. Auckland, N. Z.) Der Einfluß großer Herdtiefen auf die Elliptizitätskorrekturen der Laufzeiten der *P*-Wellen wird hier geprüft und gezeigt, daß er für diese in den meisten Fällen geringer als 0,1 sec ist und nur sehr selten 0,2 sec überschreitet. Für alle praktischen Zwecke kann somit die Herdtiefe bei der Berechnung der Elliptizitätskorrektur außer acht gelassen werden. *Schmerwitz.*

Harold Jeffreys. Deep-focus earthquakes. S.-A. *Ergebn. d. kosm. Phys.* 4, 75—105, 1939. (Cambridge.) Die Erdbeben mit sehr tiefer Herdlage (bis zu 700 km Tiefe einwandfrei beobachtet) vermitteln wichtige Aufschlüsse über den inneren Aufbau des Erdkörpers. In Einzelkapiteln sind behandelt: Bestimmungsmethoden der Herdtiefe, seismische Daten, Verteilung und Häufigkeit, Natur der Beben und innerer Aufbau der Erde, Ursprung der Beben sowie ein Vergleich mit Beben geringer Herdtiefe. 53 Literaturnachweise. *H. Israë.*

A. Ramspeck. Anwendung dynamischer Bodenuntersuchungen auf einige Aufgaben der Baugrundforschung. *ZS. d. Ver. d. Ing.* 83, 493—498, 1939, Nr. 17. (D. Forsch.-Ges. f. Bodenmech. T. H. Berlin.) *Dede.*

H. C. Versey. The north sea earthquake of 1931 June 7. *Month. Not. Geophys. Suppl.* 4, 416—423, 1939, Nr. 6. In Ermangelung der notwendigen Stationsbeobachtungen wird versucht, aus makroseismischen Angaben über das Erdbeben vom 7. Juni 1931, dessen Epizentrum in der Nordsee lag, einige Anhaltspunkte abzuleiten. *Schmerwitz.*

Kiyoshi Kanai. Three-dimensional vibrations of a framed structure. I. *Bull. Earthq. Res. Inst.* 16, 538—549, 1938, Nr. 3. Für raumgitterartig verteilte Massen, als Gebäudemodell, werden die verschiedenen in drei Dimensionen möglichen Eigenfrequenzen aus den geometrischen und elastischen Grundwerten berechnet. Die Ergebnisse werden mit Messungen an Modellen verglichen. *Schmerwitz.*

O. H. Gish. Universal aspects of atmospheric electricity. S.-A. *Cooperation Res.* 1938, S. 183—204. Zusammenfassender Bericht über die luftelektrischen Grundprobleme. Für eine schon von Lord Kelvin angeregte „Elektrogeodäsie“ fehlen leider bis heute noch die notwendigen umfassenden Registrierungsgrundlagen (sowie eine genügende methodische Zuverlässigkeit und Einheitlichkeit der Meßanlagen; Anm. der Ref.). Die Aufrechterhaltung des luftelektrischen Feldes ist durch das elektrische Geschehen im Gewitter möglich und wahrscheinlich. *H. Israë.*

S. M. Mukherjee. Atmospheric electric potential gradient, conductivity and air-earth current on electrically „quiet“ days at Colaba. *Scient. Not. India Meteorol. Dep.* 7, 131—148, 1938, Nr. 79. (Colaba Obs. Bombay.) In der Zeit vom Juli 1935 bis August 1936 werden an luftelektrisch „ruhigen“ Tagen (5 bis 6 Tage im Monat) stündliche Beobachtungen der positiven und negativen Leitfähigkeit ausgeführt (Gerdien-Aspirator), aus diesen und den fortlaufenden Registrierungen des Potentialgefälles die Vertikalstromwerte be-

rechnet und die drei Elemente bezüglich ihres jahreszeitlichen und täglichen Verhaltens statistisch untersucht. Während der monsunfreien Zeit (Oktober bis etwa Mitte Mai) sind Leitfähigkeit und Potentialgradient annähernd gegenläufig mit einem Maximum (Minimum) des Gradienten (der Leitfähigkeit) im Dezember bis Januar. Während der Monsunzeit (Juni bis September) verhalten sich beide Elemente so, daß eine deutliche Vergrößerung des Vertikalstromes um fast 50 % zustande kommt. In der Vormonsunzeit (März bis Anfang Mai) zeigen Gefälle und Vertikalstrom die geringsten Werte. Der Tagesgang der drei Elemente weist charakteristische Unterschiede zwischen Monsunzeit und monsunfreier Zeit auf: Während des Monsuns zeigt das Gefälle eine einfache tägliche Periode geringer Amplitude, die sich eng an die bekannte Weltzeitperiode anschließt; Leitfähigkeit und Strom verhalten sich nahezu gleichsinnig und sind nachts höher als am Tage. Da dieses letztere dem Befund auf hoher See widerspricht, ist ein Einfluß des Kerngehaltes an der Küste auch bei reinem Seewind zu vermuten. In der monsunfreien Zeit zeigt das Potentialgefälle im Mittel bei wesentlich vergrößerter Tagesamplitude zwei ausgeprägte Maxima gegen 4 und 18 Uhr, Minima gegen 10 und (schwächer) 23 Uhr; die Leitfähigkeit verhält sich während dieser Zeit im wesentlichen invers, so daß eine relativ geringe Variation des Vertikalstroms resultiert. An Einzelbeispielen wird der grundsätzliche Einfluß von Land- und Seewind auf Gefälle und Leitfähigkeit demonstriert. Mittelwerte (Jahresmittel, monsunfreie Zeit, Prä- und Postmonsun, Monsunzeit); Potentialgefälle = 150, 180, 123, 147 V/m; totale Leitfähigkeit = 2,56, 2,00, 2,62, 3,05 · 10⁻⁴ el. st. Einh.; Vertikalstrom = 5,9, 5,4, 4,8, 7,5 · 10⁻⁷ Aes; $\lambda^+/\lambda^- = 1,00$ (Monsun) bzw. 0,97 (übrige Monate). *H. Israëli.*

Ouang Te-Tchao et André Langevin. Sur l'état d'équilibre entre gros ions et petits ions dans un gaz. C. R. 205, 1049—1051, 1937, Nr. 22. In einem Gas, das eine bestimmte Anzahl M ungeladener Partikelchen enthält und unter der Wirkung einer konstanten Ionisierung steht, bilden sich durch Anlagerung der Kleinionen an die ungeladenen Teilchen Großionen. Aus Wiedervereinigungsbetrachtungen folgt bei Gleichsetzung der Anzahl positiver und negativer Kleinionen im Gleichgewicht die Beziehung

$$P/N = \frac{\alpha\beta'}{\alpha'\beta} = \frac{(k^+ + K)k^+}{(k^- + K)k^-} \sim \left(\frac{k^+}{k^-}\right)^2,$$

wo P (N) die Zahl der positiven (negativen) Großionen, α (α') die Adsorptionskoeffizienten für die Adsorption von positiven (negativen) Kleinionen an ungeladenen Teilchen, β (β') die Wiedervereinigungskoeffizienten negativer (positiver) Kleinionen mit Großionen umgekehrten Vorzeichens — die Wiedervereinigung zwischen Großionen entgegengesetzten Vorzeichens ist zu vernachlässigen —, K die Beweglichkeit der Großionen und k^+ bzw. k^- die der Kleinionen bedeuten. Außerdem folgt, daß im Gleichgewicht ein konstanter Anteil ungeladener Teilchen vorhanden bleibt. Diese theoretischen Ergebnisse werden experimentell bestätigt; für P/M folgt etwa der Wert $1/13$, für N/P der Wert von 1,4. *H. Israëli.*

I. A. Chalmers and E. W. R. Little. Electric charge on soft hail. Nature 143, 244, 1939, Nr. 3615. (Sc. Lab. Durham.) Verff. beobachten während eines Graupelschauers am 19. Dezember 1938 in 10 min eine außerordentlich hohe Ladungszufuhr durch die Graupeln von $-4,4 \cdot 10^{-5}$ Coulomb/m² (-44 Coulomb/km²), einen Wert, der größer ist als die jährliche Ladungszufuhr durch den normalen Schönwetter-Vertikalstrom (nach F. J. Scrase + 35 Coulomb/km²). Andere Messungen am gleichen und an folgenden Tagen ergaben Werte von +2,3, +0,66, -0,48 (zweimal), +0,42 und $-0,42 \cdot 10^{-5}$ Coulomb/m². Angesichts dieser gewaltigen Ladungsumsätze liegt es nahe, gerade diese Art Niederschläge in Zusammenhang

mit der Aufrechterhaltung der Erdladung zu bringen, um so mehr, als sie in weiten Gebieten der Erde (in großen Höhen und hohen Breiten) häufig vorkommen dürften.

H. Israëi.

J. P. H. de Kruijff. *Meting van electriche lading van regen te Soerabaia.* *Natuurk. Tijdschr. Nederl.-Ind.* 98, 310—319, 1938, Nr. 6. Kurzer Bericht über Registrierungen der Niederschlags Elektrizität in Soerabaia vom 1. Januar 1937 bis 19. März 1938. Die Registrierung der in einem isolierenden Regenmesser aufgefangenen Ladungen erfolgt mittels Benndorf-Elektrometer. Die Zeiten positiven Ladungstransportes zur Erde verhalten sich zu denen negativen Transportes im Mittel wie 3 : 2, die transportierten Elektrizitätsmengen wie 1 : 1, d. h. bei schwach geladenem Regen herrscht positive, bei stark geladenem negative Ladungszufuhr vor. Die Verteilung der Regenhäufigkeit und -ladung über die einzelnen Tagesstunden wird untersucht, ebenso die Ladungsdichte. Die höchsten Ladungsdichten kommen bei Schwachregen vor. Die Untersuchungen werden fortgesetzt. Eine vergleichende Bearbeitung mit den Ergebnissen anderer Tropenstationen (Bandoeng, Simla) soll erst nach Erweiterung des Registriermaterials erfolgen.

H. Israëi.

L. J. L. Deij. *Metingen van het radongehalte in de atmosfeer.* Diss. Amsterdam 1939, 80 S. Mittels zweier als Aspirationskondensatoren ausgebildeter Ionisationsgefäße von je 57 Liter Inhalt wird der atmosphärische RaEm-Gehalt in Amsterdam am Boden und in 10 m Höhe von Mai bis Dezember 1937 fortlaufend registriert. Die angesaugte Luft ($125 \text{ cm}^3/\text{sec}$) durchströmt zur Beseitigung der in ihr enthaltenen Ionen zunächst einen Zylinderkondensator mit einer Grenzbeweglichkeit von $1 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{Volt} \cdot \text{sec}$ und weiter zum Ablagern der in ihr enthaltenen Kerne und radioaktiven Induktionen ein Wattefilter. Zur Abschirmung der Ultrastrahlung sind die Ionisationsgefäße allseitig von einem 11 cm starken Eisenpanzer umgeben. Durch einen von einem Synchronmotor angetriebenen Drehkondensator werden der Ionisationsstrom fortlaufend kompensiert und in 10 min-Abständen die Abweichungen von der Kompensationswirkung durch ein photographisch registrierendes Lindemann-Elektrometer aufgezeichnet. „Wandeffekt“ (unvollständige Ausnutzung der Ionisation infolge der Gefäßbegrenzung) und mangelnde Sättigung werden berücksichtigt. Die Eichung erfolgt mittels Ra-Normallösung der P. T. R. Die Meßgenauigkeit beträgt im Mittel $\pm 20 \cdot 10^{-18} \text{ Curie/cm}^3$. Aus 1453 (579) Meßstunden folgt als Mittelwert am Boden (in 10 m Höhe) ein RaEm-Gehalt von $133 (42) \cdot 10^{-18} \text{ Curie/cm}^3$ mit den Extremwerten 485 und 0 (292 und 0). Bei ungestörtem Wetter ergibt sich am Boden eine tägliche Periode invers zum Temperaturgang; in 10 m Höhe ist die Periode ähnlich, jedoch gegenüber der Bodenperiode um 2 bis 3 Stunden verspätet. Große Niederschläge und starke Windbewegung verkleinern den RaEm-Gehalt. E-Wind (Landwind) zeigt stets höheren RaEm-Gehalt als N- und W-Wind (Seewind).

H. Israëi.

Giuseppina Aliverti. *L'effluvio elettrico, l'aerosol atmosferico e le misure di radioattività dell'aria.* *Cim. (N.S.)* 15, 66—67, 1938, Nr. 1. (Pavia.) Die vom Verf. entwickelte Durchströmungsmethode zur Bestimmung der atmosphärischen Radioaktivität ist anderen Methoden dadurch überlegen, daß sie erlaubt, sehr schnell zu messen und so den täglichen Gang zu ermitteln sowie einen etwaigen geringen Thorgehalt trotz der kurzen Meßdauer zu erfassen. Die Dimensionen der entwickelten Anordnung liegen in der Nähe des Optimums. In staubfreier Luft kann der gesamte RaA-Gehalt gemessen werden. Quantitativ kann der Radon- und Thorgehalt indirekt deshalb erfaßt werden, weil deren kurzlebige Nachkömmlinge an den Aerosolteilchen haften.

Schön.

G. Eckart. Die Beugungstheorie der Ausbreitung ultrakurzer Wellen. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **52**, 58—62, 1938, Nr. 2. Mit Ultrakurzwellen erhält man Reichweiten, die über die optische Sicht hinausgehen. Verantwortlich hierfür kann die Brechung in der Troposphäre oder die Beugung sein. Die Überlegungen des Verf. führen zu dem Ergebnis, daß die Beugungstheorie die optische Sicht als Grenze der Ausbreitung verlangt, daß also größere Reichweiten nur durch Brechung zu erklären sind. *Blechschmidt.*

E. O. Hulburt. The ionosphere. *Scient. Month.* **48**, 420—430, 1939, Nr. 5. (United States Naval Res. Lab. Wash., D. C.) Zusammenfassende Darstellung der Eigenschaften der Ionosphäre. *Szivenessy.*

J. H. Dellinger. Ionospheric researches of the National Bureau of Standards during 1937. *Trans. Amer. Geophys. Union* 1938, S. 214—215, Part 1, Aug. (Nat. Bur. of Stand. Wash.) (Zusammenfassender Bericht.) *Riewe.*

W. Brunner. Provisorische Züricher Sonnenflecken-Relativzahlen für das vierte Vierteljahr 1938. *Meteorol. ZS.* **56**, 35, 1939, Nr. 1. (Sternw. Zürich.) *Dede.*

A. C. Banerji and P. L. Bhatnagar. On the intensity of ionization in the earth's atmosphere. *Indian Journ. Phys.* **12**, 387—398, 1938, Nr. 6. (Allahabad Univ.) Verf. teilen die Atmosphäre in drei Zonen: Eine adiabatische Region bis zu 11 km Höhe, eine mittlere Zone zwischen 11 und 82 km mit $t = 260^{\circ}$ K konstanter Temperatur und eine obere Zone zwischen 82 und 300 km mit linear zunehmender Temperatur und mit abnehmender Erdschwere. Für alle drei Regionen werden die Gleichungen für die Ionisationsintensität hergeleitet; dabei zeigt sich, daß die Schwerebeschleunigung schon in der mittleren Zone nicht mehr konstant gesetzt werden darf. *Riewe.*

Pierre Lejay. Étude de l'ionosphère à Changhai; observation de changements de fréquence des ondes réfléchies par les couches ionisées. *C. R.* **208**, 400—403, 1939, Nr. 6. Die Beobachtungen wurden im Frequenzbereich zwischen 4,5 und 2,5 MHz mit Hilfe eines Kathodenzillographen gemacht. Ergebnisse: Keine Echos zwischen 10^h30 und 15^h30; Echos von der E-Schicht selten und nur zwischen 17^h und 22^h; Echos von der F-Schicht nur morgens 5^h bis 7^h aus 225 bis 275 km Höhe; häufig starke Mehrfachechos; Frequenzverschiebungen bis zu 10 kHz. *Riewe.*

P. L. Sung and C. T. Kwei. Ionospheric measurements at Central China College, Wuchang, China, October 1937 to June 1938. *S.-A. Terr. Magn.* **43**, 453—461, 1938, Nr. 4. Zusammenstellung von Mittagsbeobachtungen Oktober 1937 bis Januar 1938, April bis Juni 1938, von halbstündigen Abendbeobachtungen März und April 1938. Der Charakter der Ergebnisse ist dem bei Washington beobachteten näher als dem von Watheroo (Australien). Die E-Schicht bleibt öfter noch vorhanden, wenn die F- oder F₂-Schicht schon verschwinden. Frequenzbereich bis 16,6 Megahertz. Am 2. April 1938 von 22.30 Uhr bis Mitternacht wurden mehrere nah beieinanderliegende Echos beobachtet aus Höhen zwischen 250 und 600 km. Verff. deuten das als Echo zwischen benachbarten Schichten. *Riewe.*

T. R. Gilliland, S. S. Kirby and N. Smith. Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., January, 1939. *Proc. Inst. Radio Eng.* **27**, 226—227, 1939, Nr. 3. *Dede.*

H. W. Wells and H. E. Stanton. The ionosphere at Huancayo, Peru, April, May, and June, 1938. S.-A. Terr. Magn. **43**, 467—470, 1938, Nr. 4. Mitteilung der Beobachtungen.

S. L. Seaton. Radic fade-outs at Huancayo and Watheroo Magnetic Observatories, February 1937 through June 1938. S.-A. Terr. Magn. **43**, 463—466, 1938, Nr. 4. (Washington.) Zusammenstellung von Beobachtungen bei 4,8 Megahertz. *Riewe.*

Vitale Majeru. Sur la propagation des ondes électriques dans les gaz ionisés compris entre deux cylindres coaxiaux. C. R. **207**, 131—134, 1938, Nr. 2. Zwischen den beiden coaxialen Zylindern wird das Gas durch eine Entladung (deren Einzelheiten aus der Mitteilung nicht genau hervorgehen; d. Ref.) ionisiert, eine Magnetspule erzeugt ein koaxiales Feld. Der Brechungsindex wird durch den Knotenabstand stehender Wellen gemessen. Es ergeben sich Brechungsindizes zwischen $n = 1,2$ bis $2,6$, die von Druck, Stromstärke und Wellenlänge abzuhängen scheinen. *Riewe.*

A. G. McNish and H. F. Johnston. Correlation of magnetic activity with disturbance of radio transmission. S.-A. Terr. Magn. **43**, 417—426, 1938, Nr. 4. (Washington.) Für die Zeit vom 18. Dezember 1937 bis 18. Mai 1938 ergibt sich zwischen der Amerikanischen Magnetischen Charakterzahl C_A und der Übertragungs-Störungszahl New York—London ein Korrelationskoeffizient von 0,73, für die Zeit vom 1. Januar 1937 ab ein Korrelationskoeffizient von 0,70, mit den Potsdamer magnetischen Kennziffern ein Korrelationskoeffizient von 0,67. Die Korrelation zwischen den beiden magnetischen Kennziffern beträgt 0,93. *Riewe.*

D. R. Goddard. Observations on sky-wave transmission on frequencies above 40 megacycles. Proc. Inst. Radio Eng. **27**, 12—15, 1939, Nr. 1. Beobachtungen an einigen europäischen Sendern, z. B. Berlin auf 42,5 Megahertz, die keinen eindeutigen Zusammenhang mit dem Verhalten der F_2 -Schicht zeigen. Einmal war der Londoner Fernsehsender stark genug zum Fernsehempfang, dabei zeigte sich eine Aufspaltung in zwei Strahlen mit 3000 Fuß Gangunterschied. Beobachtungszeit hauptsächlich 9.45 bis 11.30 Uhr EST, seit September 1937 bis Ende März 1938. *Riewe.*

E. H. Conklin. 56-megacycle reception via sporadic-E-layer reflections. Proc. Inst. Radio Eng. **27**, 36—40, 1939, Nr. 1. An einigen Tagen im Sommer 1937 wurden fortlaufende Ionosphären-Beobachtungen im Frequenzbereich 6 bis 56 Megahertz gemacht. Die 56 Megahertz-Beobachtungen werden mit der Anzahl von Amateurbeobachtungen auf demselben Frequenzband über einige hundert km verglichen. Im allgemeinen treten Übertragungen und Reflexionen gleichzeitig auf. Die Übertragungen zeigen ein Häufigkeitsmaximum bei 800 bis 900 km Entfernung; die Rolle der verschiedenen Schichten bei diesen Übertragungen wird diskutiert. *Riewe.*

B. Walter. Über die Entstehungsweise der Bahnlinie eines Blitzes und die weiteren Vorgänge in ihr. Ann. d. Phys. (5) **34**, 644—664, 1939, Nr. 7. (Phys. Staatsinst. Hamburg.) Verf. erläutert in sehr ausführlicher Darlegung seine von der von Schonland und Mitarbeitern gegebenen Deutung der Vorgänge bei der Blitzentstehung abweichende Ansicht. Während die Genannten für das Zustandekommen der Teilentladungen, die dem Aufbau der durchgehenden Blitzbahn vorausgehen, eine ständig fließende, durchgehende „Lotsenströmung“ annehmen, hält Verf. dies nur für den jeweilig jungfräulichen Teil der Teilentladungen für richtig. Weitere Diskrepanzen betreffen die Vorwachsengeschwindigkeit und die Vorgänge in der endgültig aufgebauten Blitzbahn. *H. Schaefer.*

E. J. Workman and R. E. Holzer. A recording generating voltmeter for lightning studies. *Phys. Rev.* (2) **55**, 606, 1939, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. New Mexico.) Registriergerät zur Aufzeichnung der Feldstärke bei Gewittern. Das Gerät arbeitet nach dem System von Kirk-Patrick, jedoch mit Elektrometer als Anzeigergerät. Die Empfindlichkeit des Instruments wird mit ± 1000 Volt/cm bei einer Registrierbreite von 16 mm angegeben. *Pfestorf.*

K. B. Mc Eachron. Lightning to the empire state building. *Journ. Frankl. Inst.* **227**, 149—217, 1939, Nr. 2. (Gen. Electr. Co.) Zur Untersuchung der Struktur der Blitzschläge wurden Registrierungen mit Oszillographen auf dem Turm des Empire State Building in New York und Aufnahmen der Blitzschläge in dieses Gebäude mit rotierender photographischer Boys-Kamera von einem benachbarten Wolkenkratzer aus gemacht. Damit wurden in 3 Jahren 55 Blitzschläge aufgenommen. Fast die Hälfte der Entladungen dauerte länger als 0,4 sec. Die Hälfte der Blitze hatte eine Ladung von mehr als 35 Coulombs, die größte Ladung betrug 164,1 Coulombs. 38% der Blitzschläge hatten eine maximale Stromstärke von mehr als 10 000 Amp., die größte Stromstärke betrug — 156 000 Amp. Die Leitstrahlen nach oben entwickelten sich mit Geschwindigkeiten von 0,17 ft/ μ sec bis 2,09 ft/ μ sec bei Stromstärken von 50 bis 650 Amp., während die kontinuierlichen abwärtsführenden Strahlen Geschwindigkeiten von 1,9 bis 128 ft/ μ sec hatten. Alle Blitzschläge in das Gebäude kamen aus negativer Wolke. Die Verzweigungen der Blitzbahnen weisen in die Richtung der Leitstrahlen. Auf Grund von zahlreichen wiedergegebenen photographischen Aufnahmen und Diagrammen wird im einzelnen die Entwicklung der Blitze diskutiert. Diesbezüglich muß auf die Arbeit selbst verwiesen werden. *Steinhaus.*

Raymond Chevallier. Mesure de l'aimantation naturelle d'une lave mexicaine. *Journ. de phys. et le Radium* (7) **10**, 11 S—12 S, 1939, Nr. 2. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 427.] Die Geschichte der amerikanischen Zivilisation vor der Entdeckung des Erdteils durch Kolumbus ist noch äußerst lückenhaft. Verf. zeigt, daß im Zusammenhang mit anderen Untersuchungen ein magnetisches Studium von Lavagesteinen zur Klärung dieser Fragen möglicherweise bedeutungsvoll sein kann. An vier Lavaproben mexikanischer Herkunft, die zur Kennzeichnung ihrer Lagerung eine horizontale Schnittebene besaßen, werden die Winkel des permanenten Magnetismus gegen die Horizontale, die Inklination, und gegen den geographischen Nordpol, die Deklination, bestimmt. Wenn man annehmen kann, daß seit der Eruption das untersuchte Lavagestein keine Ummagnetisierung erfahren hat, so läßt sich aus den gemessenen Winkeln der natürlichen Magnetisierung des Gesteins auf die Deklination und Inklination des Fundorts während der Eruption und, da diese nach geomagnetischen Tabellen bis zu den frühesten Zeiten bekannt sind, auch auf das Zeitalter der Eruption schließen. An den Proben des Verf. wird eine Deklination von 3° W und eine Inklination von 34,5° gemessen. Ein Vergleich mit den Angaben aus Fritsches Atlas lehrt, daß die Eruption zu Kolumbus' Zeiten (1500—1600) vor sich gegangen sein kann. *Fahlenbrach.*

G. Atanasiu. Sur les éléments du magnétisme terrestre en Transilvanie. *C. R. Acad. Roum.* **2**, 610—612, 1938, Nr. 6. Im Zuge einer Vermessung Rumäniens hat Verf. im Jahre 1937 im Gebiet zwischen 23 bis 24° E. Gr. und 46 bis 47° 30' N die erdmagnetischen Elemente D und H bestimmt. Die angegebenen 13 Stationen gruppieren sich in der Nähe einer Null-Linie der Nadelabweichung (Agone). *A. Burger.*

J. Juilfs. Über Polarlichter und magnetische Stürme. *Elektrot. ZS.* **60**, 509—510, 1939, Nr. 17. *Dede.*

Tommaso Boggio. Intégrale nouvelle des équations du mouvement d'une particule électrisée dans un champ électrique et dans un champ magnétique superposés. C. R. **207**, 134—136, 1938, Nr. 2. Verf. gibt ein vom Energiesatz unabhängiges, etwa einem „Flächensatz“ entsprechendes Integral der Bewegungsgleichungen eines Elektrons in einem speziellen Feld an, das für die Theorie des Nordlichts von Interesse ist. *Henneberg.*

Karl K. Darrow. Contemporary advances in physics, XXXII. Particles of the cosmic rays. Bell Syst. Techn. Journ. **18**, 190—217, 1939, Nr. 1. *Dede.*

Karl K. Darrow. Particles of the cosmic rays. Scient. Month. **48**, 326—344, 1939, Nr. 4. (Bell Teleph. Lab.) Zusammenfassender Bericht über die Teilchen der kosmischen Strahlung. *Szivessy.*

Zoltán Bay. Elektronenvervielfacher als Elektronenzähler. Mat. nat. Anz. ung. Akad. Wiss. **57**, 513—539, 1938. (Ujpest bei Budapest, Egyesült Izzólámpa és Vill. R. T., Forschungslab.) (Orig.: ung.; Ausz.: dtsh.) Unter bestimmten Vorsichtsmaßregeln arbeitet der Vervielfacher als Elektronenzähler vorzüglich. Bei einem Gesamtvervielfachungsfaktor von 10^4 bekommt man an der Anode einen Spannungsstoß von rund $50 \mu\text{V}$, was sich nach der allgemeinen Verstärkungstechnik leicht weiter verstärken läßt. Die Beobachtung der einzelnen Stöße geschieht entweder mit Hilfe eines Kathodenstrahlloszillographen oder durch einen Thyatron mit entsprechendem elektromagnetischen Zählwerk. Der Null-effekt beträgt unter guten Arbeitsbedingungen 1 Stoß/min, entsprechend wahrscheinlich der kosmischen Strahlung. Der Apparat gestattet auch die Zählung von γ -Quanten. Die untere Grenze α der Meßempfindlichkeit ist mit der zur Messung nötigen Zeitdauer τ durch die Gleichung $\alpha \sqrt{\tau} = \text{const}$ verknüpft. τ ist der Frequenzbreite umgekehrt proportional. Daraus folgt, daß das hohe Auflösungsvermögen des Vervielfachers, das nur durch die Laufzeit der Elektronen bedingt ist und mindestens 10^{-8} sec beträgt, vollständig ausgenutzt werden kann, wenn die Frequenzbreite des Verstärkers entsprechend groß gewählt wird, was natürlich eine entsprechend hohe Vervielfachung des Multiplikators notwendig macht. Im Falle eines kleineren Multiplikationsfaktors kann zwar die gewünschte beliebige Empfindlichkeit erreicht werden, jedoch nur auf Kosten des Auflösungsvermögens. — Die Anwendung des Apparates als Lichtquantenzähler ergibt eine Ausbeute von rund 75 Photon/Elektron im roten Maximum (8000 Å) der Empfindlichkeitskurve der Ag-Cs-Schicht. Durch diese hohe Empfindlichkeit und durch die vorzügliche Reproduzierbarkeit stellt der Apparat den zur Zeit besten Lichtquantenzähler dar.

**Sailer.*

E. J. Williams. Concerning the scattering of fast electrons and of cosmic-ray particles. Proc. Roy. Soc. London (A) **169**, 531—572, 1939, Nr. 939. (Univ. Coll. Aberystwyth, Wales.) Die relativistische Theorie der Streuung schneller Elektronen wird diskutiert und mit Korrekturen für den endlichen Kerndurchmesser und für die Abschirmung des Kerns durch die Hüllenelektronen ergänzt. Dann werden durch weitere Rechnungen für experimentelle Anordnungen die mittleren theoretischen Streuwinkel ausgerechnet. Die Messungen von Blackett und Wilson an Ultrastrahlungsteilchen ordnen sich den Formeln gut ein, am besten, wenn man die untersuchten Teilchen als Mesotronen betrachtet. Für Elektronen um 10^6 e-V stimmen die Formeln anscheinend nur für Streuung in leichten Elementen.

Ehmer.

W. Heisenberg. Die Absorption der durchdringenden Komponente der Höhenstrahlung. *Ann. d. Phys.* (5) **33**, 594—599, 1938, Nr. 7. (Inst. f. theor. Phys. Leipzig.) Die Absorption der Mesotrone der harten Komponente geht auf mehrere Effekte zurück. 1. Ionisation, 2. spontaner Zerfall, 3. Erzeugung von Sekundärteilchen. Als Erweiterung gegenüber früheren Arbeiten wird der dritte Fall in die Rechnung einbezogen. Dabei wird angenommen, daß bei solchen Effekten (beispielsweise Explosionen) das Mesotron verschwindet. Diese Absorption macht sich bei großen Impulsen weniger bemerkbar. Schließlich wird die Wirkung auf die Tiefenabhängigkeit des Impulsspektrums untersucht. — Wenn die Kernkräfte in einem bestimmten Impulsbereich besonders starke Absorption bedingen, so sind Unregelmäßigkeiten im Spektrum zu erwarten, wie sie Blackett im Spektrum der durchdringenden Komponente beobachtet hat. *Ehmer.*

Paul Weiß. Das Mesotron und die Richtungsverteilung der Höhenstrahlung. *Naturwissenschaft.* **27**, 132, 1939, Nr. 8. (Inst. f. Höhenstrahlen. Univ. Berlin.) Die Richtungsverteilung der harten Komponente der Ultrastrahlung wird unter der Annahme des zerfallenden Mesotrons diskutiert. Die Messung der Richtungsverteilung geschah hinter einem Panzer von 10,1 m Wasseräquivalent. Aus dem wahren Absorptionskoeffizienten und dem scheinbaren Absorptionskoeffizienten aus der Richtungsverteilung ergibt sich der mittlere Zerfallsweg zu etwa 8 km. Dieser Wert liegt über dem aus dem Barometereffekt berechneten von 4,7 km. *Fünfer.*

H. J. Bhabha. The fundamental length introduced by the theory of the mesotron (meson). *Nature* **143**, 276—277, 1939, Nr. 3616. (Gonville and Caius Coll. Cambridge.) Die von verschiedenen Seiten ausgesprochene Vermutung, daß die in der Theorie des schweren Elektrons auftretende universelle Länge (≈ 2 bis $3 \cdot 10^{-13}$ cm) eine Grenze für die Gültigkeit der Quantentheorie bedeute, wird als unwahrscheinlich hingestellt. Die Begründung geht davon aus, daß die exakten gequantelten Bewegungsgleichungen für das Feld der schweren Elektronen stetig in die Maxwell'schen Gleichungen übergehen, wenn man ihre Masse gegen Null gehen läßt; daß aber die sogenannte Ultrarotkatastrophe, die den Heisenbergschen Explosionsprozessen entspricht, in keiner Weise der Gültigkeit der Quantentheorie eine Grenze setzt; im Gegenteil können gerade die Prozesse, bei denen eine große Zahl von langwelligen Lichtquanten emittiert wird, klassisch behandelt werden. Ähnlich kann man zeigen, daß die Explosionsprozesse mit großer Genauigkeit berechnet werden können, indem man die Größen des Feldes der schweren Elektronen klassisch behandelt. Ausführliche Veröffentlichung der Rechnungen wird angekündigt. *Meizner.*

S. E. Forbush. On cosmic-ray effects associated with magnetic storms. *Trans. Amer. Geophys. Union* 1938, S. 193, Part 1, Aug. (Carnegie Inst. Wash.) Vgl. diese Ber. S. 1450. *Rau.*

Vsevolod Romanovsky. Tourbillons dans les boues épaisses. Application aux terrains polygonaux arctiques. *C. R.* **208**, 621—623, 1939, Nr. 9. Laboratoriumsversuche mit Schichten von Zucker, Salz oder Sand überdeckt mit siedendem Wasser ergaben polygonartige Wirbel, bei denen das Verhältnis der Schichtdicke zur Entfernung zweier Erhebungen immer konstant 1,76 war. Die Dicke der Wasserschicht war ohne Einfluß auf dieses Verhältnis. In den Polygonzellen zeigte sich aufsteigende Bewegung im Zentrum und absteigende am Rande. Es wurde eine vollkommene Identität zwischen den experimentell hergestellten Formen und den arktischen Polygonböden festgestellt. *Steinhausner.*

Ken Sugawara. Dichotomous microstratification of p_H . Proc. Imp. Acad. Tokyo 14, 316—319, 1938, Nr. 8. (Chem. Lab. Tokyo Higher School.) Zu bisher bekannten sechs Typen „dichotomer“ Schichtung des p_H wurde eine neue Art von Mikroschichtung des p_H entdeckt, die nur tagsüber mit einem Minimum von p_H zwischen 1 und 1,5 m Tiefe sich zeigt, nachts aber durch die Zirkulation, die durch die Abkühlung des Wassers zustande kommt, wieder zerstört wird. Auffallend ist ein großer Sauerstoffverbrauch in dieser Schicht. *Steinhausser.*

V. Walfrid Ekman. Neuere Ergebnisse und Probleme zur Theorie der Konvektionsströme im Meere. S.-A. Ergebn. d. kosm. Phys. 4, 1—74, 1939. (Lund.) Inhalt: I. Ermittlung des Elementarstromes (13 S.), II. Ermittlung des Wassertransportes (15 S.), III. Energie- und Trägheitswirkungen des Wassers (14 S.), IV. Rossbys Golfstromtheorie (15 S.), V. Folgerungen aus der Kontinuitätsbedingung (11 S.), 57 Literaturnachweise. *H. Israëli.*

Franz Sauberer. Über die Lichtverhältnisse der Binnenseen. (Sammelbericht.) Bioklim. Beibl. 6, 33—41, 1939, Nr. 1. (Biol. Stat. Wien-Lunz.)

Claude Francis-Boeuf. Remarques sur quelques mesures de salinité des eaux de l'Orne, entre Caen et l'embouchure (Franceville). C. R. 208, 916—918, 1939, Nr. 12. *Dede.*

Ernst Föyn, Berta Karlik, Hans Pettersson and Elisabeth Rona. Radioactivity of sea water. Nature 143, 275—276, 1939, Nr. 3616. (Bornö Station, Sweden.) In Zusammenarbeit des Instituts für Radiumforschung, Wien, und des Kjemisk-Instituts, Oslo, wurden Methoden zur U-, Ra- und Th-Bestimmung im Meerwasser ausgearbeitet. Die bisherigen Ergebnisse sind kurz zusammengestellt. Der U-Gehalt des Meerwassers ist seinem Gesamtsalzgehalt proportional und beträgt bei 3,5 ‰ Salzgehalt $2 \cdot 10^{-6}$ g/Liter. Der Ra-Gehalt schwankt zwischen 0,03 und $0,2 \cdot 10^{-12}$ g/Liter; eindeutige Beziehungen zu anderen Faktoren (Ort, Tiefe, Salzgehalt und Zeit) konnten noch nicht aufgefunden werden. Ra-Gehaltsbestimmungen im Plankton und anderen primitiven Lebewesen des Meerwassers ergibt für diese nur etwa $1/10$ der Menge, die mit dem obigen U-Gehalt im Gleichgewicht vorhanden sein müßte. Verff. lehnen deshalb die Vorstellung der Ra-Speicherung in diesen Mikroorganismen und die daraus folgende allmähliche Ra-Sedimentation zum Ozeanboden durch abgestorbene Organismen ab und vermuten, daß der hohe Ra-Gehalt der Ozeanböden durch chemische Ausfällung des Ioniums zustande kommt. Der Th-Gehalt des Meerwassers liegt in der Größenordnung von $4 \cdot 10^{-7}$ g/Liter. Ausführliche Veröffentlichung ist in Aussicht gestellt. *H. Israëli.*

Yoshikazu Toyohara. On the inclination of the strand along a sandy sea-shore. (First report.) Proc. Imp. Acad. Tokyo 14, 320—324, 1938, Nr. 8. (Geophys. Inst. Kyoto Univ.) Die Neigung der Sandküsten ist am größten, wo die Uferlinie rechtwinklig zur vorherrschenden Windrichtung verläuft. Bei gleichem Windeinfluß ist die Küste um so steiler, je größer die Sandkörner sind. Nach den bisherigen Beobachtungen ist die Neigung des Sandstrandes in erster Linie von der Hauptwindrichtung und in zweiter Linie von der Sandkorngröße abhängig. *Steinhausser.*

Meteorologisches Taschenbuch. Dritte Ausgabe. Unter Mitarbeit von T. Bergeron, C. Kassner, K. Keil und K. Knoch, herausgegeben von F. Linke. VIII u. 268 S. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., 1939. Geb. RM. 17,80. br. RM. 16,—. Die Ausgabe III des „Meteorologischen Taschenbuchs“ soll, wie der Herausgeber einleitend bemerkt, die internationale Zusammenarbeit und die gegenseitige Verständigung auf dem meteorologischen Arbeitsgebiet fördern, ein Wunsch,

der in erster Linie durch die höchst dankenswerte Einführung eines sechssprachigen meteorologischen Wörterbuches (Deutsch, Französisch, Englisch, Italienisch, Spanisch, Russisch; zusammengestellt von Tor Bergeron) von rund 2500 Fachausdrücken wesentlich gefördert werden dürfte. C. Kassner bringt eine gegen die zweite Ausgabe erweiterte Tabellenzusammenstellung zur Geschichte der Meteorologie (18 S.). Vom Herausgeber sind die gesamten internationalen meteorologischen Organisationen (Komitee, Gesellschaften, Institute und Länderorganisationen, Zeitschriften) sowie einige wichtige internationale Vereinbarungen und Definitionen, soweit sie bleibenden Charakter haben (Zeiten, meteorologische Symbole und Skalen, Hydrometeordefinitionen, Dezimalklassifikation der meteorologischen Literatur) behandelt (36 S.). Von K. Keil ist die Verschlüsselung der Funkwettermeldungen zusammengestellt (38 S.). In Ergänzung zu der schon in der ersten Ausgabe begonnenen Zusammenstellung von Klimadaten ausgewählter Stationen sind von K. Knoch für 340 Stationen von NW- und Mitteleuropa die Monats- und Jahresmittel der Temperatur, die mittleren Monats- und Jahressummen des Niederschlags sowie als Ergänzung zum Klimamaterial des Deutschen Reiches für 95 deutsche Stationen die mittleren täglichen Maxima und Minima der Temperatur monatsweise zusammengestellt (44 S.). Den Rest (124 S.) nimmt das erwähnte Wörterbuch ein. Ein Anhang enthält die internationalen Wolkenbezeichnungen sowie das Morsealphabet und Änderungen während des Druckes. *H. Israëel.*

E. Briner et E. Perrottet. Détermination des solubilités de l'ozone dans l'eau et dans une solution aqueuse de chlorure de sodium; calcul des solubilités de l'ozone atmosphérique dans les eaux. *Helv. Chim. Acta* **22**, 397—404, 1939, Nr. 2. (Lab. chim. Univ. Genève.) *Dede.*

Henri Bénard et Douchan Avsec. Travaux récents sur les tourbillons cellulaires et les tourbillons en bandes. Applications à l'astrophysique et à la météorologie. *Journ. de phys. et le Radium* (**7**) **9**, 486—500, 1938, Nr. 11. (Lab. Mécan. des Fluides Fac. Sc. Univ. Paris.) Inhaltsangabe zweier zusammenfassender Vorträge vor der Soc. Franç. de Phys. Der Inhalt ist gegliedert in I. Astrophysik: Granulation der Sonnenphotosphäre, Ursprung der Granulation und Struktur der Sonnenatmosphäre; II. Neuere Arbeiten über thermokonvektive Wirbel in einer Luftschicht, Anwendungen in der Meteorologie. — Diese Zusammenfassung enthält zahlreiche graphische und Bildwiedergaben. *Riewe.*

Ferd. Travníček. Näheres über meteorologische Säkularschwankungen am Beispiel der Hamburger Windaufzeichnungen. *Ann. d. Hydrogr.* **67**, 120—125, 1939, Nr. 3. (Graz.) *Dede.*

P. Raethjen. Zur praktischen Anwendung der Margules'schen Gleichgewichtsbedingung. *Meteorol. ZS.* **56**, 58—62, 1939, Nr. 2. Die Margules'sche Grenzflächenformel wird nur richtig angewendet, wenn sie nicht als Fläche im Temperaturfeld, sondern ausschließlich als Fläche gleichen frontparallelen Windes verstanden wird. Die Neigung der Grenzfläche ist nicht auf die Horizontale, sondern auf die Drift-Isobarfläche zu beziehen. Die in die Formel eingesetzten Wind- und Temperaturunterschiede müssen aerologisch als isobare Unterschiede gemessen sein. Es wird ein Nomogramm zur Bestimmung der Gleichgewichtsneigung in gemäßigten Breiten aus dem isobaren Temperaturgefälle senkrecht zur Front, aus der vertikalen Änderung der frontparallelen Windkomponente und aus der isobaren frontsenkrechten Änderung der frontparallelen Windkom-

ponente angegeben. Aus der Abweichung der wirklichen Windgrenze von der Gleichgewichtsneigung läßt sich damit in der Praxis die Existenz und die Art von Zirkulationsbeschleunigungen feststellen.
Steinhauser.

F. Reuter. Die halbjährige Luftzirkulation im NO-Passatgebiet des Nordatlantischen Ozeans über Teneriffa. Ann. d. Hydrogr. 67, 67—70, 1939, Nr. 2. (Herrenbreitungen/Werra.) Es wird die halbjährige Welle der Luftversetzung bis 17 km Höhe im Zusammenhang mit der Einstrahlung und der halbjährigen Welle des Luftdrucks und anderer meteorologischer Elemente diskutiert und ein Schema der halbjährigen Zirkulation im Passatgebiet über dem Nordatlantischen Ozean auf Grund entgegengesetzter Extreme zwischen Einstrahlung im Äquatorgebiet und halbjähriger Luftdruckwelle in 30° Breite entworfen.

Steinhauser.

Friedrich Karl Rehorn. Kompensation aus Vertikalbewegung oder aus Advektion? („Wetterdynamik“ Nr. 4.) Beitr. z. Phys. d. freien Atmosph. 25, 189—219, 1939, Nr. 3. (Frankfurt a. M.) Verf. führt einen Kompensationsfaktor $\kappa = \Delta\tau / \Delta h_1$ ein, wo $\Delta\tau$ die Änderung des Abstandes zwischen 800- und 500-mb-Fläche, die proportional der Änderung der virtuellen Mitteltemperatur dieser Schicht ist, und Δh_1 die Höhenänderung des 500-mb-Niveaus bedeutet. Bei $0 < \kappa < 1$ besteht Kompensation (gleichsinnige Änderung von Druck und Temperatur in der Troposphäre), bei $\kappa > 1$ Überkompensation und bei $\kappa < 0$ Dekompensation. Aus der Auffassung der Kompensation als Erhaltungstendenz des Strömungsgleichgewichts und des Austauschgleichgewichts wird als Maß der theoretischen Kompensation $\Delta T / \Delta h = 0,028$ und $\kappa = 0,45$ abgeleitet. Bei Untersuchung der Temperaturänderungen durch Strahlung, durch anisobare Vertikalbewegung und durch isobare Advektion wie auch des Zusammenwirkens dieser Faktoren werden die Temperaturveränderungen am Ort in advektive Temperaturänderungen im ortsfesten Koordinatensystem und in hauptsächlich durch Vertikalbewegungen bestimmte säulengebundene Temperaturänderungen im mitlaufenden Koordinatensystem aufgeteilt. Es wird dann gezeigt, wie Vertikalbewegung allein, also säulengebundene Temperaturänderung, und wie die Advektion durch Gradientwind kompensierend wirken kann. Aus Kompensationskarten, die in Linien gleicher 24stündiger Höhenänderung der 500-mb-Fläche und in Linien gleicher Änderung der Schichtdicke 500 bis 800 mb die lokale Kompensation, die säulengebundene Kompensation und die advektive Kompensation für die Wetterentwicklung vom 17. bis 28. Juni 1935 zeigen, wird die Kompensation als Folge von Vertikalbewegungen erkannt.

Steinhauser.

Gordon Manley. The helm wind of crossfell. Nature 143, 377, 1939, Nr. 3618. (Univ. Durham.) Es werden besondere Erscheinungen des Helm-Windes, eines aus Richtungen von E bis NNE vom Cross Fell in der Penninischen Kette herabwehenden Windes und der für diesen charakteristischen Wolkenformen beschrieben.

Steinhauser.

H. U. Sverdrup. Second note on the logarithmic law of wind structure near the ground. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. 65, 57—60, 1939, Nr. 278. (Scripps Inst. Oceanogr., La Jolla, Calif.) In Erwiderung auf eine Bemerkung von Sutton widerlegt der Verf. dessen in einer Diskussion über die Gültigkeit des logarithmischen Gesetzes der Windstruktur in Bodennähe geäußerte Meinung, daß die Rauigkeitslänge z_0 keine physikalische Konstante zur Charakteristik der Bodenoberfläche darstellt, sondern von der Temperaturschichtung abhängt, und zeigt, daß der Einfluß der Stabilität durch eine andere Konstante zum Ausdruck gebracht werden kann. In größerer Distanz von der Grenzfläche wird das Windprofil besser durch ein Potenzgesetz als durch ein logarithmisches Gesetz wiedergegeben.

Steinhauser.

G. Pogade. Über die Bedeutung außereuropäischer Hoch- und Tiefdruckgebiete für die Wetterentwicklung über Europa. (Die Wetterlage vom 1. bis 9. Oktober 1938.) Ann. d. Hydrogr. 67. 97—99, 1939, Nr. 2. (Hamburg.) Die Großwetterlage war durch quasistationäre Hochdruckgebiete über den Azoren und über Nordamerika und Tiefdruckgebiete bei Island und vor der Ostküste der USA. gekennzeichnet. Diese führten anhaltend arktische Kaltluft aus dem grönländisch-kanadischen Raum und subtropische Warmluft aus dem westatlantischen Passatgebiet in einer langgestreckten Frontalzone gegeneinander, wodurch die Energie für die im Nordatlantik in dieser Zeit entstandenen und sich vertiefenden Depressionen geliefert wurde. Ein bei den Bermudainseln liegendes und sich immer wieder erneuerndes Tief sorgte für beständigen Nachschub subtropischer Warmluft, wodurch im Verein mit dem Nachschub der arktischen Kaltluft durch das amerikanische Hoch bewirkt wurde, daß die Tiefs im Atlantischen Ozean die Frontalzone nicht aufrollen konnten. *Steinhauser.*

P.-L. Mercanton. Ce que l'avalanche peut enseigner au météorologiste. Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges. 119. Jahresvers. Chur 1938, S. 137—138. (Zürich.) Verf. weist darauf hin, daß der Einbruch einer Staublawine in einen flachen Talgrund in Analogie zum Einbruch einer Kaltfront in den Warmsektor einer Depression steht. Aus photographischen Aufnahmen solcher Staublawinen sind die für den Kaltlufteinbruch charakteristischen Strömungsvorgänge ersichtlich. *Steinhauser.*

Chang-Wang Tu. Chinese air mass properties. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. 65, 33—51, 1939, Nr. 278. (Nanking.) Es werden Ursprung, Aufbau und Wetterwirksamkeit der verschiedenen in China vorkommenden Luftmassen besprochen. Auf Grund von Flugzeug- bzw. Drachenaufstiegen in Nanking, Kuning, Hangchow und Peiping werden für Winter und Sommer Mittelwerte von Temperatur, relativer Feuchtigkeit, spezifischer Feuchtigkeit und äquivalentpotentieller Temperatur für verschiedene Höhenstufen in den einzelnen Luftmassen angegeben. *Steinhauser.*

R. Scherhag. Die Erwärmung des Polargebiets. Ann. d. Hydrogr. 67, 57—67, 1939, Nr. 2. (Reichsamt f. Wetterdienst Berlin.) Seit 1866 war die mittlere Lufttemperatur an der norwegischen Küste um etwa 1° gestiegen. Zugleich war in den letzten drei Jahrzehnten auch die Temperatur des Wassers im Golfstrom und in den britischen Gewässern um ungefähr 0,4° gestiegen. Die Erwärmung ist besonders in den letzten Jahren stark fortgeschritten, in denen auch die allgemeine Zunahme der atmosphärischen Zirkulation besonders gesteigert worden ist, wie durch eine beträchtliche Verstärkung aller Aktionszentren in den letzten 2 Jahren bei gleichzeitiger weiterer Verschiebung der Aktionszentren nach Norden gezeigt wird. Am stärksten war die Steigerung der Wintertemperatur im Gebiet von Spitzbergen (das Mittel von 1930/38 war um 9° höher als das von 1911/20!). In den letzten Jahren sind auch die Sommer wärmer geworden. Es werden 220- bzw. 110 jährige Temperaturwellen für wahrscheinlich gehalten. Ein Maximum dieser Welle soll noch in diesem Jahrzehnt erwartet werden. *Steinhauser.*

E. Ekhart. Mittlere Temperaturverhältnisse der Alpen und der freien Atmosphäre über dem Alpenvorland. Ein Beitrag zur dreidimensionalen Klimatologie. II. Teil: Die Temperaturverhältnisse der freien Atmosphäre über München und Vergleich mit den Alpen. Meteorol. ZS. 56, 49—57, 1939, Nr. 2. (Univ. Inst. kosm. Phys. Innsbruck.) Nach Flugzeugaufstiegen über München wurden die

durchschnittlichen Abweichungen der Tagesmittel der Temperatur der freien Atmosphäre von der Temperatur der Nordalpen in den verschiedenen Höhen für die einzelnen Jahreszeiten abgeleitet. Sie sind in etwas abgeschwächerem Maße als vom Morgentermin bekannt ist, — abgesehen vom Boden — durchwegs positiv. Im Sommer sind die Abweichungen am kleinsten. In allen Jahreszeiten nehmen sie vom Boden bis zu einem Maximum in 900 bis 1100 m Höhe zunächst zu, darüber aber von 1700 bis 1900 m wieder ab und über dieser Schicht neuerdings bis zur Gipfelhöhe zu. Eine ähnliche Höhenverteilung zeigen auch die Abweichungen zum Morgentermin. Die Höhenverteilung der Abweichungen der Temperaturen der Berggipfel von der Temperatur der freien Atmosphäre wird als Superposition der Wirkung einer aufsteigenden Hindernisströmung, die mit der Höhe zunimmt und in höheren Schichten allein maßgebend ist, und der Wirkung thermischer Aufwinde, die in den unteren Schichten am größten ist und das Maximum der Abweichungen bei 1000 m Höhe verursacht, aufgefaßt. Es werden 30 jährige Mittel der Morgentemperaturen bis 5000 m Höhe über München abgeleitet. Die harmonische Analyse ergab, daß die Abnahme der Amplitude des ganzjährigen Ganges mit der Höhe in der freien Atmosphäre rascher erfolgt und die Verspätung der Phase mit zunehmender Höhe größer ist als auf den nordalpinen Gipfeln. Die Amplitude der halbjährigen Welle nimmt in der freien Atmosphäre bis 2,5 km ab (0,21°) und darüber bis zum Bodenwert in 5 km Höhe (0,71°) wieder zu, während sie in den Nordalpen mit der Höhe konstant (0,4°) bleibt. Ein thermischer Einfluß der Alpen wird bis 5 km Höhe als wahrscheinlich angenommen.

Steinhauser.

M. Robitzsch. Die äquivalente Temperatur. Meteorol. ZS. 56, 79—82, 1939, Nr. 2. (Reichsamt f. Wetterdienst Berlin.) Nach geschichtlichen Bemerkungen über die Einführung der Äquivalenttemperatur erklärt der Verf., daß die Verwendung des Faktors 1510/B zur Berechnung des Feuchtigkeitszuschlags der Genauigkeit der Psychrometernmessungen hinreichend gerecht wird und daß eine Präzisierung der psychrometrischen Formel für praktische Zwecke überflüssig ist. Verf. legt den Unterschied zwischen äquivalentpotentieller Temperatur und potentieller Äquivalenttemperatur dar und zeigt, daß die potentielle Äquivalenttemperatur thermodynamisch wertlos ist.

Steinhauser.

M. Čadež. Über den Einfluß der vertikalen adiabatischen Bewegungen auf die Temperatur der trockenen Atmosphäre. Meteorol. ZS. 56, 83—85, 1939, Nr. 2. (Prizren, Jugoslawien.)

Steinhauser.

Fritz Loewe. The cold spell of mid-march in Victoria. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. 65, 61—64, 1939, Nr. 278. (Univ. Melbourne.) In Melbourne und in anderen Orten Südaustraliens zeigt sich nach 70 jährigen Beobachtungen auch bei Unterteilung der ganzen Reihe in drei Teile ein beträchtlicher Temperaturabfall vom 12. zum 15. März. Die hohen Temperaturen sind mit Nordwinden und die tiefen mit Südwinden verbunden; diesem Windumschlag entsprechend ändert sich auch die Druckverteilung im Mittel der letzten 30 Jahre vom 12. zum 15. März.

Steinhauser.

Franz Zimmer. Zu: A. Schmauß, Synoptische Singularitäten. Meteorol. ZS. 56, 85, 1939, Nr. 2. (Freudenthal.)

A. Schmauß. Bemerkungen zu den Ausführungen von F. Zimmer. Meteorol. ZS. 56, 86, 1939, Nr. 2. (München.)

Steinhauser.

Henry Hubert. Sur l'origine africaine d'un cyclone tropical dévastateur dans la région de New York. C. R. 208, 456—458, 1939,

Nr. 6. Verf. beschreibt die Entwicklung einer Depression, die am 4. September 1938 in der Sahara entstanden war und am 21. September als verheerende tropische Zyklone in die Nähe von New York kam. *Steinhauser.*

Günther Falckenberg. Experimentelles zur Eigenstrahlung dünner wasserdampfhaltiger Luftschichten. *Meteorol. ZS.* **56**, 72—75, 1939, Nr. 2. (Rostock.) Verf. mißt die Gesamteigenstrahlung wasserdampfhaltiger, kohlenstofffreier atmosphärischer Luft von 20° C in einem 236 cm langen Rohr mit Hilfe eines auf —187° C abgekühlten Schwarzstrahlers für etwa 11 bis etwa 30 g/m² Niederschlagswasser. Mit Hilfe der erhaltenen Werte und früherer Untersuchungen wird die Eigenstrahlung kohlenstofffreier Luft verschiedenen Wasserdampfgehalten für 100° C berechnet. Zu anderen Untersuchungen bestehen beträchtliche Diskrepanzen, für die methodische Unterschiede der Meßanordnungen verantwortlich gemacht werden. *H. Israël.*

F. W. Paul Götz. Sonnenaktivität und Strahlungsklima. *Radiologica* **4**, 33—35, 1939, Nr. 1/2. (Arosa.) Ein Mitgehen der Strahlung, zumal der des UV-Gebietes mit der Fleckentätigkeit der Sonne, ist nicht eindeutig nachgewiesen. Dagegen kann es aber sein, daß bei Sonneneruptionen eine stärkere Ultraviolett-ausstrahlung hervorgerufen wird, die jedoch in den höchsten Atmosphärenschichten steckenbleibt und eine Störung der Ionosphäre hervorruft, die ihrerseits das Strahlungsklima beeinflusst. Die Beobachtungen in Arosa lassen die Wahrscheinlichkeit zu, daß verstärkte Sonnentätigkeit den Ozongehalt der Luft erniedrigt und somit die ultraviolette Strahlungsintensität steigert. Im übrigen lassen sich über diese Zusammenhänge bisher noch keine eindeutigen Aussagen machen. *Peukert.*

W. W. Spangenberg. Zwei Halo-Aufnahmen. *Ann. d. Hydrogr.* **67**, 154—155, 1939, Nr. 3. *H. Israël.*

H. Grimm. Das aschgraue Mondlicht im Jahre 1938. *Ann. d. Hydrogr.* **67**, 155, 1939, Nr. 3. *Dede.*

Friedr. Schmid. Eine großartige Fata Morgana auf dem Suëskanal. *Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges.* **119**. Jahresvers. Church 1938, S. 138—140; auch *Helv. Phys. Acta* **11**, 557—559, 1938, Nr. 7. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Oberhelfenswil.) Eingehende Beschreibung einer besonders großartigen Fata Morgana, die der Verf. auf dem Suezkanal am 22. März 1933 beobachtete. Angabe verschiedener gleichzeitiger meteorologischer Daten. Der Verf. beobachtete 139 Segel, 23 ganze Segelboote, 21 Masten mit aufgebundenen Segeln, 17 vermutliche Fischernetze mit Stangen und 4 Oasen. Die Zahlen vermehrten sich noch. „Es war Port Said, das sich zuerst in den Lüften ankündigte.“ *Picht.*

Hans Müller. Schneefälle in kontinentalarktischer Kaltluft über der Nordsee. *Ann. d. Hydrogr.* **67**, 125—129, 1939, Nr. 3. (Kiel.) *Dede.*

Sir Gilbert T. Walker. Some recent work on cloud forms. *Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc.* **65**, 28—30, 1939, Nr. 278. Unstabile Luftschichten geben durch langsame (1) und rasche (2) Abscherung zwischen den höchsten und tiefsten Teilen angrenzender Schichten Veranlassung zur Bildung von quer (1) und längs (2) verlaufenden Luftzellen. In jeder solchen Luftzelle gibt es zwei Wirbel, die in entgegengesetzter Richtung rotieren. Diese Vorgänge sind nur durch Kondensation sichtbar, und zwar als Quer- und Längswolken. Die Form der sichtbaren Wolken hängt davon ab, wo Kondensation stattfindet, ob im Innern der Wirbel oder in den

oberen Teilen der Luftzellen, ob eine Störung durch Turbulenz vorliegt und von der Art der Störung. Fächerförmige Wolken sind wahrscheinlich Nacherscheinungen über Cumulonimbuswolken. Einige Abbildungen bringen Beispiele für die verschiedenen Fälle. Die Erklärung dieser Wolkenformen ist vielfach noch ein Problem und wird vielleicht nach der Meinung des Verf. durch ihre künstliche Darstellung im Laboratorium möglich sein. *Krestan.*

O. Eckel. Über die Schwankungen der Schneeverhältnisse in Davos. Meteorol. ZS. 55, 359—365, 1938, Nr. 10. (Zeltweg, Steiermark.)

W. Köppen. Die Regenzeit 1936—1937 in Palästina und Syrien. Meteorol. ZS. 55, 375—376, 1938, Nr. 10. (Graz.)

Charles Bois. Sur les pluies torrentielles en Tunisie. C. R. 207, 1064—1066, 1938, Nr. 22. *Dede.*

Walter Wundt. Die Verdunstung vom Meere in der Passatzzone und von freien Wasserflächen im allgemeinen. Ann. d. Hydrogr. 67, 74—82, 1939, Nr. 2. (Freiburg i. Br.) Nach Beobachtungen der Feuchtigkeitsanreicherung der Passatströmung im Atlantischen Ozean auf dem Wege vom 20. bis zum 10. Breitenkreis bis zur Höhe der Passatinversion wird eine Jahresverdunstungshöhe (ohne Niederschlag) von 111 cm in 20 bis 15° N, 141 cm in 15 bis 10° N, 96 cm in 10 bis 15° S und 98 cm in 15 bis 20° S berechnet. Unter Berücksichtigung der Niederschlagsmengen wird die jährliche Verdunstung in den Passatzonen zwischen 10 und 20° Breite im Atlantik auf durchschnittlich 130 cm (Grenzen um 100 und 160 cm) geschätzt. Zum Vergleich werden mit Verdunstungsgeräten an verschiedenen Stellen gewonnene Messungsergebnisse angeführt. *Steinhausner.*

W. Findeisen. Die Kondensationskerne. Entstehung, chemische Natur und Anzahl. Beitr. z. Phys. der freien Atmosph. 25, 220—232, 1939, Nr. 3. (Aerol. Obs. Friedrichshafen.) Zusammenstellung der bisherigen Erfahrungen über Herkunft, Chemismus, Größe, Zahl und kondensationsfördernde Eigenschaften der Kondensationskerne. Die zahlreichen, teilweise sich widersprechenden und noch zu lückenhaften Einzelergebnisse lassen sich noch nicht befriedigend in ein klares Schema einordnen; doch lassen die bisherigen Kenntnisse schon den wichtigen Schluß zu, daß „an den meisten Orten zu fast allen Zeiten im Höhenbereich der atmosphärischen Kondensationsvorgänge so viel Kerne vorhanden sind, daß der Wolkenbildung keine Schwierigkeiten entgegenstehen, da zur Bildung mäßig dichter Wolken nur etwa 50 Kerne in cm³ nötig sind“! *H. Israël.*

Ouang Te-Tehao. Sur le spectre de mobilités des gros ions. C. R. 206, 240—242, 1938, Nr. 4. Die Beweglichkeit großer sichtbarer Ionen wurde im elektrischen Wechselfeld unmittelbar photographisch gemessen. Es wurde ein spezielles chinesisches Parfum zerstäubt und in das Feld gebracht. Die Teilchenbahnen wurden photographiert und ihre freie Weglänge ausgemessen. *P. Schulc.*

B. Gutenberg. Zur Entwicklung der seismischen Aufschlußmethoden. S.-A. Ergebn. d. kosm. Phys. 4, 169—218, 1939. (Pasadena, Calif.) Zusammenfassende Darstellung der seismischen Aufschlußverfahren mit instrumentellen Einzelheiten und zahlreichen Arbeitsbeispielen: Historische Entwicklung (5 S.), Organisation seismischer Untersuchungen (3 S.), die Refraktionsmethode (3 S.), die bei der Reflexionsmethode benutzten Instrumente (16 S.), die Sprengladung und ihre Zündung (5 S.), Beispiele (7 S.), Rechenmethoden (11 S.) und 57 Literaturnachweise. *H. Israël.*

Volker Fritsch. Einiges über die Widerstandsverfahren der Funkmutung. *ZS. f. Geophys.* **14**, 260—269, 1938, Nr. 7/8. (Brünn.) *Riewe.*

Volker Fritsch. Einiges über den Aufbau und die Eigenschaften geologischer Leiter. *S.-A. Ergebn. d. kosm. Phys.* **4**, 219—289, 1939. (Brünn.) Geologische Leiter sind in elektrischer Hinsicht als komplexe Widerstände aufzufassen, deren imaginäre Komponente fast ausschließlich kapazitiv ist; ihre elektrischen Eigenschaften sind in erster Linie vom Grad der Durchfeuchtung, im übrigen von Frequenz, Stromdichte und anderen physikalischen Faktoren abhängig. Inhalt der Monographie: I. Allgemeine Begriffe und Definition (3 S.); II. Aufbau geologischer Leiter (19 S.); III. Das Ersatzschema des geologischen Leiters (15 S.); IV. Die Stromleitung in geologischen Leitern (3 S.); V. Feldausbreitung in geologischen Leitern (16 S.); VI. Die Erde als geologischer Leiter (2 S.). In einem Tabellenanhang (8 S.) sind Widerstandswerte von Gesteinen, Erzen und Bodenarten mitgeteilt. 137 Literaturnachweise. *H. Israël.*

H. Martin. Das Aufsuchen nutzbarer Lagerstätten mit den neuen geophysikalischen Verfahren. *S.-A. Beitr. z. Geolog. Thüringen* **5**, 203—208, 1939, Nr. 3. (Jena.) Auszug aus einem Vortrag. Die Verfahren der angewandten Geophysik, welche zur Aufsuchung von Lagerstätten dienen, werden vom Standpunkt der Praxis aus im Zusammenhang erläutert. Hierbei konnte eine Reihe vom Verf. selbst gemessener Beispiele magnetischer und gravimetrischer Profile herangezogen werden. Einige Karten mit den eingezeichneten Meßergebnissen sind wiedergegeben. *Schmerwitz.*

F. K. Th. van Iterson. La pression du toit sur le charbon près du front, dans les exploitations par tailles chassantes. *Proc. Amsterdam* **42**, 90—104, 1939, Nr. 2. Die Leitung des Minengebietes der Niederlande hat die Anwendung rein physikalischer Forschungsverfahren, insbesondere der Elastizitätstheorie, auf die Probleme des Grubenabbaues und seiner Sicherung als dringend notwendig erkannt. Die vorliegende und durch die Praxis angeregte Arbeit gibt in dieser Hinsicht eine theoretische Berechnung des Erddruckes und der Spannungsverteilung bei verschiedenen Formen von Einschlügen. Zunächst wird die radiale Spannungsverteilung für eine vorwiegend zweidimensionale lineare Bodenbelastung berechnet. Diese Ausführungen werden dann auf den Tunnel von kreisförmigem Querschnitt erweitert. Zum Schluß werden Ableitungen der Spannungsverteilung gegeben, die bei einem Streifen rechteckigen Querschnitts und bei einem Ausschlag der gleichen Form auftreten. *Schmerwitz.*

H. C. Gunton. Report on the phenological observations in the British Isles from December, 1937, to November, 1938. *Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc.* **65**, 75—122, 1939, Nr. 279. *Dede.*

Hermann Mai. Einige ärztliche Beobachtungen am Strahlungsklima Münchens. *Münc. Med. Wochenschr.* **86**, 404—409, 1939, Nr. 11. (Univ.-Kinderklin. München.) *Dede.*

F. Linke. Grundgedanken einer Lichtklimatologie. *Radiologica* **4**, 29—32, 1939, Nr. 1/2. (Frankfurt/M.) Es wird das Programm angegeben, nach dem zur Aufstellung einer allgemeinen Klimatologie die Strahlungsmessungen verarbeitet werden müssen. Folgende Faktoren sind zu berücksichtigen: 1. Die geographische Breite ist in ihrem Einfluß auf die Gesamtstrahlungssummen gut be-

kannt, geringer sind jedoch die Kenntnisse über die spektrale Verteilung. 2. Die Meereshöhe spielt nur eine geringe Rolle, wenn die übrigen klimatologischen Verhältnisse in allen Höhen als gleich angenommen werden. 3. Der Einfluß der Horizontverengerung ist abhängig von dem Öffnungswinkel des Beobachtungsortes. 4. Der Bewölkungsgrad ändert alle Wellenlängen im gleichen Maße, während der Trübungsgrad neben einer allgemeinen Schwächung hauptsächlich die kürzeren Wellen beeinflusst. 5. Der Ozongehalt ist für das kurzwellige Ende des Spektrums ausschlaggebend. Dann wird noch auf den Einfluß der Himmelsstrahlung und ihrer Gesetze eingegangen und auf einige bei der Strahlungstherapie zu berücksichtigende Faktoren hingewiesen.

Peukert.

C. E. P. Brooks. The climate of Chios. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. 65, 52—56, 1939, Nr. 278. Auf der Insel Chios im Ägäischen Meer wurden in den Jahren 1898—1917, 1928—1938 Beobachtungen verschiedener meteorologischer Elemente gemacht, die in der Abhandlung veröffentlicht werden. Die erste Beobachtungsreihe umfaßt Extremwerte der Temperatur, Regentage, -menge, Bewölkungsmenge und Windrichtung, die zweite Luftdruck, Extremwerte der Temperatur, Regentage, -menge, relative Feuchtigkeit, Dampfdruck und Bewölkungsmenge als Monatsmittel des jeweiligen ganzen Zeitraums. Weitere Tabellen enthalten Mitteltemperaturen (1928—1938) und Regenmenge (1898—1917, 1928—1938) für jeden Monat eines jeden Jahres. Außerdem sind noch die Niederschlagstage angegeben für die Jahre 1898—1917 (Schnee, Hagel, Gewitter), 1932—1938 (Schnee, Hagel) und die Erdbeben von 1932—1938. Aus den Aufzeichnungen ergibt sich für die Insel Chios ein typisches Inselklima des östlichen Mittelländischen Meeres mit milden Wintern, langen heißen Sommern und geringer Bewölkung. Diese Beobachtungen und bereits früher veröffentlichte für die Jahre 1853—1856 zeigen, daß sich das Klima seit 70 Jahren nicht geändert hat.

Krestan.

Robert L. Nichols. Nieves penitentes near Boston, Massachusetts. Science (N. S.) 89, 557—558, 1939, Nr. 2320. (Tufts Coll.)

Frederick Sargent and A. J. Nedzel. The cold front and the toxicity of morphine sulphate. Bioklim. Beibl. 6, 26—29, 1939, Nr. 1. (Inst. Technol. Mass.; Univ. Ill.)

Dede.

K. Forberger und K. Metz. Magnetische Bodenforschungen des geologischen Institutes der Montanistischen Hochschule, Leoben. III. Magnetische Bodenforschungen in Gebiete zwischen Leibnitz und Radkersburg. Berg- u. Hüttenm. Monatsh. Leoben 87, 61—66, 1939, Nr. 3. (Saarbrücken. Leoben.) Mit der Schmidtschen Vertikalfeldwaage wurde im Raume Leibnitz—Radkersburg eine Messung der magnetischen Vertikalintensität vorgenommen, um aus den Untergrundverhältnissen Schlüsse über die Möglichkeit der Erdölführung dieses Gebietes ziehen zu können. (Übersicht d. Verf.)

Dede.

Geophysikalische Berichte

- G. Badermann.** Zur Erinnerung an einen großen Forscher (Helmholtz). *Wetter* **56**, 33—35, 1939, Nr. 1.
- L. Weickmann.** Rede an der Bahre Hugo Hergesells (10. Juni 1938). *Wetter* **55**, 205—208, 1938, Nr. 7.
- K. Keil.** Hugo Hergesell (* 29. 5. 1859, † 6. 6. 1938.) *Wetter* **55**, 273—377, 1938, Nr. 8.
- R. Reichel.** Gustav Hellmann zum Gedenken. *Wetter* **56**, 105—111, 1939, Nr. 4. *H. Israel.*
- E. Kleinschmidt.** Gustav Hellmann †. *Ann. d. Hydrogr.* **67**, 197, 1939, Nr. 4.
- J. Bartels.** Oswald Venske †. *ZS. f. Geophys.* **15**, 224—225, 1939, Nr. 3/4.
- Hans Schinz und Konrad Ulrich.** Julius Maurer (1857—1938). *Vierteljahrsh. d. Naturf. Ges. Zürich* **83**, 356—365, 1938, Nr. 3/4.
- H. V. Gill.** W. J. O'Leary. *Nature* **143**, 969, 1939, Nr. 3632.
- Fritz von Kerner.** 250 Jahre Paläoklimatologie, 125 Jahre Eiszeitforschung. *Meteorol. ZS.* **56**, 201—202, 1939, Nr. 5. (Wien.) *Dede.*
- St. v. Thyssen.** Über die Wirkungsweise von einigen feldfähigen Federgravimetern. *ZS. f. Geophys.* **15**, 121—129, 1939, Nr. 3/4. (Hannover.)
Nach einem geschichtlichen Überblick über die Entwicklung der statischen Instrumente zur Bestimmung von Schwerkraftsdifferenzen wird das Arbeitsprinzip von vier solcher zur Zeit in der Praxis verwendeter Gravimeter näher beschrieben. Alle beruhen auf dem Prinzip der Federwaage. Das amerikanische Gravimeter nach Hartley besitzt eine starke Hebelvergrößerung und Doppelspiegelablesung für die Federdehnung. Es ist jedoch nicht astasiert. Das Gravimeter von Trumann arbeitet mit einem astasierten Federsystem. Sehr vorteilhaft und zweckmäßig ist das Thyssen-Gravimeter gebaut. Es besteht aus einem Quarzwaagebalken, an dem auf der einen Hebelseite statt der Masse eine Schraubenfeder angegriffen. Für die Feder ist eine Temperaturkompensation angebracht. Die Ablesung geschieht optisch. Bei dem Apparat von Lindblad ist eine Masse an zwei stark gebogenen Blattfedern aufgehängt, wobei die Verschiebungen elektrisch auf dem Wege über Kapazitätsmessungen ermittelt werden. *Schmerwitz.*
- D. Owen.** Note on the bar pendulum. *Proc. Phys. Soc.* **51**, 456—458, 1939, Nr. 3 (Nr. 285). Verf. berichtet über die Bestimmung der Erdbeschleunigung g mit Hilfe von Pendelmessungen. Im Zuge seiner Untersuchungen fand Verf., daß die Schwingungsdauer T eines Pendels unabhängig ist von der Halterungsart der Schneide. Verf. zeigt nach Erörterung experimenteller Einzelheiten, daß mit der Pendelmethode g auf vier Dezimalen genau bestimmbar ist. Den Ausführungen schließt sich ein Beispiel an, dem beobachtete Meßdaten zugrunde liegen. Für g ergibt sich danach $980,6 \text{ cm sec}^{-2}$. *Päslér.*
- A. Graf.** Großentfernungsmessungen mit dem Askania-Gravimeter in Texas. *ZS. f. Geophys.* **15**, 117—121, 1939, Nr. 3/4. (Berlin-Friedenau.)
Verf. berichtet über Schweremessungen mit dem neuen elektro-mechanischen Askania-Gravimeter auf einer 800 bzw. 1600 km langen Profilstrecke von Houston über San Antonio nach Dallas. Durch diese Messungen sollte geprüft werden, ob mit diesem Gerät auch über Nacht angeschlossen werden kann, d. h. ob man brauchbare Schwerewerte erhält, wenn man erst nach einigen Tagen auf die Basis zurückgeht. Es zeigte sich, daß der mittlere Fehler (der den zeitlichen Gang, den Gezeiten- und den Instrumentenfehler in sich schließt) auf der 340 km langen Teilstrecke mit

Anschluß nach einem Tage $\pm 0,18$ mg/l und auf der 460 km langen Teilstrecke mit Anschluß nach drei Tagen $\pm 0,29$ mg/l betrug. Hieraus folgt, daß das erwähnte Gravimeter den Pendelapparat in einem Bereich von etwa 1000 km Durchmesser nicht nur ersetzen, sondern in einem Bruchteil der erforderlichen Zeit die Messungen um ein Mehrfaches genauer ausführen kann. *Szivessy.*

Jos. Geiger. Über mechanische und elektrische Verfahren zum Messen rasch veränderlicher Vorgänge. *Glaser's Ann.* **63**, 107—115, 1939, Nr. 9. (Augsburg.) Eine zusammenfassende, kritische Darstellung über die Prinzipie und Grundlagen der bekanntesten Verfahren, die zur Frequenzmessung von veränderlichen Vorgängen dienen. Es werden Vor- und Nachteile der sogenannten „trägheitslosen“ Meßverfahren besprochen (ein Ausdruck, den Verf. wegen der immer, wenn auch manchmal vernachlässigbar kleinen auftretenden Trägheit ablehnt), ferner die Prinzipie solcher Geräte behandelt, die auf der Trägheitswirkung beruhen (Seismograph, Vibrograph), die Verhältnisse des Übertragungsgestänges diskutiert und auf die Spitzenübertragung eingegangen. Verf. läßt sich dann eingehender über die Anforderungen aus, die ein Meßgerät in dynamischer Beziehung erfüllen soll und gibt zum Schluß einen kurzen Überblick über die gebräuchlichsten elektrischen Meßverfahren. Behandelt werden: Verfahren mit druckveränderlichem Widerstand, Verfahren mit druckveränderlichem Potential (piezoelektrisches Verfahren), Verfahren, die auf dem lichtelektrischen Effekt beruhen und das magneto-elektrische Verfahren. *Päsler.*

H. Martin. Systematik der Einschwingvorgänge I. Veröff. Reichsanst. f. Erdbebenforsch. Jena Nr. 34, S. 7—24, 1938. Der erste Teil einer Systematik der Einschwingvorgänge, in dem die beiden Fälle betrachtet werden: 1. ein Schwingsystem wird durch eine erregende Kraft in Bewegung gesetzt (Beispiel: Galvanometer, Oszillograph); 2. eine schwere Masse bleibt möglichst in Ruhe (Beispiel: Seismograph). In beiden Fällen wird zunächst die jeweils den Schwingungsvorgang beschreibende Differentialgleichung aufgestellt und die Theorie des Einschwingungsvorganges entwickelt. Daran schließt sich eine Erörterung über die experimentelle Prüfung der sich aus der Theorie ergebenden Kurven. Verf. beschreibt eine Anordnung, mit der die Ein- und Ausschwingkurven aufgenommen werden können und gibt eine Anzahl mit diesem Gerät ermittelter Kurven wieder. *Päsler.*

A. Herrmann. Piezoelektrische Beschleunigungsmesser hoher Empfindlichkeit ohne Verstärker. Veröff. Reichsanst. f. Erdbebenforsch. Jena Nr. 34, S. 25—72, 1938. Es wird die piezoelektrische Wirksamkeit eines Kristallelements definiert und die Beziehung dieser Größe zur erreichbaren Beschleunigungsempfindlichkeit bei vorgegebener träger Masse, der Steilheit der Umformerröhre und Empfindlichkeit des Registrierinstruments angegeben. Für Beschleunigungsmesser erwiesen sich Quarzstäbe, die parallel zur neutralen Achse beansprucht werden, sowie Seignettesalzstäbe und Seignettesalzbieger senkrecht zur *b*-Achse als besonders geeignet. Auch wird in dieser Arbeit die Schaltung eines ohne Verstärker arbeitenden piezoelektrischen Beschleunigungsmessers hoher Empfindlichkeit gegeben. *Seidl.*

E. J. Workman and R. E. Holzer. A recording generating voltmeter for the study of atmospheric electricity. *Rev. Scient. Instr.* **10**, 160—163, 1939, Nr. 5. (Univ. Albuquerque, New Mexico.) Beschreibung einer „Feldmeßmaschine“ zur Untersuchung von Gewitterfeldern. Benutzt ist das Wilson-Prinzip der Testplatte: Unter zwei horizontalen kreisrunden Blenden rotiert eine lemneskadenförmige Platte um eine vertikale Achse. In exponiertem Zustand ist die Platte geerdet, in abgeschirmtem Zustand tritt Verbindung zu einem Fadenelektrometer ein, dessen Faden mit Dunkelfeldbeleuchtung registriert wird. Die Platte

rotiert mit fünf Umdrehungen pro Sekunde, der Endausschlag des Elektrometers ist nach etwa fünf Umdrehungen, also in praktisch 1 sec, erreicht. Ergebnisse von fünf synchron in verschiedenen Abständen registrierenden Instrumenten zur Blitzstrombestimmung sind in Aussicht gestellt. *H. Israëß.*

Franz Böhounek. Der Gehalt der Luft an Ionen und Staub bei Klimaanlagen. *Gesundheits-Ing.* **62**, 249—253, 1939, Nr. 18. (Staatl. Radiolog. Inst. Prag.) Nach einer kurzen Übersicht über den normalen Ionen- und Staubgehalt beschreibt Verf. zwei neue Geräte zur Kleinionen- und Staubmessung für die speziellen Zwecke der Klimaanlagenprüfung. Das „Kompensationsionometer“ besteht im wesentlichen aus einem Aspirationskondensator Gerdiencher Form mit einem federwerkgetriebenen Flügelrad und einem mittels hochisolierter Drehkondensatoren kapazitiv aufladbaren und kompensierbaren Einfeldenelektrometer. Gewicht der Gesamtapparatur 7,5 kg. Der Staubzähler ist ein Owens-Zähler, bei dem das Ansaugen der Luft in exakt regulierbarer Weise mittels eines vorher ausgepumpten Luftkessels erfolgt. Die Auswertung der Staubflecke erfolgt entweder photometrisch mittels einer in den Mikroskoptubus eingebauten Langeschen Photozelle oder durch Auszählung auf vergrößerter Photographie. Es werden Messungsergebnisse mit beiden Apparaten an einer Klimaanlage der „Elektrischen Unternehmungen in Prag“ mitgeteilt. Der Staubgehalt der Freiluft in Prag beträgt 480 bis 2400 Teilchen pro cm^3 , die größten Werte ergeben sich bei Regen und Nebel, die kleinsten nach Schneefall. Der Durchmesser der Teilchen ist überwiegend kleiner als 1μ . *H. Israëß.*

Jean Lugeon. Un altimètre intégrateur pour sondage aérologique. *C. R.* **208**, 1327—1329, 1939, Nr. 17. Beschreibung eines vollkommen automatisch registrierenden Höhenmessers für Radiosondenaufstiege. *H. Israëß.*

H. R. Scultetus. Hinweise für die Benutzung des Zeißschen Registriertheodoliten. *Ann. d. Hydrogr.* **67**, 192—194, 1939, Nr. 4. (Berlin-Wilmersdorf.) Zusätzliche Bemerkungen zu den Ausführungen von Diem (Ann. d. Hydrogr. **66**, 575, 1938) über einen zahlenmäßigen Vergleich der Auswertung von Höhenwindmessungen nach dem üblichen Verfahren und nach dem Zeißschen registrierenden Ballon-Theodoliten. *Szivevsky.*

Otto Kessler. Der Tauschreiber Kessler-Fuess. *Bioklim. Beibl.* **6**, 23—26, 1939, Nr. 1. (Agrarmeteorol. Forsch.-Stelle R. A. Wetterdienst.) Der behandelte Tauschreiber benutzt als Auffänger für den Tau einen sehr flachen Hohlkegel aus sehr dünnem, geschwärztem Blech. Dieser Körper (50 cm^2 obere Fläche) soll sich, nach dem Verf., durch die Ausstrahlung, die etwa dem von Blättern und von gewöhnlicher Bodenoberfläche entspricht, und durch seine temperaturisolierte Befestigung so stark abkühlen, daß „der vorbeistreichenden Luft das Maximum an Kondenswasser entzogen wird“. Die Messung geschieht durch Wägung, und zwar durch Registrieren des Gewichts der Tauplatte auf einer Trommel. Die auftretenden Fragen, wie der Einfluß der Kondensation auf der Unterseite, der Einfluß des Windes usw. werden diskutiert. „Die horizontal lagernde Schale des Taufängers ist zwar maximal taubildend in bezug auf die Unterkühlung durch Ausstrahlung, aber minimal taubildend in bezug auf die Einflüsse des Luftaustausches.“ *Riewe.*

Werner Wilk. Summenschreiber nach Robitzsch. *Meteorol. ZS.* **56**, 195—196, 1939, Nr. 5. (Berlin.) Der Summenschreiber liefert selbsttätig die Mittel- oder Summenwerte während bestimmter Zeitabschnitte. Er kann für alle Meßgrößen verwendet werden, die sich durch bestimmte Kontaktfolgen ausdrücken lassen. Die entsprechenden Meßgeräte, an die die Summenschreiber angeschlossen werden, müssen als Kontaktgeber arbeiten können. Als Summenzeiten sind außer

der Stunde und Minute auch andere Zeiten möglich. Die Summenschreiber können so gebaut werden, daß man mit einem Gerät mehrere Meßgrößen zu gleicher Zeit aufnehmen kann. Es wird ein Einfachsummenschreiber für die Aufzeichnung der Windgeschwindigkeit, ein Zweifachsummenschreiber für die Aufzeichnung der Regenhöhe und Windgeschwindigkeit, außerdem ein Neunfachsummenschreiber und ein Einfachsummenschreiber mit acht Richtungsfedern für die Registrierung der Windgeschwindigkeit und der acht Hauptwindrichtungen beschrieben. Der Summenschreiber arbeitet folgendermaßen: Die Schreibtrommel enthält kein Uhrwerk und steht daher still. Die Schreibfeder schreibt bei jedem Kontakt des Hebers eine senkrechte Linie bestimmter Länge auf. Eine Kontaktuhr bewirkt nach jedem Zeitabschnitt, über den summiert wird, das Weiterschalten der Trommel und das Abheben und Fallen der Feder in die Nullstellung. Die Länge der senkrechten Linie ist ein Maß des Summenwertes über die betreffende Summenzeit. *Krestan.*

E. Huß. Bemerkungen zur Auswertpraxis. *Wetter* 55, 239—240, 1938, Nr. 7. *H. Israël.*

F. Albrecht und F. Becker. Über Meßmethoden des Wärmehaushalts des Meeres. *Ann. d. Hydrogr.* 67, 113—120, 1939, Nr. 3. (Aachen.) Zur Messung von einem Meßboot oder verankerten Vermessungsschiff aus dient ein Albrechtscher Strahlungsumsatzmesser mit kardanischer Aufhängung. Die zur Bestimmung der im Wasser umgesetzten Wärmemenge nötige Temperaturmessung im Meer erfolgt mit elektrischen Thermometern, die eine sehr hohe Empfindlichkeit (bis 200 Skt/°C) haben müssen, was durch eine entsprechende Brückenschaltung erreicht wird. Die Meßvorrichtung, die bis ungefähr 20 m Tiefe verwendbar ist, wird beschrieben. Wo der tägliche Temperaturgang im Meer in so große Tiefen reicht, daß er mit den elektrischen Temperaturmeßgeräten nicht mehr erfaßt werden kann, muß der Austausch in der oberen Schicht unmittelbar bestimmt werden. Dies geschieht mit einem dem Albrechtschen Austauschmesser in Luft analogen Instrument, das am besten an einem Froudeschen Wellenpegel anzubringen ist. Zur Messung der Temperatur und Dampfdruckgradienten in der Luft kommen Aspirationspsychrometer mit Kippthermometern oder elektrische Fernmessungen in Frage. Die Windgeschwindigkeit über dem Meer wird am besten mit Schalenkreuzanemometern gemessen. Zur Bestimmung des Austausches muß in mehr als zwei Höhen gemessen werden. Zur Erfassung der Komponenten des Wärmehaushaltes auf fahrenden Schiffen ist es am zweckmäßigsten, die effektive Strahlung mit einem Albrechtschen Effektivpyranometer auf der Brücke zu messen und dazu die Lufttemperatur mit Assmann-Thermometer und die Wassertemperatur mit Schöpftthermometer zu bestimmen. Zur Messung der Temperatur im Tiefenwasser vom fahrenden Schiff aus wird eine Vorrichtung angegeben, bei der durch eine Taucherglocke ein Bimetall versenkt wird, das die Temperatur auf einer mit einer Masse aus Trolitul und Ruß bestrichenen Platte aus Silumen aufschreibt, während die Tiefe gleichzeitig durch die Zusammenpressung der Luft in der Glocke angezeigt wird. *Steinhauser.*

Moisture tester. *Journ. scient. instr.* 16, 98—99, 1939, Nr. 3. (Duisburg.) Der Feuchtigkeitsmesser, der von Brabender in Duisburg gebaut wird, benutzt einen geheizten Luftstrom zur Trocknung der zu messenden Proben. In einer Kammer befindet sich eine drehbare Platte zur Aufnahme von 10 bis 15 Proben, die in je einer bestimmten Stellung der Platte einzeln gewogen werden können. Temperaturbereich 90° bis 160° C; Probengewicht 10 g; die Waage ist in Prozent Feuchtigkeit geeicht. *Riewe.*

W. Hecht und W. Mörikofer. Kritik und Verbesserung der Graukeilphotometermethode. *Meteorol. ZS.* 56, 142—149, 186—193, 1939, Nr. 4 u. 5.

(Phys.-Meteorol. Obs. Davos.) Die Hauptfehlerquelle der bisherigen Graukeilphotometermethode liegt im Fixiervorgang und in der Ablesung des Schwellenwertes. Der Fehler kann 25 % und noch weit mehr betragen. Die neue Methode umgeht daher das Fixieren und legt der Ablesung am unfixierten Streifen nicht den Schwellenwert, sondern den Tonwert, einen bestimmten Schwärzungsgrad, zugrunde. Um ein Nachbelichten zu vermeiden, muß die Ablesung in der Dunkelkammer vorgenommen werden. Außerdem wird eine bestimmte Ablesevorrichtung vorgeschlagen, die eine Normierung der Ablesbedingungen gestattet. Die Fehler, die bei der Tonwertmethode auftreten, hängen mit der Empfindlichkeit des Papiers, seiner Eichung und mit der Ablesung zusammen. Der wahrscheinliche Fehler täglicher Lichtsummen in relativen Lichteinheiten beträgt 8 bis 9 %. Der Vorzug der Tonwertmethode liegt darin, daß jedem Tonwert eine eindeutige, eng begrenzte Lichtsumme entspricht, während dem Schwellenwert ein größerer Bereich von Lichtsummen zugeordnet sein kann. Ferner erfaßt die Tonwertmethode nicht nur das kurzwellige Gebiet des Sonnenspektrums, wie es bei der Schwellenwertmethode der Fall ist, sondern noch das ganze sichtbare Spektrum. Dadurch ist eine Eichung des Graukeilphotometers in Kalorien möglich, also in absoluten Einheiten. Die Eichung geschieht mit dem Bimetallaktinographen Robitzsch. Die Unsicherheit der täglichen Eichfaktoren und der Tagessummen beträgt 7 %, der Monatssummen nur wenige %. Die Eichung in Kalorien für Schwellenwertablesungen hat sich als aussichtslos erwiesen. Das Graukeilphotometer ist also bei Anwendung der Tonwertablesung am unfixierten Streifen geeignet, Tagessummen der Wärmestrahlung von Sonne und Himmel zu liefern, die allgemein mit einem Fehler behaftet sind, der weniger als 10 % ausmacht. Das ist für biologische und bioklimatische Untersuchungen wichtig. An einigen technischen Verbesserungen wird noch gearbeitet.

Krestan.

H. Maurer. Kartennetze für meteorologische Zwecke; allgemeine Weltkarten; neuartige breitenkreistreue (äquiparallele) Weltkarten. *Ann. d. Hydrogr.* **67**, 177—192, 1939, Nr. 4. (Berlin.)

Dede.

B. G. Escher. Moon and earth. *Proc. Amsterdam* **42**, 127—138, 1939, Nr. 2. (Oegstgeest.) Verf. greift die von Osmond Fisher 1882 begründete Hypothese auf, der Mond sei aus der Erde durch Abschleudern entstanden und gleichzeitig hätten sich die Meere gebildet. Diese Hypothese wurde zwar anfangs von Jeffreys abgelehnt, aber später von ihm (im Buch „The Earth“, 2. Aufl., 1929) als möglich hingestellt. Wenn der Mond zu zwei Dritteln aus dem Material der Festlandschollen, aus Granit, besteht, hat der übrige Teil ein spezifisches Gewicht von 3,89; das führt zu der Annahme, daß $1,9 \cdot 10^9 \text{ km}^3$ (9 % des Volumens) aus Nickel-eisen und $8,4 \cdot 10^9 \text{ km}^3$ (38 %), aus Basalt, während nur die restlichen 53 % aus Granit bestehen.

Riewe.

Harold Jeffreys. The constant of nutation. *Month. Not.* **99**, 206—210, 1939, Nr. 3. Ausgleichungen, die auf die Beobachtungsergebnisse der Konstanten der Nutation angewendet wurden, werden hier der Probe auf innere Unabhängigkeit unterzogen.

Schmerwitz.

H. Spencer Jones. The determination of the constant of nutation from the Greenwich latitude variations. (Second paper.) *Month. Not.* **99**, 211—216, 1939, Nr. 3. Die Nutationskonstante auf Grund von Breitenvariationen bei Morgen- und Abendbeobachtungen wird gegenüber der 1. Bearbeitung (diese Ber. **19**, 2571, 1938) verbessert. Das Material von 1911 bis 1936 wird ebenfalls in die früheren drei Gruppen eingeteilt. Es zeigt sich, daß die tägliche Variation Schwankungen aufweist, die nicht rein zufälliger Natur sind. Es

wird dies ebenfalls an den internationalen Beobachtungen (verschiedene Länge bei gleicher Rektaszension) festgestellt. In beiden Fällen zeigt sich eine Variation mit der Rektaszension. Eine Berücksichtigung dieses Effektes ergibt für die Nutationskonstante $9''2134 \pm 0,0042$ (gegenüber $9''2173 \pm 0,0040$). Die reziproke Mondmasse wird nach der Basis von Newcomb 81,64 und von Oort 81,70 mit wahrscheinlichen Fehlern von $\pm 0,12$.
Sättele.

L. Carnera. Risultati tratti dallo studio delle variazioni di latitudine negli anni 1936 e 1937. Lincei Rend. (6) 27, 421—426, 1938, Nr. 9. Aus den Breitenbeobachtungen, die 1936 und 1937 in Mizusawa, Kitab, Karloforte, Gaithersburg und Ukiah auf der nördlichen und La Plata und Adelaide auf der südlichen Halbkugel werden die augenblicklichen Polkoordinaten, die mittlere Korrektur für die Deklination der einzelnen Stationen und die für die Eigenbewegung der Stationen maßgebenden Konstanten ermittelt. Durch die Heranziehung der Werte der südlichen Stationen wird die Polbahn sehr viel regelmäßiger, die Übereinstimmung zwischen den Morgen- und Abendwerten besser, ebenso die für die Werte der Deklinationskorrekturen. Außerdem werden die Konstanten für die periodische Eigenbewegung der Stationen kleiner. Die Diskussion der Meßgenauigkeit der Breitenbeobachtungen ergibt, daß die über einen Monat gemittelten Werte eine Unsicherheit haben, die von der Größenordnung der lokalen periodischen Schwankungen ist. Deren Gesetzmäßigkeiten sind mit den gebräuchlichen Fernrohren mit kaum 130 cm Brennweite nicht zu erfassen. *Schön.*

H. R. Hulme. Preliminary values of the variation of latitude at Greenwich during 1936—1938, together with an account of the new observing programme. Month. Not. 99, 202—205, 1939, Nr. 3. Der mittlere Breitenwert ist $51^{\circ} 38' 28''.03$, die Korrekturen schwanken von $+0''.12$ bis zu $-0''.44$.
Riewe.

H. Spencer Jones. The tidal effect on the variation of latitude at Greenwich. Month. Not. 99, 196—198, 1939, Nr. 3. Die Gezeitenvariation für Greenwich ergibt sich formelmäßig zu $0''.0077 (1 + \xi) \cos 2t$; sie ergibt sich experimentell zu $(0''.0050 \pm 0''.0013) \cdot \cos (2t - 2^{\circ} \pm 15^{\circ})$. Unter Berücksichtigung des Einflusses von Ebbe und Flut in der Themse verbessert sich der Wert auf $(0''.0071 \pm 0''.0013) \cos (2t - 3^{\circ} \pm 15^{\circ})$. Der Faktor $(1 + \xi)$, der die Deformation der Erdkugel berücksichtigt, ergibt sich zu $0,97 \pm 0,17$, was ebenfalls befriedigend übereinstimmt mit dem theoretischen Wert 1,1 bis 1,2.
Riewe.

H. R. Hulme. A comparison of the declinations of the Boss general catalogue with those derived from the observations with the Cookson floating telescope to determine the variation of the latitude at Greenwich during the years 1911—1936. Month. Not. 99, 199—201, 1939, Nr. 3. Es ergibt sich: Boss—Cookson = $12,8 \sin \Theta + 5,4 \cos \Theta$, während sich für die Deklination gegenüber FK₃ ergibt: Boss—FK₃ = $9,3 \sin \Theta + 2,9 \cos \Theta - 9,9$. Einheit ist beide Male $0''.01$ und die Epoche 1925,0.
Riewe.

Friedrich Koczy. Heliumbestimmungen an Steinsalz und Sylvin. Anz. Akad. Wien 1939, S. 25, Nr. 6. Es wird eine Methode besprochen, um den He-Gehalt von Mineralen festzustellen, wobei im Anschluß an die He-Untersuchungen von F. Paneth ergänzende Vorarbeiten für die Reinigung, die Reinheitsprüfung und die Druckmessung des He durchgeführt wurden. — Es wurde für einige Steinsalz- und Sylvinproben der He-Gehalt bestimmt. Er wurde für Steinsalz von der Größenordnung $10^{-6} \text{ cm}^3/\text{g}$ gefunden, wogegen der He-Gehalt für Sylvin um eine Größenordnung höher lag, also $10^{-5} \text{ cm}^3 \text{ He/g}$ betrug. Der He-

Gehalt dürfte von Lager zu Lager schwanken, was auf den verschiedenen Ra-Gehalt der Laugen (Zechsteinmeer oder Grundwasser), aus denen das Steinsalz auskristallisierte, vermutlich zurückzuführen ist. Für Sylvin liegt der Sachverhalt ähnlich, da dieser aber meist als sekundär gebildet angenommen wird, erscheint diese Erklärung für begründeter. — Ferner wird gezeigt, daß die Verfärbungserscheinungen nur von Druck, Temperatur oder von Einschlüssen bedingt sein dürften, da kein charakteristischer Unterschied im He-Gehalt zwischen blauen und weißen Steinsalzproben gefunden wurde und die Bestrahlung in allen Lagern ausreichend gewesen sein dürfte, selbst wenn man bedenkt, daß der Zeitfaktor bei künstlicher und natürlicher Verfärbung sehr verschieden ist. (Inhaltsang. d. Verf.)

Dede.

E. M. Anderson. The dynamics of sheet intrusion. Proc. Roy. Soc. Edinburgh 58, 242—251, 1937/38, Nr. 3. In einer früheren Arbeit befaßte sich C. E. Inglis mit Bruchproblemen und Fragen über Zusammendrückbarkeit. Die in dieser Arbeit abgeleiteten Ergebnisse werden vom Verf. in vorliegender Arbeit näher diskutiert und auf geologische Verhältnisse übertragen. (Verhalten der Erdbodenfläche unter Druck.)

Päster.

Ilse Lahner. Uran- und Thoriumbestimmungen an Kalken und Dolomiten und die Frage des radioaktiven Gleichgewichtes in diesen Gesteinen. Anz. Akad. Wien 1939, S. 59, Nr. 11. (Wien, Inst. f. Radiumforschung.) Es wurde der Thoriumgehalt und der Urangehalt an rezenten Meeresablagerungen, Kalken und Dolomiten der österreichischen Alpenländer bestimmt. Für die Kalke ergab sich ein Mittelwert von $0,3 \cdot 10^{-7}$ g U/g Gestein und $2,4 \cdot 10^{-6}$ g Th/g, während er für die Dolomite $4 \cdot 10^{-7}$ g U/g und $1,7 \cdot 10^{-6}$ g Th/g betrug. Durch Vergleich mit den an denselben Proben von F. Kropf ermittelten Radiumwerten wurde gezeigt, daß das radioaktive Gleichgewicht zwischen Radium und Uran für diese Gesteine nicht erfüllt ist. Es wurden auch Hinweise auf verschiedene Möglichkeiten einer Erklärung gegeben. (Inhaltsangabe d. Verf.)

Dede.

Fritzi Kropf. Methodische Fragen zur Bestimmung kleinster Emanations- und Radiummengen und der Radiumgehalt von Kalkgestein. Anz. Akad. Wien 1939, S. 59—60, Nr. 11. (Wien, Inst. f. Radiumforschung.) Es wurde nachgewiesen, daß die Emanierfähigkeit künstlicher Salzlösungen von der Zusammensetzung des Meerwassers nach einiger Zeit eine bedeutende Abnahme erfährt. Aus Vorversuchen geht hervor, daß die Verringerung der Emanationsabgabe vornehmlich auf den SO_4 -Ionengehalt des Meerwassers zurückzuführen ist. Es wurde gezeigt, daß das Ra quantitativ zusammen mit dem Ca als Carbonat aus dem Meerwasser ausgefällt werden kann bei Zusatz von 2 g NaKCO_3 /Liter Meerwasser. Der Radiumgehalt von rezenten Meeresablagerungen, von Kalken und Dolomiten der österreichischen Alpenländer wurde bestimmt und für die Kalke ein Mittelwert von $0,1 \cdot 10^{-12}$ g Ra/g Gestein gefunden. Derselbe Mittelwert ergab sich für die rezenten Meeresablagerungen, für Dolomit: $0,87 \cdot 10^{-12}$ g Ra/g Gestein. (Inhaltsangabe d. Verf.)

Dede.

M. Sturza. Die Moore und Schlamme Rumäniens. Balneologie 5, 449—464, 1938, Nr. 10. (Klausenburg.)

E. Maliwa. Zur experimentellen Erforschung der Sulfidbäder. Balneologie 6, 103—106, 1939, Nr. 3. (Baden bei Wien.)

H. Israël.

Lord Rayleigh. Nitrogen, argon and neon in the earth's crust with applications to cosmology. Proc. Roy. Soc. London (A) 170, 451—464, 1939, Nr. 943. Die relative Seltenheit von Neon in der Erdatmosphäre gegenüber dem Argon und die Tatsache, daß dieses Verhältnis im kosmischen Raum vielfach umgekehrt gefunden wird, wurde bisher so gedeutet, daß das Neon der Erdatmo-

sphäre größtenteils in den Weltraum entwichen sein sollte. Verf. weist darauf hin, daß diese Annahme nur dann nötig ist, wenn vorausgesetzt wird, daß Neon und Argon „ursprüngliche“ Gasbestandteile der Erdatmosphäre sind, d. h. daß sie im festen Erdkörper nicht enthalten und von diesem in die Atmosphäre übergegangen sind, wie es z. B. beim Helium der Fall ist. Im Anschluß an frühere Untersuchungen führt er mit verbesserten Mitteln Neon- und Argonbestimmungen in verschiedenen Urgesteinen durch und findet, daß beide Gase in diesen quantitativ nachweisbar sind und ungefähr im gleichen Mengenverhältnis stehen wie in der Atmosphäre. Die mittleren Gehaltswerte selbst sind $2 \cdot 10^{-5}$ cm³/g Gestein Argon und $8 \cdot 10^{-6}$ cm³/g Neon. In den Poren von Bimsstein findet sich ein außergewöhnlich hoher Neongehalt. Die „Verlusthypothese“ wird deshalb abgelehnt. Der Stickstoffgehalt im Urgestein beträgt etwa 0,04 cm³/g. Damit ist bewiesen, daß der gesamte Stickstoffgehalt der Erde sich nicht im wesentlichen in der Atmosphäre befindet, sondern daß die feste Erde etwa 50 mal soviel enthält wie jene. Die Atmosphäre braucht also kein kosmologisch ursprünglicher Bestandteil gewesen zu sein; auch können Stickstoffverluste an den Weltraum im heißen Zustand der Erde durchaus zugelassen werden, ohne den heutigen Bestand dadurch unwahrscheinlich werden zu lassen.

H. Israëli.

H. Cauer. Die Jodwässer des Landes Österreich. *Balneologie* 5, 289—294, 1938, Nr. 7 (Berlin.)

R. R. Reman. Thermal- und Mineralquellen der Türkei und Badewesen bei den Türken. *Balneologie* 5, 295—307, 1938, Nr. 7. (Tscheckirge b. Bursa, Türkei.)

G. Knetsch. Über die Mineralquellen im nordöstlichen Bayern unter besonderer Berücksichtigung der Kohlensäurewässer. *Balneologie* 5, 337—350, 1938, Nr. 8. (Breslau.)

E. Berck. Quellenbeobachtung und Quellenforschung. *Balneologie* 5, 401—409, 1938, Nr. 9. (Darmstadt.) Hinweis auf die Wichtigkeit regelmäßiger Quellenbeobachtung und Quellenforschung mit Beispielen.

H. Israëli.

S. W. Souci. Naturgeschichtliche Bemerkungen zum Vorkommen des Calciums in Mineralwässern. *Balneologie* 6, 201—215, 1939, Nr. 5. (München.)

H. Israëli.

E. Ruschitzka und H. Wallner. Emanationsmessungen der Gasteiner Thermalquellen. *Balneologie* 6, 249—257, 1939, Nr. 6. (Forsch. Inst. Gastein.) Verff. messen den Emanationsgehalt sämtlicher Gasteiner Quellen nach und finden mit zwei Ausnahmen befriedigende Übereinstimmung mit der letzten Vermessung von Mache (1920). Unter einigen inzwischen neuen Quellen wurde die bisher aktivste Gasteiner Therme („Fledermausquelle“) mit 301 bis 390 Mache-Einheiten aufgefunden. Interessant ist das Auftreten einer gänzlich inaktiven Quelle (0,6 M. E.) im gleichen Gebiet (Temperatur 41,7°). Wöchentliche Messung von Temperatur, Ergiebigkeit und Emanationsgehalt an drei Quellen läßt keinen Zusammenhang erkennen.

H. Israëli.

Claudio Antoniani. Sui complessi colloidali del suolo. VII. Comportamento dei complessi unico-minerali al congelamento. *Rend. Lomb.* (3) 72, 194—200, 1938/39, Nr. 1. Es wird über das Verhalten der Dispersionen von Bodenmineralien berichtet, das für biokolloide Fragen und für das Problem der Fruchtbarkeit der Böden wichtig ist, insbesondere beim Gefrieren und bei Änderung des Abstands von der Zone maximaler Kolloidität. Wenn die Dispersion von dieser Zone entfernt ist und sich in der Nähe des isoelektrischen Punktes befindet, dann verdichtet sich die kolloidale Substanz in einem Kern, von dem

strahlenförmig spitze Zweige ausgehen, während der Rest aus reinem Eis besteht. Die Trennung wird auch beim Tauen nicht aufgehoben. In der Nähe der Zone maximaler Kolloidität, also in großer Entfernung vom isoelektrischen Punkt, werden die Phasen nicht getrennt, die Dispersion behält im gefrorenen Zustand und nach dem Auftauen ihren Charakter bei. *Schön.*

Carlo Somigliana. Complementi alla teoria del campo gravitazionale ellissoidico. Rend. Lomb. (3) 72, 91—101, 1938/39, Nr. 1. (Milano.) Aus den vom Verf. angegebenen Formeln für die Werte der Schwerebeschleunigung g_a, g_b, g_c , an den Endpunkten der Achsen des Geoids (Atti di Torino 69, 1933/34), lassen sich die Koeffizienten α, β eliminieren, wenn man den für ein dreiaxsiges Geoid verallgemeinerten Clairautschen Satz benutzt. Die darin vorkommenden Funktionen $\Phi(e^2, e'^2)$ der Exzentrizitäten e, e' des Geoids werden in Reihen entwickelt und höhere Glieder als erster Ordnung in e^2, e'^2 vernachlässigt; dann lassen sich auch g_a, g_b, g_c durch e^2, e'^2 ausdrücken, sowie die Schwerebeschleunigung g an einem beliebigen Punkt der Oberfläche. Spezialisierung auf den Fall des Rotationsellipsoids und Berechnung der mittleren Dichte k der Erde; Verf. findet $k = 5,517$. Für die Differenz $g_a - g_b$ der Schwerebeschleunigungen an den Achsenenden, die auf dem Äquator liegen, wird aus der gemessenen Achsendifferenz von 165 m berechnet: $g_a - g_b = 0,025$, am Ende der größeren Achse ist auch die Schwerkraft größer. Wäre die Umdrehungsgeschwindigkeit der Erde aber 4,76 mal größer als sie ist, so würde $g_a = g_b$ sein und bei noch größerer Drehungsgeschwindigkeit am Ende der größeren Achse die Schwerkraft kleiner sein als am Ende der kleineren Achse. *Bechert.*

O. H. Truman. Variations of gravity at one place. Astrophys. Journ. 89, 445—462, 1939, Nr. 3. (Salt Lake City, Utah.) Mit einem Gravimeter des Verf. wurden mehrere Tage hindurch Störungen der Nullage bis zu 3,5 mgal gemessen, die auf den Einfluß von Witterungswechsel auf die Apparatur zurückgeführt werden können. Weitere Messungen führten zu dem Nachweis sonnentäglicher und halbtäglicher Einwirkungen und einiger anderer Perioden, die zum Teil nicht restlos geklärt werden konnten. *Schmerwitz.*

Jean Lagrula. Mesures de l'intensité de la pesanteur en Tunisie. C. R. 208, 1207—1208, 1939, Nr. 16.

Jean Lagrula. Résultat de mesures récentes de l'intensité de la pesanteur en Tunisie. C. R. 208, 1627—1629, 1939, Nr. 21.

M. Afzal and V. I. Vaidhianathan. A note on capillarity and subsoil water-table. Proc. Indian Acad. (A) 9, 309—311, 1939, Nr. 4. (Irrig. Res. Inst. Lahore.)

Karl von Terzaghi. Soil mechanics. Engineering 147, 566—569, 1939, Nr. 3826. *Dede.*

Benno Huber und Karl Rinner. Einschaltung von Aufnahmepunkten in ein Dreiecksnetz durch Streckenzüge mit optischer Längenmessung. ZS. f. Verm. 68, 226—237, 1939, Nr. 8. Im ersten Teil der Arbeit untersucht Rinner theoretisch verschiedene, die Methode der direkten optischen Längenmessung betreffende Fragen, nämlich die Genauigkeit des Streckenwinkels bei verschiedener Streckenlänge, die günstigste Länge der für die Durchführung der Messung erforderlichen Teilstrecken und die Fehlereinflüsse. Anschließend berichtet er über praktische Ergebnisse. — Im zweiten Teil untersucht Huber entsprechend die Basismethode und vergleicht die Ergebnisse mit denen, die sich für die direkte optische Längenmessung ergeben. Es folgt ein Vergleich der Genauigkeit beider Methoden. Es zeigt sich, daß beide annähernd gleiche Genauig-

keit besitzen, daß aber die direkte optische Messung einen höheren Arbeitsaufwand erfordert, in ungünstigem Gelände ihr aber überlegen ist. *Picht.*

R. Billwiller. Der Firnzuwachs pro 1937/38 in einigen schweizerischen Firngebieten. XXV. Bericht der Zürcher Gletscherkommission. Vierteljschr. d. Naturf. Ges. Zürich 83, 345—349, 1938, Nr. 3/4. (Zürich.) *Dede.*

Walther Klüpfel. Das Eruptionsgesetz der vorquartären Vulkane und die vulkanischen Zyklen. Ber. d. Oberhess. Ges. (N. F.) 18 (1937/38), 95—106, 1938. (Gießen.) Eine geologische Abhandlung. Tektonische Bewegungen und Vulkanismus lassen sich auf Grund des bearbeiteten Materials nicht direkt oder ursächlich miteinander verknüpfen. *Schmerwitz.*

Jacques Noetzlin. Volcanisme et chimie nucléaire. C. R. 208, 1100—1102, 1939, Nr. 14. Verf. versucht, die vulkanischen Eruptionen atomtheoretisch zu erklären. Im Vergleich zu den exothermen Kernprozessen der Elementarteile, die bei Sternen die kontinuierliche Strahlungsenergie liefern, soll auf der Erde nur gelegentlich Kernenergie durch Zerfall schwerer Kerne in Verbindung und als Ursache eines Vulkanausbruchs frei werden. *Schmerwitz.*

Stuart H. Wilson. Measurement of the amount of steam escaping from areas of volcanic or solfataric activity. Nature 143, 802—803, 1939, Nr. 3628. (Dominion Lab. Wellington, N. Z.) *Dede.*

Rolf Bungers. Zur Methodik der Nahbebenbearbeitung. ZS. f. Geophys. 15, 160—167, 1939, Nr. 3/4. (Geophys. Inst. Göttingen.) Es wird der Vorschlag gemacht, an Stelle einfacher rechtwinkliger Stationskoordinaten die geographischen Koordinaten direkt zu verwenden. Ein besonderer Vorteil ist an Hand der abgeleiteten Koeffizienten nicht ersichtlich. Ein praktisches Vergleichsbeispiel mit beiden Methoden wird nicht durchgerechnet. Das Urteil über das Ausgleichungsverfahren zur Bestimmung der Herdtiefe eines Erdbebens wird der Bedeutung der Methode der kleinsten Quadrate nicht ganz gerecht. *Schmerwitz.*

O. v. Schmidt. Über Kopfwellen in der Seismik. ZS. f. Geophys. 15, 141—148, 1939, Nr. 3/4. (Luftkriegsakad. Berlin-Gatow.) Ähnlich seinen früheren Mitteilungen (diese Ber. S. 1100) zeigt der Verf. an Schlierenaufnahmen, wie an der Grenze zweier Medien mit verschiedener Schallgeschwindigkeit eine Kopfwelle entsteht, die tangential von der Kugelwelle im „langsameren“ Medium ausgeht, die Trennfläche an der Stelle trifft, wo sie von der Kugelwelle im „schnelleren“ Medium geschnitten wird. Die Kopfwelle bildet mit der Grenzfläche den Winkel der Totalreflexion, sie entsteht sowohl an der Grenze flüssig/flüssig, wie an der Grenze flüssig/fest, wo die transversale und longitudinale Welle je eine Kopfwelle entstehen lassen. Aufnahmen mit festen Kreisscheiben (Erdkernmodell) zeigen, daß die longitudinale Welle sich quer durch die Scheibe hindurch ausbreitet, während die transversale um die Scheibe herumläuft. Dies scheint die Unmöglichkeit zu erklären, am festen Erdkern transversale, hindurchgehende Wellen eindeutig nachzuweisen. Zum Schluß einige Bemerkungen über den Energietransport in der Kopfwelle, über die Aufteilung in vier Wellenfronten und über den Nachweis der optischen Kopfwelle. (Die Formulierung, daß „die Kopfwelle an das Auftreten von Überschallgeschwindigkeit gebunden“ sei, erscheint dem Ref. grammatikalisch anfechtbar. — Vgl. auch das folgende Ref.) *Riewe.*

G. Joos und J. Teltow. Zur Deutung der Knallwellenausbreitung an der Trennschicht zweier Medien. Phys. ZS. 40, 289—293, 1939, Nr. 8. (II. Phys. Inst. Göttingen.) Die Verf. deuten die Schlierenaufnahmen, die O. v. Schmidt in der vorstehend referierten und früheren Arbeiten veröffentlichte

durch die Ansätze von Sommerfeld (Ann. d. Phys. 28, 665, 1909). Sie können für den Spezialfall, daß die Quelle sich in der Grenzfläche zwischen zwei Medien mit verschiedener Ausbreitungsgeschwindigkeit befindet und die Wellen schon als eben angesehen werden können, zeigen, daß die Kopfwelle in den Sommerfeldschen Ansätzen schon enthalten ist und daß sie mit der Grenzfläche den Winkel der Totalreflexion einschließt. Es fließt, wie auch v. Schmidt annahm, stets Energie in das dichtere („langsamere“) Medium hinein. Die Fresnelschen Formeln können auch in der Akustik angewendet werden, wenn die Kugelwelle durch eine ebene Welle angenähert werden kann (was selten der Fall ist; d. Ref.) *Biewe.*

St. v. Thyssen und O. Rülke. Beschreibung des neuen Gerätes zur Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit elastischer Wellen in Gesteinsproben und einige Meßergebnisse. ZS. f. Geophys. 15, 130—140, 1939, Nr. 3/4. (Hannover.) Um an Gesteinsprobestücken, insbesondere an Bohrkernen, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit longitudinaler elastischer Wellen schnell bestimmen zu können, wurde eine besondere Meßanordnung zusammengestellt. Von einem Schwebungssender wird eine Kondensatorplatte zu mechanischen Schwingungen erregt. Auf diese Platte wird der Probekörper gesetzt, wobei die mechanischen Schwingungsamplituden desselben an der entgegengesetzten Seite wieder durch Piezoquarze auf einen elektrischen Verstärker übertragen werden. Aus der Lage des Maximums der Resonanzkurve der zugehörigen Frequenz und der Länge des Probestücks ist die Geschwindigkeit auf 1% bis 1‰ genau bestimmbar. Die so für eine Reihe von Proben gemessenen Werte sind in einer Tabelle zusammengestellt. Wenn die Dicke des Probezylinders im Verhältnis zu seiner Länge groß ist, so werden Korrekturen erforderlich. Diese theoretisch berechnete Abhängigkeit des Korrektionswertes von dem Dimensionsverhältnis wird an Aluminiumzylindern veränderlicher Dicke experimentell geprüft und bestätigt. Das Gerät eignet sich zur Aufnahme von Resonanzkurven, zur Bestimmung des Dämpfungsfaktors und der Temperaturabhängigkeit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Gesteinen. Auch hierfür werden jeweils experimentelle Daten mitgeteilt.

Schmerwitz.

A. Ramspeck. Der Einfluß eines mit der Tiefe veränderlichen Elastizitätsmoduls auf den Weg elastischer Wellen im Boden. ZS. f. Geophys. 15, 148—159, 1939, Nr. 3/4. (Inst. f. Bodenmechanik, Berlin.) Die praktische Anwendung der Seismik auf die Baugrundforschung gab Veranlassung, die Laufzeitbeziehungen für den Fall aufzustellen, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit im Boden mit der Tiefe zunimmt. Für den Fall linearer Zunahme der Geschwindigkeit lassen sich hier die mathematischen Beziehungen zwischen der horizontalen Entfernung, Eintauchtiefe der Strahlen und der Laufzeit durch Integration in verhältnismäßig einfacher und übersichtlicher Weise ermitteln. Die Veränderungen, die durch eine Schichtung in dem Verhalten der direkten sowie der oben und unten reflektierten Wellen auftreten, werden ebenfalls abgeleitet. Die Rechnungen finden eine experimentelle Anwendung bei einer 16 m mächtigen Schicht von Sand, in der nach Absenkung des Grundwassers der Elastizitätsmodul in der Tiefe um mehr als das Vierfache anstieg.

Schmerwitz.

B. Gutenberg und C. F. Richter. On seismic waves. (Fourth paper.) Gerlands Beitr. 54, 94—136, 1939, Nr. 2. (Calif. Inst. Technol. Pasadena.) Aufstellung von verbesserten Laufzeit-Tabellen unter Berücksichtigung des neuen Beobachtungsmaterials von Beben großer Herdtiefen. Die P-Wellen benötigen hierbei keine Verbesserungen. Die Laufzeiten werden für alle wichtigen Wellenwege berechnet. In einer Schnittfigur ist eine Übersicht über die verschiedenen behandelten Wellenstrahlen und den Verlauf der Wellenflächen im Innern wiedergegeben. Im Gegen-

satz zu Jeffreys, der für mitteleuropäische Erdbeben nur eine Herdtiefe von wenigen Kilometern zuläßt, werden hier die gemessenen Herdtiefen berücksichtigt, was in den Laufzeiten Differenzen bis zu 3 sec verursacht. Zwischen der Mohorovičić-Schicht und der Kerngrenze wird keine weitere Unstetigkeitsfläche 1. Ordnung gefunden.

Schmerwitz.

Harold Jeffreys. Remarks on the paper of G. Schmerwitz on Central European earthquakes. ZS. f. Geophys. 15, 168—175, 1939, Nr. 3/4. (Cambridge.) Verf. ist der Ansicht, daß in Verbindung mit direkten longitudinalen Wellen (\bar{P}) nur Herdtiefen bis zu 16,6 km Tiefe gefunden werden dürfen, und zwar auf Grund der Hypothese, daß in dieser Tiefe eine neue sogenannte P^* -Schicht beginnt. Diese sehr willkürliche Voraussetzung ist jedoch heute schon durch zahlreiche experimentelle gegenteilige Befunde als widerlegt anzusehen. Ganz abgesehen davon, liegt auch die Fehlergrenze dieser Zahlenangabe, die sich auf veraltete Messungen stützte, weit über dem absoluten Zahlenbetrag selbst. Auf Grund der erwähnten Voraussetzungen werden Mittelwertbildungen für die Geschwindigkeiten der elastischen Wellen in dieser Schicht durchgeführt, die rein rechnerisch zu sehr kleinen Fehlergrenzen für diesen Mittelwert führen.

Schmerwitz.

I. Popescu-Cernăuți. Sur les épicentres des tremblements de terre ressentis en Dobroudja. C. R. Inst. sc. Roum. 3, 166—171, 1939, Nr. 2. Die Erschütterungsgebiete von drei Erdbeben in der Dobrudja aus den Jahren 1891, 1901 und 1908 sind in Karten eingezeichnet und werden in Zusammenhang mit geologischen Verhältnissen kurz erörtert.

Schmerwitz.

J. Alan Chalmers. A note on theories of the electric fields below clouds. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. 65, 237—243, 1939, Nr. 280. (Univ. Durham.) Die Feldverteilung zwischen der Erdoberfläche und der Basis von Gewitterwolken ist nach den Ergebnissen der Simpson-Scrase'schen „Altielektrographenaufstiegen“ (diese Ber. 18, 2274, 1937) nicht mit der Wilson'schen Feldtheorie (diese Ber. 6, 1100, 1925) in Einklang zu bringen: Die Feldstärken an der Wolkenbasis sind wesentlich geringer, als erwartet. Die Diskrepanz bleibt in etwas schwächerem Maße auch bei einer vom Verf. durchgerechneten Modifikation der Wilson'schen Theorie bestehen. Es muß angenommen werden, daß entweder die Beobachtungen der Spitzenentladungen in Gewitterfeldern ein falsches Bild der wirklichen Stromverhältnisse zwischen Wolke und Erde geben oder daß die Interpretation der erwähnten Aufstiege nicht richtig ist — sofern nicht noch andere bisher unbekanntere Faktoren mitspielen.

H. Israël.

Mme Odette Thellier. Sur la variation diurne de la conductibilité électrique de l'air et des nombres d'ions et de noyaux de condensation à l'Observatoire de Chambon-la-Forêt. C. R. 208, 1167—1170, 1939, Nr. 15. Ergebnisse mehrmonatiger Beobachtungen der genannten luftelektrischen Elemente zu regelmäßigen täglichen Terminen (9, 13, 17 Uhr und gelegentlich 21, 1, 5 Uhr). Leitfähigkeit und Kleinionenzahl zeigen sehr ähnlichen Tagesverlauf normaler Form, Großionen und Kerne verlaufen nur in großen Zügen parallel und invers zu den erstgenannten Elementen. Sommer- und Wintergänge zeigen Unterschiede. Die relativen Amplituden betragen im Sommer für Leitfähigkeit, Kleinionenzahl und Kerngehalt etwa $\frac{1}{3}$, für Großionen etwa $\frac{1}{5}$; im Winter für alle Elemente etwa $\frac{1}{4}$. Mittelwerte im Sommer (Juni bis September) bzw. Winter (Februar) $\lambda^+ = 1,71$ (0,99), $\lambda^- = 1,63$ (1,00), $n^+ = 665$ (350), $n^- = 540$ (295), $N^+ = 1415$ (1900), $N^- = 1400$ (1965), $N^0 = 5490$ (6270). Die luftelektrischen Verhältnisse sind am Beobachtungsort in ihren täglichen Änderungen gleichförmiger als an anderen Orten — wahrscheinlich dank der Lage des Observatoriums in einem großen Waldgebiet.

H. Israël.

S. K. Banerji. On the interchange of electricity between solids, liquids and gases in mechanical actions. *Indian Journ. Phys.* **12**, 409—436, 1938, Nr. 6. Verf. berichtet über Versuche zur Elektrizitätserzeugung bei mechanischen Einwirkungen auf Grenzflächen („Wasserfallelektrizität“, „Staubelektrisierung“ u. ä.), bei denen er besonderen Wert auf die Verteilung der einzelnen Ladungsanteile auf die dispergierte Substanz, das umgebende Gasmedium und den die Dispersion erzeugenden Apparat legt. Die Summe der drei Ladungsanteile ist 0, ihre Verteilung variiert je nach der Art des Dispersionsprozesses und der benutzten Substanz in weiten Grenzen. Die Gesamtladungserzeugung ist *cet. par.* proportional der Wurzel aus der hierfür aufgewandten Energie, wobei diese natürlich nur ein Teil der beim Dispergieren aufgewandten Gesamtenergie ist; der Proportionalitätsfaktor hängt von der Prozeßart und der Substanz ab. Der Ladungsaustausch zwischen dispergierter Substanz und umgebendem Medium ist in allen Fällen durch die Annahme einer elektrischen Doppelschicht in der Grenzfläche erklärbar. Ist die Materie vor dem Dispergieren geladen, so ändert das im Prinzip am Elektrizitätsaustausch nichts; die ursprüngliche Ladung der Teilchen superponiert sich der beim Prozeß entstehenden. Untersuchungen der Ladungsbildung beim Zersprühen von Wasser mit von 0 ansteigendem NaCl- bzw. HCl-Gehalt bestätigt die früheren *Bussé*schen Ergebnisse (rascher Rückgang der Gesamtladungserzeugung mit zunehmender Konzentration und Umkehr der Doppelschicht bei 2- bis 3%iger Lösung). Die Übertragung solcher Ergebnisse auf atmosphärische Verhältnisse kann zu falschen quantitativen Vorstellungen führen, da der „Apparat-einfluß“, der im Laboratorium meistens vernachlässigt wird, hier mit in den Gesamteffekt eingeht. Dies und die Berücksichtigung dessen, daß die Regentropfen stark verdünnte Lösungen von NaCl und anderen Stoffen darstellen, macht unter Umständen eine gewisse Revision der Gewittertheorien notwendig. Die Meinung des Verf., daß das Zerspritzen von Wasser über See eine wichtige Rolle bei der Aufrechterhaltung der Erdladung spielt, ist unverstänlich. *H. Israël.*

Ouang Te-Tchao et Henri Le Boiteux. Sur le coefficient d'absorption des petites ions par les particules neutres en suspension dans l'air. *C. R.* **208**, 1288—1289, 1939, Nr. 17. Der Absorptionskoeffizient kleiner Ionen durch in der Luft suspendierte Teilchen wird ermittelt, um mit seiner Hilfe die Zahl der kleinen Ionen zu berechnen, die im cm^3 und in der Sekunde in Luft unter dem Einfluß der verschiedenen wirkenden Ionisatoren erzeugt werden. Der Versuch ergibt den Wert $1,62 \cdot 10^{-7}$. Daraus berechnet sich weiter, daß im cm^3 und in der Sekunde in Luft nahezu 10 Paar Ionen erzeugt werden. *Güntherschulze.*

A. G. McNish. Heights of auroral-zone currents. *Trans. Amer. Geophys. Union* 1938, S. 200—201, Part I, Aug. (Carnegie Inst. Wash.) Die Veränderungen (Variationsanteile) des erdmagnetischen Feldes stehen in Abhängigkeit von den elektrischen Stromsystemen, welche in großen Entfernungen den Erdkörper umfließen. In niedrigen Höhen ist ihre Bewegung (dynamo action) gleichsam ihre Ursache, in höheren Lagen liegt die Herkunft u. a. in dem Strömen elektrischer Teilchen unter dem Einfluß des permanenten Erdfeldes begründet (*Birkeland*). Verf. gibt ein Verfahren an, die inneren und äußeren Anteile der magnetischen Störung unter Anwendung der *Laplace*schen Gleichung zu trennen. Hiermit wird die hypothetische Verteilung der Ströme bestätigt. Als Beispiel für die Untersuchung wird eine *Bai*-Störung herangezogen. *A. Burger.*

G. R. Wait. Radioactive content of the atmosphere as affected by the presence of condensation nuclei. *Phys. Rev.* (2) **55**, 591, 1939, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Carnegie Inst. Wash.) Verf. findet, daß die Ionenproduktion in einem extrem dünnwandigen Ionisationsgefäß, das in einem ge-

geschlossenen Raum steht, abnimmt, wenn die Kondensationskernzahl in diesem Raum vermehrt wird. Die Vermutung, daß diese Kerne beim Sedimentieren die radioaktiven Stoffe aus der Luft mit zu Boden führen und so ihrer Wirksamkeit auf das Ionisationsgefäß entziehen, wird durch gleichzeitige Groß- und Kleinionenmessungen nicht bestätigt; vielmehr zeigt sich das überraschende Ergebnis, daß das Produkt aus Klein- und Großionenzahl, das für kleine Werte der ersteren der Ionisierungsstärke proportional ist, in der gleichen Weise bei Kernvermehrung abnimmt, wie der Strom im Ionisationsgefäß. Aus der Deutung des Effektes muß angenommen werden, daß entweder die radioaktive Materie in der Atmosphäre mit zunehmender Kernzahl abnimmt oder aber, daß ihr Ionisierungsvermögen vermindert wird. Zahlenwerte sind nicht mitgeteilt. *H. Israël.*

G. Eckart und H. Plendl. Die Überwindung der Erdkrümmung bei Ultrakurzwellen durch die Strahlenbrechung in der Atmosphäre. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 52, 44—58, 1938, Nr. 2. (Vgl. Ochmann und Plendl, diese Ber. S. 107, sowie Eckart, diese Ber. S. 1795.) Da Eckart in der angeführten Arbeit den Nachweis erbringen konnte, daß in praktisch vorkommenden Fällen die Beugung keinen wesentlichen Anteil an der Überwindung der Erdkrümmung durch Kurzwellen besitzt, untersuchen die Verff. den Einfluß der Brechung in der Troposphäre. Unter der Annahme, daß die Dielektrizitätskonstantenanteile der Luft-Wasserdampf-Atmosphäre additiv zusammengefaßt werden können, berechnen die Verff. den Verlauf von $(\epsilon - 1)$ mit der Höhe für verschiedene Feuchtigkeitsgehalte am Erdboden und nähern die erhaltenen Kurven durch Parabeln an. Der Strahlengang wird dann mit Hilfe des Fermatschen Prinzips berechnet. Dabei ergibt sich eine merkliche Abweichung von der Geraden nur bei sehr schräg zur Erdoberfläche laufenden Strahlen. Zuerst zeichnen die Verff. die Funktion der Höhe h (km) des Strahles in Abhängigkeit von der Entfernung s (km) für verschiedene Minimalhöhen der Strahlen, ohne Berücksichtigung der Brechung; dann behandeln sie den Einfluß der Reflexion an der Erdoberfläche, den Gangunterschied des direkten und des reflektierten Strahles und die Durchbiegung des dem Gangunterschied Null zugehörigen Strahles infolge der Brechung in höheren Schichten. Durch diese Krümmung wird die Reichweite gegenüber der optischen Sicht vergrößert, in Abhängigkeit von der Höhe des Senders über der Erdoberfläche. Dann werden die Intensitäten von Sendern mit 8 bzw. 4 m Wellenlänge bei konstanter Entfernung als Funktion der Höhe gezeichnet, sowie die Kurven konstanter Feldstärke bei konstanter Höhe des Empfängers als Funktion der Entfernung. (Vor kurzem erschien eine Kritik des hier referierten Ansatzes, die ihn auch mit dem von v. d. Pol und Bremmer gegebenen vergleicht, von R. M. Wundt, diese Ber. S. 1102. Wesentlich ist dabei, daß die Theorie von Eckart und Plendl den Einfluß des Erdbodens völlig beiseite läßt; das ist nach Wundt nicht berechtigt. D. Ref.) *Riewe.*

Balth. van der Pol and H. Bremmer. Further note on the propagation of radio waves over a finitely conducting spherical earth. Phil. Mag. (7) 27, 261—275, 1939, Nr. 182. (Natuurk. Lab. N. V. Philip' Gloeilampenfab. Eindhoven.) Verff. berechnen einen Teil ihrer früheren Kurven neu, indem sie die auftretenden Besselfunktionen an Stelle durch die tang-Näherung durch die Hankelfunktionen annähern. Die Neuberechneten Kurven zeigen die Schwächung von Wellen von $\lambda = 0, 0,007, 0,07, 0,7$ und 7 m eines Senders in 100 m Höhe über dem Erdboden für die beiden Fälle, daß sich a) der Empfänger ebenfalls in 100 m Höhe, oder daß er b) sich zu ebener Erde befindet. Die optische Sichtweite beträgt etwa 72 bzw. 36 km, die Reichweite von 7 cm-Wellen beträgt im Fall a) rund 110 b) rund 54 km, bei längeren Wellen entsprechend mehr. Durch die Reflexion an

der Erde treten im ersten Beispiel innerhalb der Sichtweite Interferenzen auf. Die Dielektrizitätskonstante wurde zu 4, die Leitfähigkeit zu 10^{-13} angenommen. (Vgl. auch die Arbeit von Wundt, diese Ber. S. 1102.) *Riewe.*

Marion C. Gray. Diffraction and refraction of a horizontally polarized electromagnetic wave over a spherical earth. Phil. Mag. (7) 27, 421—436, 1939, Nr. 183. (Bell. Tel. Lab. Inc. New York.) Die Strahlung eines vertikalen elektrischen Dipols ist schon mehrfach behandelt worden (vgl. vorstehende Referate, v. d. Pol und Bremmer, diese Ber. 19, 2337, 1938, Wundt, diese Ber. S. 1102). Die Verf. diskutiert als die Strahlung eines vertikalen magnetischen Dipols als Vorarbeit für die Behandlung des horizontalen elektrischen Dipols. Auch hier kann die Methode Watsons [Proc. Roy. Soc. London (A) 95, 83, 546, 1919] angewendet werden. Die Strahlung ähnelt der eines vertikalen elektrischen Dipols über einer sphärischen Erde geringer Leitfähigkeit, nur haben die Erdkonstanten keinen so merklichen Einfluß, wie die Berechnungen für Seewasser und festen Erdboden zeigen. Eine graphische Darstellung zeigt die Feldänderung mit dem Abstand und mit der Höhe über der Erde. *Riewe.*

J. P. Schafer and W. M. Goodall. Peak field strength of atmospherics due to local thunderstorms at 150 megacycles. Proc. Inst. Radio Eng. 27, 202—207, 1939, Nr. 3. Mit einem Breitbandverstärker und Kathodenstrahlröhre wurden atmosphärische Störungen beobachtet. Ein Gewitter in 15 Meilen Entfernung kann eine Feldstärke von 1 mV/m erzeugen, sie schwankt um 20 db für Gewitter in gleicher Entfernung. Die maximale Feldstärke von Störungen in 1 Meile Abstand liegt 85 db über 1 mV. Dauer der Störungen: einige μsec . Höhere Antennen verbessern das Lautstärkeverhältnis von Signal zu Störung, jedenfalls für Störungen innerhalb von etwa 10 Meilen Abstand. Wesentliche Störungen des Fernsehbetriebes sind nur für die kurzen Zeiten zu erwarten, wenn sich nah am Empfängerort Gewitterentladungen abspielen. *Riewe.*

W. Brunner. Provisorische Züricher Sonnenflecken-Relativzahlen für das erste Vierteljahr 1939. Meteorol. ZS. 56, 160, 1939, Nr. 4. (Sternwarte Zürich.)

W. Brunner. Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 4. Vierteljahr 1938. ZS. f. Geophys. 15, 222, 1939, Nr. 3/4. (Eidgen. Sternwarte, Zürich.)

W. Brunner. Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 1. Vierteljahr 1939. ZS. f. Geophys. 15, 223, 1939, Nr. 3/4. (Eidgen. Sternwarte, Zürich.) *Dede.*

Saraju Prasad Ghosh. Dispersion, absorption and polarisation curves for radio wave propagation in the ionosphere. Indian Journ. Phys. 12, 341—354, 1938, Nr. 5. (Univ. Calcutta.) Auf Grund der Formeln von Appleton (Journ. Inst. Electr. Eng. 71, 642, 1932) und von Hartree (diese Ber. 10, 763, 1929) berechnet Verf. die Dispersion, Absorption und Polarisation für Wellen von 3,0, 1,27 und 0,6 Megahertz und für Kollisionsfrequenzen von 10^6 , $5,4 \cdot 10^6$ und 10^7 sec^{-1} und zeichnet die Kurven für die Atmosphäre bei Calcutta bei senkrechter Ausstrahlung. Diskutiert wird insbesondere die Frage der Grenzpolarisation, die nicht mit den Werten von Taylor (diese Ber. 15, 1608, 1934) übereinstimmt. *Riewe.*

S. K. Mitra, J. N. Bhar and S. P. Ghosh. The lower ionosphere. Indian Journ. Phys. 12, 455—465, 1938, Nr. 6. (Wireless Lab. Univ. Coll. Sc. Calcutta.) In den niedrigeren Schichten wird die Eccles-Larmor-Theorie der Reflexion elektromagnetischer Wellen wegen der großen Dichte und damit auch großen Stoßzahlen

ungültig; dann wird der Brechungsindex nicht mehr klein genug. Verff. berechnen nun für verschiedene Stoßzahlen ν den Brechungsindex μ und die Absorption χ die beide von einer bestimmten Ionendichte N an sehr stark anwachsen. Gleichzeitig nimmt auch der Reflexionskoeffizient $\rho^2 = (\mu^2 + \chi^2 + 1 - 2\mu)(\mu^2 + \chi^2 + 1 + 2\mu)$ merkliche Werte an. Bei $\nu = 10^8$ trifft das etwa bei $N = 2 \cdot 10^6$ zu, dies ν entspricht in einer isothermen Atmosphäre von 200° K einer Höhe von etwa 55 km. Die Pannekoekesche Theorie zeigt, daß ein Niveau starker Ionisation von N_2 bei etwa 140 km (E_2 -Schicht) und von O_2 bei etwa 55 km (D -Schicht) vorhanden ist. Für die C_2 -Schicht bei 30 km Höhe ist vielleicht die Ionisation von O_3 verantwortlich, nur ist das Ionisationspotential nicht genau bekannt. *Riewe.*

L. Cagniard. Sur la propagation d'un signal dans une atmosphère raréfiée ionisée. C. R. 208, 918—920, 1939, Nr. 12. Von den Maxwell-Gleichungen ausgehend zeigt der Verf., daß im ionisierten Medium die Phasengeschwindigkeit wohl größer sein kann als die des Lichtes, daß aber im ganzen die Gruppengeschwindigkeit für das Signal maßgebend ist. Insbesondere breitet sich die Signalfrent stets mit Lichtgeschwindigkeit aus. *Riewe.*

D. R. Bates, R. A. Buckingham, H. S. W. Massey and J. J. Unwin. Dissociation, recombination and attachment processes in the upper atmosphere. II. The rate of recombination. Proc. Roy. Soc. London (A) 170, 322—340, 1939, Nr. 942. (Queens Univ. Belfast.) Verff. berechnen auf Grund von früher gegebenen Formeln (Massey, diese Ber. 19, 1034, 1938) den effektiven Rekombinationskoeffizienten für Elektronen zu $\alpha_e + \lambda \alpha_i$, worin α_e der wirkliche Rekombinationskoeffizient für Elektronen, α_i der für Ionen ist und λ das etwa konstante Ionen-Elektronen-Verhältnis bedeutet. Diese Rekombination durch Einhang in irgendein Termniveau gibt die Beobachtungen in der Ionosphäre nur ungenügend wieder. Es müssen Rekombination zwischen entgegengesetzt geladenen Ionen stattfinden, wobei $100 < \lambda < 1000$ für die E -Schicht und $10 < \lambda < 50$ für die F -Schicht sein muß. Die Verff. berechnen schließlich auch den Koeffizienten für kontinuierliche Absorption im atomaren Sauerstoff. *Riewe.*

N. E. Bradbury. Nocturnal E-layer ionization. Phys. Rev. (2) 55, 423, 1939, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Stanford Univ.) Die nächtliche Variation der E -Schicht in Huancayo ist ähnlich der des Nachthimmelslichts mit einem Maximum um Mitternacht, einer Abnahme mit der Breite; die Häufigkeit und Intensität der Aurora in 100 km Höhe zeigt denselben Gang wie die Höhe der E -Schicht. Daher scheint diese Schicht ebenso zu entstehen, wie nach Dauvillier die nichtpolare Aurora. *Riewe.*

T. R. Gilliland, S. S. Kirby and N. Smith. Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., February, 1939. Proc. Inst. Radio Eng. 27, 285—286, 1939, Nr. 4. (Nat. Bur. Stand. Washington.)

T. R. Gilliland, S. S. Kirby and N. Smith. Characteristics of the ionosphere at Washington D. C., March, 1939. Proc. Inst. Radio Eng. 27, 348—349, 1939, Nr. 5. (Nat. Bur. Stand. Washington, D. C.) *Dede.*

Newbern Smith, Theodore R. Gilliland and Samuel S. Kirby. Trends of characteristics of the ionosphere for half a sunspot cycle. Bur. of Stand. Journ. of Res. 21, 835—845, 1938, Nr. 6 (RP. 1159). Die Beobachtungen von 1933 bis 1938 zeigen ein Anwachsen der Ionisation der oberen Atmosphäre, das etwa der Zunahme der Sonnenaktivität parallel geht und bei der E -Schicht den 1,5fachen, bei der F_2 -Schicht den vierfachen Wert des Minimums erreicht. Insbesondere die E -Schicht zeigt einen regen Zusammenhang mit der mittleren Zahl der Sonnenflecken. Diese Ergebnisse werden graphisch dargestellt. *Riewe.*

L. V. Berkner. Concerning the nature of radio fade-out. Phys. Rev. (2) **55**, 536—544, 1939, Nr. 6. (Carnegie Inst. Wash.) Verf. zeigt an eigenen Reflexionsbeobachtungen mit Frequenzen zwischen 0,5 und 16 Megahertz, wie die (untere) Absorptionsgrenze des Frequenzgebietes, in dem Reflexionen beobachtet werden, beim Auslöschen sehr stark anwächst und die (obere) Durchdringungsgrenze durchstößt. Das Abklingen des Effektes zeigt ein langsames Herabkommen dieser unteren Grenze, das einer e -Funktion ähnlich sieht. Dies und noch andere diskutierte Beobachtungen zeigen, daß die Höhe, die für das Auslöschen auf der Sonnenseite der Erde verantwortlich gemacht werden muß, noch unterhalb der E -Schicht liegt. So vermag ein in Watheroo beobachtetes Auslöschen wohl die E - und die F_1 -, aber kaum die F_2 -Echos zu stören. Dem widersprechen auch nicht die Beobachtungen von Martyn, Munroe, Higgs und Williams (diese Ber. **19**, 473, 1938), die durch eine Änderung der Durchgangsfrequenz von $-0,6$ Megahertz und späteres Ansteigen um $+0,25$ Megahertz über den Anfangswert erklärt werden können. Solche Fluktuationen sind aber sehr häufig auch an ungestörten Tagen. Es scheint also, daß nur einige Eruptionen auf der Sonne die hohen Atmosphärenschichten beeinflussen und daß zur Deutung die Stewart-Schustersche Theorie des „Atmosphären-Dynamos“ herangezogen werden muß. *Riewe.*

D. F. Martyn. Concerning the nature of radio fade-out. Phys. Rev. (2) **55**, 983, 1939, Nr. 10. (Australia House, London.) Berkner hat kürzlich (sh. vorstehendes Ref.) gegen die Deutung von Martyn und Mitarbeiter (diese Ber. **19**, 473, 1938), daß helle Eruptionen von einer Abnahme der Elektronendichte in der F -Schicht (d. h. einem Absinken der Durchgangsfrequenz) begleitet seien, Einwände erhoben. Der Verf. teilt nun eine auf Grund einer persönlichen Aussprache mit Berkner gemeinsam verfaßte Erklärung mit, die sich im wesentlichen auf die Beobachtungsergebnisse und nicht auf ihre Deutung bezieht, jedoch den Standpunkt des Verf. unterstützt. Berkner hatte eine Zurückziehung oder Neufassung jener vorstehend referierten Arbeit in Aussicht gestellt. *Riewe.*

J. H. Piddington. The origin of radio-wave reflections in the troposphere. Proc. Phys. Soc. **51**, 547—548, 1939, Nr. 3 (Nr. 285). (Cavendish Lab. Cambridge.) Einige Bemerkungen, die von Whipple, Raynor und Smith-Rose an eine frühere Arbeit des Verf. (diese Ber. S. 1103) geknüpft und anschließend an sie veröffentlicht hatten, werden zurückgewiesen. *Riewe.*

O. H. Gish and H. G. Booker. Nonexistence of continuous intense ionization in the troposphere and lower stratosphere. Proc. Inst. Radio Eng. **27**, 117—125, 1939, Nr. 2. Verff. behandeln anfangs die Fehlerquellen bei Beobachtungen von Echos aus der Troposphäre, dann typische Beobachtungen im Huankayo-Observatorium an gewitterigen und nichtgewitterigen Tagen sowie die Beobachtungen beim Aufstieg des Stratosphärenballons Explorer II bis zu 22 km Höhe. Zum Schluß können die Verff. zeigen, daß die vorhandenen Energien zur Aufrechterhaltung der Ionisation, die Watson-Watt in sehr niedrigen Schichten annimmt, nicht ausreichen. *Riewe.*

Seth B. Nicholson. The great sunspot of January 1938. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 203—204, Part 1, Aug. (Mount Wilson Obs. Carnegie Inst. Wash., Pasadena, Calif.) Am 12. Januar erschien am Ostrand der Sonne bei einer Breite von $+17^\circ$ ein komplizierter bipolarer Fleck. Am 16. Januar wurde ein erster magnetischer Sturm auf der Erde beobachtet, als der Fleck 21° östlich des Zentralmeridians stand und ein zweiter bei 42° westlichem Stand und ein dritter am 25. Januar, als der Fleck den Westrand der Sonne erreicht hatte. Andere Beobachtungen, wie ein Auslöschen 30 Stunden vor dem zweiten Sturm, gleichzeitig mit einer starken Eruption, werden mitgeteilt. *Riewe.*

Newbern Smith. The relation of radio sky-wave transmission to ionosphere measurements. Proc. Inst. Radio Eng. 27, 332—347, 1939, Nr. 5. (Nat. Bur. Stand. Washington D. C.) Verf. gibt ein graphisches Verfahren zur Bestimmung der maximalen benutzbaren Übertragungsfrequenz aus den Schaubildern, in denen die senkrechten virtuellen Höhen der Schichten über der Beobachtungsfrequenz aufgetragen ist. — Einleitung. Äquivalenztheorem für ebene Ionosphäre und Erde. Logarithmische Übertragungskurven. Übertragungskurven für ebene Ionosphäre und gekrümmte Erde. Äquivalenzbeziehungen für gekrümmte Ionosphäre und Erde. Übertragungskurven für gekrümmte Ionosphäre und Erde. Einfluß des magnetischen Erdfeldes. Verhalten der Wellen unterhalb des Reflexionspunktes. Emissions- und Empfangswinkel der Wellen. Bestimmung von $\sec \Phi_0$ (Φ_0 ist der halbe Winkel zwischen der Sende- und Empfangsrichtung). Übertragungsmaße. *Riewe.*

Newbern Smith, Samuel S. Kirby and Theodore R. Gilliland. Application of graphs of maximum usable frequency to communication problems. Bur. of Stand. Journ. of Res. 22, 81—92, 1939, Nr. 1 (RP.1167). Inhaltlich etwa gleich mit den in diesen Ber. S. 481 referierten Arbeiten. *Riewe.*

Camille Dauzère et Joseph Bouget. Sur la répartition des coups de foudre et des chutes de grêle dans le département des Hautes-Pyrénées. C. R. 208, 1833—1835, 1939, Nr. 23. *Dede.*

J. Letzmann. Kugelblitze in Estland. Wetter 55, 341—345, 1938, Nr. 11. (Dorpat.) *H. Israëll.*

E. J. Workman and R. E. Holzer. Quantities of charges transfers in lightning discharges. Phys. Rev. (2) 55, 598, 1939, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. New Mexiko.) Verff. verteilen auf der Peripherie eines Kreises von 25 Quadratmeilen Inhalt fünf synchron-registrierende Feldmeßgeräte (keine näheren apparativen Angaben) und bestimmen aus den Influenzladungsänderungen bei Blitzen deren Elektrizitätstransport zur Erde. Mit rasch bewegter Kamera können die Blitze gleichzeitig im Bild festgehalten werden. An Ergebnissen der (bisher rund 300) Aufnahmen wird nur mitgeteilt, daß während eines Gewitters neun einfache Entladungen in Richtung Wolke—Erde 26, 54, 50, 37, 100, 30, 33, 29 und 200 Coulomb aus etwa 1,5 Meilen Höhe zur Erde gebracht haben. *H. Israëll.*

Swedish Polar Year expedition, Sveagruvan, Spitzbergen. 1932—1933. 76 Tabellen, 77 S. Stockholm, herausgegeben von Swedish National Committee for Geodesy and Geophysics, 1939. *Dede.*

R. Bock. Über die Magnetische Reichsvermessung. II. Ordnung und ihre ersten vorläufigen Ergebnisse. ZS. f. Geophys. 15, 66—73. 1939, Nr. 1/2. Berichtigung ebenda S. 228, Nr. 3/4. (Potsdam.) Die magnetische Reichsvermessung I. Ordnung vermittelt in erster Linie die Kenntnis über die allgemeine Verteilung der erdmagnetischen Kräfte und Richtungen, reicht aber für genauere Angaben (z. B. der Nadelabweichung) nicht aus. Hier setzt die Vermessung II. Ordnung mit größerer Stationsdichte ($2^{1/2}$ Stationen auf einem Meßtischblatt) ein, die zum Teil durch Messungen des Reichsamtes für Landesaufnahme mit fünf Stationen pro Meßtischblatt ergänzt werden. Neben der Deklination wird die Vertikalintensität auf allen Stationen gemessen. Die Kontrolle für den Verlauf der Säkularvariationen wird durch Messungen (in vierjährigem Turnus) an 20 sogenannten Säkularstationen aufrechterhalten. *A. Burger.*

A. G. McNish and E. A. Johnson. Magnetization of unmetamorphosed varves and marine sediments. S.-A. Terr. Magn. 43, 401—407, 1938, Nr. 4. (Washington.) Es wird angenommen, daß das Erdfeld seit vergangenen

geologischen Zeiten vollständig umgekehrt ist. Die beobachteten säkularen Änderungen bilden nur einen oberflächlichen Teil des Feldes. In London war in den letzten beiden Jahrhunderten D von 11° Ost auf 24° West verändert, an der Guinea-Küste Z um 6000γ von 1885 bis 1922. Wieviel mehr erst die Änderungen seit Tausenden und Millionen von Jahren? Die Problemlösung wird durch Studium der Magnetisierung von Gesteinen versucht. Glühende Gesteine nehmen bei Abkühlung (Curie-Punkt) Polarität analog der des Erdfeldes an. Messungen an Lavagesteinen geologischer Zeitalter führen zu einem vollkommen umgekehrten magnetischen Erdfeld. Zur Fortführung der Untersuchungen haben Verff. eine elektromagnetische Methode zur Messung der (wenn auch schwachen) Restpolarisation von Gesteinen entwickelt. Prüfungen erfolgten an zwei Arten von Sedimenten: Ton aus Vergleischerungen und Meeresbodenablagerungen. Der Ton wurde mit besonderen Messingschaufeln aus verschiedenen Tiefen hervorgeholt und mit Diamantsägen in Würfel geschnitten. Die Messungen an einzelnen Proben zeigten Abweichungen der magnetischen Polarisation von 11 bis 42° West. Proben aus dem Untergrund des Nord Atlantik in der Nähe von Labrador ergaben Unterschiede in der Polarisationsrichtung bis zu 50° . Verff. kommen zu dem Schluß, daß die Sedimente den magnetischen Zustand des Erdfeldes aus der Zeit ihrer Entstehung aufweisen.

A. Burger.

Louis Eblé et Gaston Gibault. Valeurs des éléments magnétiques à l'Observatoire de Chambon-la-Forêt (Loiret) au 1^{er} janvier 1939. C. R. 208, 823—824, 1939, Nr. 11. Die absoluten Werte der erdmagnetischen Elemente und der Komponenten haben Verff. aus den stündlichen Werten der Registrierungen für Monat Dezember 1938 und Januar 1939 abgeleitet und aus dem Vergleich für die Epoche 1938,₀ und 1939,₀ die säkularen Variationen berechnet.

A. Burger.

J. A. Fleming. The general magnetic field of the earth and its secular variation. S.-A. Cooperation Res. 1938, S. 205—221. Jahrhundertlange Forschungen seit der Zeit William Gilberts haben nicht vermocht, klare Deutung über die Entstehung und Erhaltung des Erdmagnetismus zu geben. Dazu gehören auch die ständigen Veränderungen des erdmagnetischen Feldes, die z. B. an der Guinea-Küste während der letzten 50 Jahre rund 10 % des maximalen Feldes ausmachten. Das weltweite Geschehen macht es erforderlich, an möglichst vielen Teilen und vor allem über lange Zeiträume Beobachtungen anzustellen. Die Analyse der Beobachtungen führte zu dem Ergebnis, daß die Ursachen des Feldes nahe der Erdoberfläche angenommen werden müssen. Furner, Dyson und L. A. Bauer kamen (Epoche 1922) zu analogen Erklärungen, die A. Schmidt für die Epoche 1885 gegeben hatte. Etwa 95 % des Gesamtfeldes werden nahe der Erdoberfläche verursacht. Die übrigen 5 % sind auf Vorgänge oberhalb der Erdoberfläche und auf vertikalgerichtete elektrische Ströme zurückzuführen. Die Erklärung des Hauptfeldes der Erde mit der Annahme eines im Innern ferromagnetischen Erdkörpers wurde wegen der Schwierigkeiten hinsichtlich Temperatur und Druck fallen gelassen und durch die Hypothese ersetzt, daß das Erdinnere wegen höherer Leitfähigkeit niedrigere Temperaturen besitzt, als die Extrapolation aus den Oberflächenverhältnissen ergibt. Ebenso werden die Hypothesen des Rotationsmagnetismus und der Stromsysteme außerhalb und senkrecht der Erdoberfläche diskutiert. Die säkulare Änderung des Feldes hat zu verschiedenen Erklärungen geführt: Änderung der Magnetisierungsintensität in einigen Stoffen, Änderung der Leitfähigkeit der Erde (bzw. der Stromsysteme); geologische Veränderungen, langsame Rotation des Erdinnern gegen die Erdkruste (A. Schmidt) mit einer Periode von etwa 500 Jahren. — Die Erforschung der Probleme auf dem Wege des

Experiments ist großen Beschränkungen unterworfen. Lediglich von zwei erfolgreichen Effekten wird berichtet: Magnetisierung ferromagnetischer Substanzen durch Rotation und magnetisches Verhalten in bestimmten Temperaturbereichen bei Drucken bis zu 4000 Atmosphären. Nach tieferer Erforschung der atomaren Kräfte hofft man auch wichtige Schlüsse über Vorgänge im Erdinneren ziehen zu können.

A. Burger.

St. Kalinowski. Remarques sur la note de M. E. Stenz. Gerlands Beitr. 54, 146—147, 1939, Nr. 2. (Obs. Géophys. de Swider, Pologne.) Kurze Bemerkung zu der Berichtigung von Z-Beobachtungen des magnetischen Observatoriums in Swider (diese Ber. S. 483).

Schmerwitz.

J. Bartels. Potsdamer erdmagnetische Kennziffern. ZS. f. Geophys. 15, 214—221, 1939, Nr. 3/4. (Geophys. Inst. Potsdam.)

Dede.

L. Gialanella. Sul moto di un corpuscolo elettrizzato in presenza di un dipolo magnetico. I. Lincei Rend. (6) 28, 14—22, 1938, Nr. 1/2. Die Bewegung eines elektrisch geladenen Teilchens im Magnetfeld wurde für den Fall eines magnetischen Poles schon vor langer Zeit, für den Fall eines magnetischen Dipols in großer Entfernung von diesem von Störmer und seiner Schule gelöst. Verf. untersucht die Bewegung in der Nähe des Dipols. Die Gleichungen dieses Problems sind bisher noch nicht integriert worden. Es ist lediglich ein einziges erstes Integral bekannt, nach dem die Geschwindigkeit konstant ist. Bei der Untersuchung wurde von einer strengen partikulären Lösung der Bewegungsgleichungen ausgegangen und die dieser Lösung benachbarten Bahnen untersucht. Auf diese Weise konnte ein weiteres erstes Integral aufgefunden werden, mit dessen Hilfe das Gleichungssystem auf ein System erster Ordnung zurückgeführt werden konnte, das für einige Sonderfälle integriert werden konnte. Für den allgemeinen Fall konnten qualitativ die Bahnen und einige wichtige Eigenschaften derselben angegeben werden.

Schön.

Cataldo Agostinelli. Sul moto di un corpuscolo elettrizzato in presenza di un dipolo magnetico. Atti di Torino 73, 460—474, 1938, Nr. 3. Das Problem der Bewegung eines elektrisch geladenen Teilchens im Feld eines magnetischen Dipols, das bei der Erscheinung des Nordlichts eine wesentliche Rolle spielt, wird untersucht und ein neues Integral der Bewegungsgleichungen aufgestellt. Das Problem wird zurückgeführt auf das der ebenen Bewegung eines Punktes unter dem Einfluß einer zeitlich konstanten konservativen Kraft. Abschließend wird der Sonderfall untersucht, in dem das Problem durch Separation der Variablen integriert werden kann.

Schön.

Leiv Harang. Höhenänderungen des unteren Randes der Nordlichter beim Übergang von der dunklen zu der sonnenbelichteten Atmosphäre. Gerlands Beitr. 54, 81—93, 1939, Nr. 2. (Nordlicht-Obs. Tromsø, Norw.) Nordlichter, die in dem Grenzgebiet zwischen der dunklen und der sonnenbelichteten Atmosphäre liegen, zeigen eine Zunahme der Höhen in der sonnenbelichteten Atmosphäre. Die Zunahme der Höhen wird als Folge einer thermischen Ausdehnung der sonnenbelichteten Atmosphäre erklärt. Eine Gruppe parallaktischer Aufnahmen aus drei Abenden wird diskutiert und eine Überschlagsrechnung über die Temperaturzunahme in 100 km Höhe gegeben. Wird eine Temperatur der dunklen Atmosphäre in 100 km Höhe zu 225° K angenommen, ist die Temperatur in der sonnenbelichteten Atmosphäre mit 50 km Höhe des Erdschattens 260 bis 300° K. (Zusammenf. d. Verf.)

Dede.

F. W. P. Götz und R. Penndorf. Das Nordlicht vom 24./25. Februar 1939 in Arosa. Naturwissensch. 27, 241—243, 1939, Nr. 15. (Arosa.) Verff. beschreiben

an Hand von zwei wiedergegebenen Aufnahmen die Nordlichterscheinungen des 24./25. Februar in Arosa und weisen auf die Zusammenhänge mit den gleichzeitig beobachteten Störungen des erdmagnetischen Feldes hin. *Frerichs.*

René Bernard. Origine de la coloration des aurores boréales du type B. C. R. 208, 824—826, 1939, Nr. 11. Die Polarlichter werden in drei Klassen nach ihrer Färbung eingeteilt. Die erste Klasse enthält die grüngelben Nordlichter, die besonders stark die bekannte grüne Linie 5577 Å zeigen. Die zweite Gruppe ist gelbrot gefärbt und enthält die Sauerstofflinien 6300 bis 6364 Å besonders verstärkt. Bei einer dritten Gruppe ist lediglich der untere Rand rot gefärbt. Der Verf. konnte durch sorgfältige Abbildung dieses Teils eines Nordlichtes auf den Spektrographenspalt nachweisen, daß die Emission dort aus zahlreichen Banden und Linien besteht, von denen 5870, 5735, 5470, 5260 und 5130 Å die stärksten sind. Der Ursprung dieser Banden soll in einer folgenden Veröffentlichung untersucht werden. *Frerichs.*

René Bernard. Nouveaux résultats relatifs à l'aurore polaire. C. R. 208, 1831—1833, 1939, Nr. 23. Das Nordlicht entsteht durch die Anregung der Atmosphäre infolge der von der Sonne eindringenden schnellen Elektronen. Es ist daher zu erwarten, daß die höheren Regionen durch schnellere, die niedrigeren durch langsamere Elektronen angeregt werden. Im Gegensatz zu dieser Annahme zeigen jedoch Aufnahmen des Verf., daß das Verhältnis der negativen Stickstoffbanden zu der zweiten positiven Stickstoffgruppe innerhalb des ganzen Nordlichtes konstant bleibt. In den unteren Gegenden des Nordlichtes ähnelt die Anregung sehr einer Elektronenstoßanregung. In den oberen Gegenden sind einige Banden verstärkt (3372, 3577, 3710 Å), andere sehr schwach (4059 Å). Außerdem treten in den höheren Teilen des Nordlichtes einige Linien und Banden auf, die in den intensiveren unteren Teilen sehr schwach sind. Dazu gehört die N-Linie 3466,5 Å. Im allgemeinen ist das Verhältnis der Stickstoffbanden (A—X) zu der genannten Linie 3466,5 Å konstant. *Frerichs.*

René Bernard. Presence of the nitrogen forbidden line ${}^2P \rightarrow {}^4S$ in the auroral spectrum. Phys. Rev. (2) 55, 511, 1939, Nr. 5. (Univ. Lyon, France.) Auf den neuen Nordlichtaufnahmen des Verf. fällt die dem N I-Spektrum zugeschriebene Linie ${}^2P - {}^4S$ bei 3470 Å zusammen mit der Neonlinie 3466,575 des Vergleichsspektrums. Daraus ergibt sich innerhalb der Fehlergrenzen für diese Linie die Wellenlänge $3466,5 \pm 1$ Å. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit der aus dem N I-Spektrum abgeleiteten Wellenlänge 3466,6 Å. Ebenso findet Kaplan neuerdings für diese Linie im Laboratorium den Wert 3466,3 Å. Da nach Stepanoff die Aufspaltung des 2P -Terms nur $2,15 \text{ cm}^{-1}$ beträgt, ist eine Aufspaltung der Linie nur mit interferometrischen Methoden möglich. Im Spektrum des Nachthimmelleuchtens ist die Linie bisher noch nicht nachgewiesen worden, da die starke Linie bei 3471 Å außerhalb der Meßfehler liegt. *Frerichs.*

Joseph Kaplan. The preparation and properties of auroral afterglows. Phys. Rev. (2) 54, 176—178, 1938, Nr. 3. (Univ. Calif., Los Angeles.) Die von Kaplan in seinen zahlreichen Versuchen über das Spektrum des nachleuchtenden Stickstoffs benutzten Entladungsröhren werden beschrieben. Das Entladungsröhr besteht aus einer Kugel von 100 bis 5000 ccm mit Seitenansätzen, die die Aluminiumelektroden enthalten. Die Röhren werden mit technischem Stickstoff gefüllt und durch längeres Betreiben sowie durch absorbierende Zusätze in Seitenröhren gereinigt. Wasserstoff muß völlig ferngehalten werden. Wenn Sauerstoff und Kohlenstoffverbindungen vorhanden sind, treten nacheinander fünf verschiedene Entladungsformen auf. Zunächst erscheinen die diffusen Banden, die einer chemischen Reaktion zwischen NO_2 und O_3 zugeschrieben werden. Dann färbt sich das Nachleuchten blau und es treten die NO-Banden im Sichtbaren und Ultraviolett

auf. Bei Anwesenheit von Kohlenstoff folgt dann ein Stadium, in dem die Cyan-Banden, besonders die Schwanzbanden intensiv auftreten. Dann tritt das gelbe Nachleuchten der Lewis-Rayleigh-Banden des aktiven Stickstoffs auf. Schließlich bildet sich das Nordlichtstadium aus, bei dem positive und negative N_2 -Banden in der Intensitätsverteilung des Nordlichts erscheinen. *Ferichs.*

Marcel Nicolet. Mechanism of excitation of the forbidden lines of oxygen and nitrogen in the spectra of the aurora and the night sky. *Nature* 143, 639, 1939, Nr. 3624. (Lichtklimat. Obs. Arosa.) Der Endzustand der Vegard-Kaplan-Banden des Stickstoffs im Nordlicht liegt zwischen 2,08 und 4,08 Volt, also oberhalb des 1D -Terms des Sauerstoffs, aber unterhalb des 1S -Terms. Durch einen normalen Zusammenstoß zwischen einem Sauerstoffatom und einem Stickstoffmolekül, das die genannten Banden emittiert hat, kann also nur der 1D -Term angeregt werden. Da die Stickstoffmoleküle in den genannten Zuständen lange verweilen, ist die Häufigkeit der Anregung des 1D -Zustands eine Funktion der Vegard-Kaplan-Banden. Das gleiche gilt für NI-Atome und die verbotene Kombination $^4S - ^2P$. *Ferichs.*

R. Grandmontagne. Nouvelles observations sur la couleur et les variations de la lumière du ciel nocturne. *Journ. de phys. et le Radium* (7) 9, 141 S—142 S, 1938, Nr. 12. Das von dem Verf. angegebene registrierende Photometer zur Bestimmung der Intensitäten des Nachthimmelleuchtens wurde verbessert. Durch Benutzung eines sich schnell einstellenden Elektrometers gelang es, die zur Ausführung einer Messung notwendige Zeit auf 30 sec zu verkürzen. Die betreffenden Spektralbereiche werden durch Filter eingestellt, die selbsttätig alle 4 min wechseln. Mit dieser Anordnung ergibt sich für die mittleren Wellenlängen: 4000, 5600, 6200, 6800 und 8000 Å in willkürlichen Einheiten die Helligkeit des Nachthimmelleuchtens zu 1, 8,7, 65, 36 und 113. *Ferichs.*

Raymond Grandmontagne. Évaluation de la brillance du ciel nocturne au moyen d'une cellule photoélectrique au caesium. *C. R.* 208, 1135—1137, 1939, Nr. 15. Die bisherigen Helligkeitsbestimmungen des Nachthimmels sind durch photographischen Vergleich mit der Helligkeit von Sternen gewonnen und ergeben eine Gesamthelligkeit von etwa $1,1 \cdot 10^{-8}$ bougie/cm² (1 bougie = etwa 1.12 HK). Gegen diese Art der Bestimmung wird eingewandt, daß sie nicht die wahre Himmelhelligkeit ergibt, da die spektrale Verteilung des Nachthimmelslichtes einer „Farbtemperatur“ von etwa 2200° K entspricht, während die der Sterne meist über 6000° K liegt. Photometrische Messungen der Helligkeit mittels einer Caesiumzelle und einer Glühlampe von 2100° K Fadentemperatur in entsprechendem Abstand (50 m und mehr) ergeben $12,4 \cdot 10^{-8}$ bougie/cm², also mehr als das Zehnfache des obigen Wertes. Die gleiche Helligkeit liefert 1 bougie in 16 m Entfernung. Die Messungen wurden mit zwischengeschaltetem Schottfilter OG 2 ausgeführt. Der große Unterschied zu den Bestimmungen durch Sternhelligkeitsvergleich läßt sich auch nahezu quantitativ durch die Farbtemperaturverschiedenheit erklären. *H. Israël.*

J. Cabannes, J. Dubay and J. Gauzit. CN bands in the night sky spectrum. *Nature* 142, 755, 1938, Nr. 3599. (Univ. Paris; Obs. Lyon.) Die Vegard-Kaplan-Banden treten im Nachthimmelleuchten nur in der Nähe des Horizontes auf. In der Nähe des Zenits treten neue Banden auf, während die genannten Banden bei der Annäherung der Richtung an den Zenit verschwinden. Es gelang den Verff., zahlreiche bisher beobachtete Banden des Nachthimmelleuchtens nachzuweisen. Die Banden zeigen eine Intensitätsverteilung ähnlich wie bei der Anregung durch aktiven Stickstoff im Laboratorium. Die Anfangslinien der P- und R-Zweige sowie die Linien K — 10 sind intensiv. *Ferichs.*

Jean Debrach. Sur les variations du rayonnement nocturne effectiv, au cours des nuits claires. C. R. 208, 1524—1525, 1939, Nr. 19. Verf. erklärt die starken Schwankungen in der Strahlung des Nachthimmels, die man im Laufe der Nacht beobachtet, durch die Einflüsse des verschiedenen Wasserdampfgehalts der Atmosphäre. *Ferichs.*

James Franck and Carol Anger Rieke. Note on the explanation of the D-lines in the spectrum of the night sky. *Astrophys. Journ.* 89, 463—464, 1939, Nr. 3. (Dep. Chem. Univ. Chicago.) Die Existenz der D-Linie des Na im Licht des Dämmerungs- und Nachthimmels ist genügend sicher bewiesen, die Herkunft des Na von der Erde am wahrscheinlichsten; ungeklärt ist bisher noch der Mechanismus der Dissoziation des NaCl in Na und Cl. Verf. halten eine Photo-Dissoziation für wahrscheinlich, da man im Laboratorium beim Bestrahlen von Alkali-Halogen-Verbindungen mit ultravioletem Licht das Auftreten der Resonanzlinien des betreffenden Alkali feststellen kann. Als wirksamste Strahlung ist für NaCl etwa das Gebiet von 1700—2000 Å anzunehmen, das also z. T. noch außerhalb der starken Sauerstoffabsorption liegt. Im Nachthimmelslicht ist auch Dissoziation durch Elektronenstoß wahrscheinlich. — Zur Untersuchung der Energieverhältnisse bei diesem Prozeß empfehlen Verf., die Linienbreite der D-Linien in Dämmerungs- und Nachthimmelslicht zu bestimmen. *H. Israël.*

Reinhold Auer. Über die allseitige Intensität der Ultrastrahlung in der Atmosphäre. *ZS. f. Phys.* 111, 559—587, 1939, Nr. 9/10. (Friedrichshafen.) Die Genauigkeit der Messungen der Ionisierungsstärke der Ultrastrahlung mit Registrierelektrometern für unbemannte Ballone wird unter Heranziehung eigener Messungen über die Druckabhängigkeit der Ionisation in Luft und in Argon in Ballonelektrometern diskutiert. Der Druckkoeffizient der Ionisation und die Unschärfe der Elektrometerfaden-Bilder infolge der Bewegungen der Ballongondel geben je etwa $\pm 2\%$, die Temperaturabhängigkeit der Ionisation und die Bestimmung des tatsächlich an der Ionisation beteiligten Kammervolumens je $\pm 1 - 1,5\%$ Unsicherheit, so daß oberhalb von 8 km die Meßgenauigkeit der Relativwerte etwa 3%, diejenige der Absolutwerte etwa 6% beträgt. — Sieben Aufstiege aus den Jahren 1934—37, zwei davon als Doppelaufstiege gleichzeitig mit einem luftgefüllten und einem argongefüllten Ballonelektrometer werden in der Weise ausgewertet, daß die bei 3,5 Atm. Argon, bzw. 4,41 und 5,39 Atm. Luft gemessenen Werte auf den tatsächlich bei 1 Atm. gemessenen Strom umgerechnet werden und daraus eine mittlere Kurve für den Intensitätsverlauf der Ultrastrahlung mit der Höhe gebildet wird. Diese Mittelkurve zeigt deutlich ein Maximum der Intensität bei 40 bis 45 mm Hg Luftdruck und dann eine Abnahme zu noch tieferen Drucken. Die Kurve liegt wegen der besseren Eichungen etwas tiefer als die früher von dem Referenten angegebene Kurve. Auch eine auf vollständige Sättigung bei 1 Atm. Luft umgerechnete Intensitätskurve, die etwa 14% höher liegt, wird angegeben. Am 22. Dez. 1934 wurde unterhalb 150 mm Hg eine Erhöhung der Intensität von 6% gefunden, die vielleicht im Zusammenhange mit der Nova Herculis steht. *E. Regener.*

G. Wataghin. Sulla teoria quantica e l'origine di alcuni sciami di raggi cosmici. *Lincei Rend.* (6) 27, 675—678, 1938, Nr. 12. Um die bekannten Schwierigkeiten der Quantentheorie zu lösen, die mit der Eigenenergie zusammenhängen, wird eine neue Algebra der Quantenzustände und der beobachtbaren Größen entwickelt, durch die die sich auf die Eigenenergie beziehenden Rechnungen konvergent werden und gleichzeitig die Gültigkeit der korrekten Ergebnisse der heutigen Formulierungen der Quantentheorie gewahrt bleibt. Die Gruppe der relativistischen Transformationen der Koordinaten und Impulse muß

ersetzt werden durch eine Gruppe von Einheitstransformationen zwischen entsprechenden Quantenoperatoren. Beim Übergang zur Grenze $\hbar = 0$ ergeben sich wieder die üblichen relativistischen Transformationen. Außerdem bleiben die Ergebnisse der Algebra der Quantenzustände, insbesondere die Existenz einer unteren Grenze der meßbaren Längen unangetastet. Erfahrungsgemäß scheint festzustehen, daß bei Stößen mit einer relativen Energie, die oberhalb eines kritischen Wertes liegt, neue Erscheinungen auftreten, wie Explosionsschauer und das schwere Elektron, bei denen Neutrinos mitwirken, wodurch die Kontrolle des Erhaltungssatzes prinzipiell erschwert wird. Die sich hieraus ergebende neuartige Begrenzung der physikalischen Beobachtbarkeit im Impulsraum für Impulse oberhalb eines kritischen Wertes wird ebenfalls berücksichtigt. Da die Quantenzustände nicht mehr orthogonal sind, fällt die Auswahlregel, die die gleichzeitige Emission mehrerer Photonen verbietet, weg, so daß die Wahrscheinlichkeit der mehrfachen Emission gleich der der einfachen wird. Das gleiche gilt für die Elektronenemission. *Schön.*

Paul Weisz. Der vertikale Zählrohreffekt der Höhenstrahlung bei Proportionalzählern. *ZS. f. Phys.* **112**, 364—368, 1939, Nr. 5/6. (Inst. Höhenstrahlenforsch. Univ. Berlin.) Der mittlere Weg eines Teilchens im Zählrohr ist wegen der Richtungsverteilung der kosmischen Strahlung bei vertikaler Achse größer als bei horizontaler Achse. Bei Proportionalzählern ergeben sich also bei vertikaler Stellung auch mehr größere Impulse. Eine Meßkurve zeigt dies. Demgemäß steigt der vertikale Zählrohreffekt $N_{\text{vert.}}/N_{\text{horiz.}}$ für größere Impulse bis auf das Dreifache an. Die Amplitudenausdehnung ermöglicht auch die Erfassung enger Öffnungskegel. *Fünfer.*

L. F. Curtiss, A. V. Astin, L. L. Stoekmann and B. W. Brown. Cosmic-ray measurements in the stratosphere by Geiger-Müller counters in an integrating circuit. *Phys. Rev. (2)* **55**, 600, 1939, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Nat. Bur. of Stand.) Gegenüber den früheren Ballonsonden, welche die Entladungen von Zählrohren einzeln übertrugen, wurde nun insofern ein Fortschritt erzielt, als größere Zählrohre benutzt wurden und immer eine bestimmte Anzahl von Impulsen aufsummiert wurde und erst dann ein Signal übertragen wurde. Die so erhaltenen genaueren Kurven von 20 Aufstiegen zeigen einen geringeren Abfall der Entladungszahl jenseits des Maximums zu kleinen Drucken, als die früher mitgeteilten Kurven. *Ehmert.*

S. A. Korff and T. H. Johnson. Absence of solar component of cosmic radiation at high elevations. *Phys. Rev. (2)* **55**, 600, 1939, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Bartol Res. Found. Frankl. Inst.) Mit ähnlichen Apparaten, wie sie im voranstehenden Referat beschrieben sind, wurden bei Tag und bei Nacht Aufstiege durchgeführt. Es ergab sich keine merkliche Intensitätsdifferenz. Auch ein Gerät, das während einer großen Sonneneruption in 20 km Höhe sieben Stunden lang ausschwebte, zeigte keinen 2% übersteigenden Effekt. Von der Sonne kommt also keine Komponente der Ultrastrahlung, welche 0,5 m Wasseräquivalent durchdringen kann. *Ehmert.*

James W. Broxon and George T. Merideth. Gamma-ray ion currents in air at high pressures and high gradients at high and low temperatures. *Phys. Rev. (2)* **55**, 883—893, 1939, Nr. 10. (Univ. Boulder, Col.) Der von weichen γ -Strahlen in Luft verursachte Ionisationsstrom wird in Abhängigkeit von Druck, Temperatur und elektrischem Feld untersucht. Dabei werden Drucke bis zu 193 Atmosphären, Temperaturen von -76 , 28 und 96°C und Feldstärken von $0,17$ bis 4500 Volt/cm angewendet. Bei -76°C und festgehaltenem Feld zeigt sich ein ausgeprägtes Maximum des Ionisationsstroms bei etwa 60 Atmosphären, bei 28°C ein weniger ausgeprägtes bei 120 bis 150 Atmosphären, während

bei 96° C in dem untersuchten Druckbereich kein Maximum auftritt. Ein Vergleich mit den bisher vorliegenden theoretischen Ergebnissen schließt sich an. *Fünfer.*

E. M. Schopper und E. Schopper. Energiereiche Kernprozesse der Ultrastrahlung. Phys. ZS. 40, 22—26, 1939, Nr. 1. Ausführliche Mitteilung (vorläufig: diese Ber. 19, 134, 1938) über Bahnsuren von schweren Teilchen, die durch die Ultrastrahlung bei Kernexplosionen auf photographischen Platten (Sonderanfertigung der I. G. Farbenindustrie-Agfa von 25 μ Dicke) teils bei Registrierballonaufstiegen von Stuttgart aus, teils auf dem Jungfrauoch erhalten wurden. Expositionszeit im Ballon: mehrere Stunden zwischen 14 und 22 km Höhe. Die Beziehung zwischen Energie und Reichweite wurde mit Hilfe bekannter α -Strahler und für Protonen mit aus Paraffin durch Po- α -Teilchen ausgelösten Protonen ermittelt. Wird ferner noch das Ionisierungsvermögen der Teilchen aus dem Kernabstand der photographischen Bahnspur bestimmt, so kann auf die Natur der Teilchen geschlossen werden. Eine Reihe von Kernzertrümmerungen wird an Hand der ausgezeichnet reproduzierten Bahnsuren diskutiert und die Energien der einzelnen Kerntrümmer angegeben. Es treten neben Protonen auch α -Teilchen großer Reichweite und auch Spuren mit noch dichterem Kernabstand auf, die wahrscheinlich Kerntrümmer höherer Ordnungszahl sind. Die Gesamtenergie der Teilchen eines Zertrümmerungsprozesses kommt an 10^8 e-Volt heran. Es wurden bis zu 14 Trümmerteilchen beobachtet. Dabei waren die benutzten Platten für Elektronen unempfindlich. *E. Regener.*

H. Maier-Leibnitz. Untersuchungen mit der „langsamen“ Wilson-Kammer. ZS. f. Phys. 112, 569—586, 1939, Nr. 9/10. (Inst. Phys. Kaiser Wilhelm-Inst. med. Forsch. Heidelberg.) Mit einer Wilson-Kammer im Magnetfeld, die bei jeder Expansion 1 bis 3 sec lang empfindlich war, wurden folgende Probleme untersucht: 1. Direkte Auslösung von Elektronen durch Neutronen: Dieser Effekt sollte sich in der Kammer dadurch bemerkbar machen, daß manchmal ein Rückstoßkern und ein Elektron von demselben Punkt ausgehen. Unter 14 400 Rückstoßkernen waren so fünf mit einer Elektronenbahn gekoppelt. Diese Paare müssen aber als zufällig entstanden angesehen werden. 2. Das γ -Spektrum von ${}^7\text{Be}$: Die Ausmessung des Spektrums der Sekundärelektronen läßt sich durch eine γ -Linie von 425 e-kV erklären. ${}^7\text{Be}$ wandelt sich durch Einfangen eines Hüllenelektrons in ${}^7\text{Li}$ um, wobei in manchen Fällen ein angeregter ${}^7\text{Li}$ -Kern entsteht, der durch Aussendung der 425 e-kV γ -Strahlung in den Grundzustand übergeht. 3. Mesotronen und Schauer der Ultrastrahlung: Es werden fünf Bahnen gefunden, die in der Kammer endigen. Aus H_0 und Reichweite wird die Masse dieser Teilchen zu etwa 100 Elektronenmassen bestimmt. Andeutung eines spontanen Zerfalls der Mesotronen am Ende der Reichweite wird nicht gefunden. Dagegen ein von der Bahn eines sehr energiereichen Ultrastrahlungsteilchens abzweigendes Positron von 4,5 Me-V Energie. Die beobachteten Mesotronenenden werden aus Häufigkeitsgründen in der Nähe der Kammer ausgelösten Sekundärmesotronen zugeschrieben. Auf etwa 1,5 cm Weg der primären Mesotronen in Blei entfällt ein solches Sekundärmesotron. Weiter werden harte Schauer mit einem mittleren Divergenzwinkel von 8,5° beobachtet, die fast alle nur aus zwei Strahlen bestehen und als Primär- und Sekundärmesotron gedeutet werden können. *Fünfer.*

Hannes Alfvén. On the motion of cosmic rays in interstellar space. Phys. Rev. (2) 55, 425—429, 1939, Nr. 5. (Forskningsinst. Stockholm.) Es wird die Begrenzung eines Stromes diskutiert, der aus geladenen Partikeln hoher Energie im interstellaren Raum besteht. Elektrische Felder können in diesem Raum wegen der ionisierten interstellaren Materie nicht bestehen. Die Bewegung geladener Teilchen wird durch ihre eigenen magnetischen Felder bestimmt. Da-

durch werden Ströme im Raum stark begrenzt, so daß Intensitätsunterschiede der Ultrastrahlung an verschiedenen Orten sehr langsam ausgeglichen werden. Infolgedessen kann diese Intensität sogar innerhalb unserer Galaxis beträchtlich variieren. — Ein Erklärungsversuch für den Überschuß an positiv geladenen Teilchen wird angegeben und schließlich werden Argumente vorgebracht, welche dafür sprechen, daß die meisten die Erde erreichenden Ultrastrahlungsteilchen in Entfernungen unter 1000 Lichtjahren entstanden sind. *Ehmert.*

T. H. Johnson and J. G. Barry. The east-west asymmetry of the cosmic radiation at very high elevations near the equator. *Phys. Rev.* (2) **55**, 503, 1939, Nr. 5. (Swarthmore, Penn.) Mit Ballonsonden wurden am Äquator fünf Aufstiege ausgeführt, bei welchen die Koinzidenzen einer um 60° gegen den Zenit geneigten Zählrohrflucht und gleichzeitig das Azimut der Anordnung übertragen wurden. In Höhen entsprechend 0,4 bis 0,33 m Wasser ergab sich ein mittlerer Westüberschuß von 22 %. Dieser Wert ist nicht so groß, daß die ihn verursachende Strahlung (es werden Protonen vermutet) für den ganzen Breiteneffekt verantwortlich sein könnte. Vielmehr müssen an diesem auch positive und negative Elektronen beteiligt sein. *Ehmert.*

M. S. Vallarta and R. P. Feynman. The scattering of cosmic rays by the stars of a galaxy. *Phys. Rev.* (2) **55**, 506—507, 1939, Nr. 5. (Inst. Technol. Cambridge, Mass.) Wenn die Sterne einer Galaxis magnetische Momente haben, die jedoch gegenseitig statistisch orientiert sind, so liefert die Streuung der Ultrastrahlungsteilchen an den Feldern dieser Sterne (zurückgehalten wird nur ein unwesentlicher Bruchteil) außerhalb dieser Galaxis keinerlei Richtungsanisotropie der Strahlung. *Ehmert.*

R. A. Millikan and H. V. Neher. Incoming cosmic-ray energies as function of latitude more accurately determined. *Phys. Rev.* (2) **55**, 599, 1939, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Cal. Inst. Technol.) Die Ergebnisse von zehn neuen Aufstiegen mit Ballongeräten bis zu Drucken um 10 mm Hg zeigen, daß zwischen dem Aufstiegsort (Bismarck) und dem magnetischen Pol (Carmichael und Dymond) auch in großen Höhen kein Breiteneffekt mehr existiert. Es wird geschlossen, daß die Primärteilchen einem engen Energiebereich angehören mit einer scharfen Grenze bei etwa $2 \cdot 10^9$ e-V; das Maximum liegt bei $6 \cdot 10^9$ e-V. *Ehmert.*

A. H. Compton and P. S. Gill. Significance of sidereal time variations of cosmic rays. *Phys. Rev.* (2) **55**, 233, 1939, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Chicago.) Eine Bearbeitung sämtlicher erreichbarer Dauerregistrierungen auf eine Sternzeitperiode (harmonische Analyse und Periodenuhr) lieferte ein negatives Ergebnis. Es wird daraus geschlossen, daß die Erde gegenüber der Quelle der Ultrastrahlung keine wesentliche Geschwindigkeit haben könne. *Ehmert.*

Julian L. Thompson. Diurnal variations of cosmic rays on the Pacific Ocean. *Phys. Rev.* (2) **55**, 233, 1939, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Chicago.) Eine Untersuchung der auf dem Stillen Ozean gewonnenen Registrierungen nach einer sternzeitlichen Tagesperiode liefert eine solche mit $(0,24 \pm 0,06)$ %, so daß ihre Realität nicht sichergestellt ist. *Ehmert.*

Piara S. Gill. Long period variations of cosmic rays. *Phys. Rev.* (2) **55**, 429—433, 1939, Nr. 5. (Univ. Chicago.) An sehr weit auseinander gelegenen Stationen durchgeführte Dauerregistrierungen mit Ionisationskammern werden auf jahreszeitliche Schwankungen und auf eine Sonnenumlaufperiode untersucht. Die harmonische Jahreswelle ergibt sich in einer Breite von $38,7^\circ$ N zu $(2,15 \pm 0,06)$ %, bei 12° S zu $(0,15 \pm 0,03)$ % mit dem Maximum je in den kälteren Monaten. Die 27,9-Tage-Periode kommt mit einer Amplitude von 0,18 % heraus. Die Außentempe-

raturkoeffizienten der Stationen werden angegeben. Sie sprechen für die Theorie von Blackett, nach welcher die jahreszeitlichen Schwankungen auf eine thermische Höhenverschiebung der atmosphärischen Schicht zurückzuführen sind, in welcher die Mesotronen erzeugt werden, wodurch der spontane Zerfall dieser Teilchen wechselnden Einfluß bekommt. Korrelationen mit anderen Erscheinungen konnten nicht nachgewiesen werden. *Ehmert.*

E. Regener und A. Ehmert. Über die Schauer der kosmischen Ultrastrahlung in der Stratosphäre. *ZS. f. Phys.* **111**, 501—507, 1939, Nr. 7/8. (Forsch. Stelle f. Phys. d. Stratosphäre Kaiser Wilhelm-Ges. Friedrichshafen a. B.) Die Zunahme weit geöffneter Schauer unter einer 1 cm dicken Bleischicht wurde mittels eines neuen Ballongeräts (4 fach-Koinzidenzen) bis zu 20 km Höhe gemessen. Zum Vergleich mit den Kurven für vertikale Inzidenz (Pftotzer) ist in den Absorberweg (Druck) das Äquivalent der Bleiplatte mit 65 mm Hg mit einzubeziehen. Dann ergibt sich bei Drucken unter 350 mm Hg völlige Übereinstimmung zwischen der Kurve für vertikal einfallende einzelne Teilchen und der Kurve für die Schauer. Bei größeren Drucken fällt die Kurve für die Schauer mit wachsendem Druck h steiler ab nach dem Gesetz $N(h) = \text{const} \cdot h^{-(5 \pm 0,2)}$. Die mit Schauern gemessene Kurve stellt gleichzeitig die Absorptionskurve der weichen Komponente dar. Die Intensität dieser Komponente kann damit absolut angegeben werden. *Ehmert.*

J. Barnóthy und M. Forró. Zeitliche Änderung der Schauerintensität und Mesotronenzerfall. *ZS. f. Phys.* **112**, 208—214, 1939, Nr. 3/4. (Inst. Exp.-Phys. Univ. Budapest.) Aus laufenden Registrierungen der Schauerintensität von Dezember 1935 bis Mai 1936 und von Juni bis November 1937 werden zunächst unter Anwendung der Mehrfachkorrelationen zwischen Intensität, Barometerstand und Außenlufttemperatur der Barometereffekt [$BE = (-0,42 \pm 0,03) \% \text{ pro mm Hg}$] und der Temperatureffekt [$TE = (-0,10 \pm 0,08) \% \text{ pro Grad C aus Tagesmittelwerten}$ und $TE = (-0,14 \pm 0,01) \% \text{ pro Grad C aus Stundenmittelwerten}$] ausgerechnet und nachher durch Mehrfachkorrelation zwischen barometerkorrigierter Intensität, Temperatur und magnetischer Horizontalintensität noch der magnetische Effekt untersucht. Dieser scheint für Schauer nicht zu existieren. $(0,004 \pm 0,004) \% \text{ pro } 10^{-5} \text{ Gauß}$. Dies kann nicht einfach verstanden werden. Der größere BE der Schauer gegenüber dem der vertikalen Strahlen, wie sie mit untereinander liegenden Zählrohren erfaßt werden, erklärt sich daraus, daß die Schauer hauptsächlich von Elektronen erzeugt werden, welche beim Zerfall von Mesotronen entstehen und nun sehr beschränkte Reichweiten haben. Bei höherem Luftdruck sind diese kürzer, so daß der Zerfall von weniger Mesotronen erfaßt wird. Für den sonnenzeitlichen Tagesgang wird mit der Periodenuhrmethode eine Amplitude von $0,41 \pm 0,12 \%$ und die Zeit des Maximums zu 15^{h} MEZ. ermittelt. Für den sternzeitlichen Tagesgang ergeben sich entsprechend $0,15 \%$, $16^{\text{h}} 17$. Die Ergebnisse werden eingehend diskutiert. *Ehmert.*

William P. Jesse and Piara S. Gill. Latitude effect for very large cosmic-ray bursts. *Phys. Rev.* (2) **55**, 414, 1939, Nr. 4. (Ryerson Lab. Univ. Chicago, Ill.) Die Ionisationsmessungen Comptons auf Schiffen wurden auf den Breiteneffekt der Zahl Hoffmannscher Stöße ausgewertet. Die einbezogenen Stöße mußten in den kleinen Kammern mehr als etwa 280 Bahnen haben. Es ergibt sich ein Breiteneffekt von $(30 \pm 10) \%$, der also größer als der für die allgemeine Strahlung oder der für Schauer beobachtete Effekt ist. Die Kammer war mit 12 cm Blei geschirmt. *Ehmert.*

M. S. Vallarta. Are there multiple charged primary particles in cosmic radiation? *Phys. Rev.* (2) **55**, 583, 1939, Nr. 6. (Inst. Technol. Cam-

bridge, Mass.) Jesse und Gill finden für große Hoffmannsche Stöße den größten bis jetzt in Meereshöhe beobachteten Breiteneffekt. Die Energie solcher Stöße ist von der Ordnung 10^{11} e-V. Falls diese durch das auslösende Teilchen aufgebracht wird und der Breiteneffekt dieser Stöße ein geomagnetischer (kein geographischer) ist, können diese Teilchen keine Elektronen oder Protonen sein, da sie sonst bei dieser Energie durch das Erdfeld nicht so stark beeinflusst werden könnten. Die Annahme von nacktem Bor, Kohle- oder sogar Sauerstoffkernen dieser Energie ließe einen Breiteneffekt von 30 % erwarten. *Ehmert.*

W. F. G. Swann and W. E. Ramsey. An automatic apparatus for recording the history of shower phenomena primarily in relation to showers produced by penetrating cosmic rays. Phys. Rev. (2) 55, 599—600, 1939, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Bartol Res. Found. Frankl. Inst.) Zehn Reihen zu je 18 nebeneinander liegender Zählrohre sind übereinander angeordnet. Zwischen den beiden obersten Reihen befindet sich eine 10 cm dicke Bleiplatte und dann zwischen den folgenden Reihen jeweils eine 1 cm dicke Platte. Jedes Zählrohr betätigt ein Elektrometer, welches mittels eines Spiegels auf einer Photoplatte einem dem betreffenden Zählrohr entsprechenden Lichtpunkt erzeugen kann, jedoch nur dann, wenn gleichzeitig in bestimmten Reihen mindestens ein Zählrohr angesprochen hat. *Ehmert.*

Pierre Auger, Roland Maze, Paul Ehrenfest, Jr. et André Fréon. Les grandes gerbes de rayons cosmiques. Journ. de phys. et le Radium (7) 10, 39—48, 1939, Nr. 1. Die bis jetzt in einzelnen kürzeren Arbeiten erschienenen Messungen der Verff. über große Schauer aus der Luft werden zusammenfassend dargestellt. Solche Schauer werden als Koinzidenzen weit auseinander liegender Zählrohre erfaßt. Aus Messungen mit den verschiedensten Zählrohranordnungen und aus Aufnahmen mit Nebelkammern, welche durch solche Koinzidenzen gesteuert wurden, wird die Strahlendichte und die Härte solcher Schauer bestimmt. Es ergibt sich folgendes Bild: Diese großen Schauer werden als große Kaskaden von Primärelektronen mit sehr großen Energien ($> 10^{13}$ e-V) in der Atmosphäre erzeugt. Sie enthalten auch Anteile, welche selbst 15 cm Blei durchdringen können. Die Winkel zwischen den beteiligten energiereichen Elektronen und Photonen betragen nur einige Grad. Der Nachweis von Elektronen mit Energien um 10^{13} e-V zeigt, daß die Ultrastrahlung nicht durch Zerstrahlung schwerer Teilchen entstehen kann, da selbst das Uranatom nur $2 \cdot 10^{11}$ e-V entspricht. *Ehmert.*

Alexandre Dauvillier. Sur l'identification des chocs d'Hoffmann avec les gerbes d'électrons produites par les rayons cosmiques. C. R. 207, 1392—1393, 1938, Nr. 26. Um eine größere Ionisationskammer wurden drei Zählrohre zur Registrierung von Schauern aufgebaut und über das Ganze ein Streukörper gebracht. Jeder größere Hoffmannsche Stoß war von einer Koinzidenz der Zählrohre begleitet. *Ehmert.*

Radhes Chandra Ghosh. Die Winkelverteilung der Elektronenpaare. Sc. a. Cult. 4, 61—62, 1938. (Calcutta, Bose Res. Inst.) Die Schauer der kosmischen Strahlung als „C-Strahlung“ im Geiger-Fünfer-Schema haben in ihrer Winkelverteilung, die mit zwei Zählrohren in 1 m Entfernung von einem schauer-auslösenden Pb-Klotz bestimmt wird, bei 20° ihr Maximum. Die Lage des Maximums wird in Calcutta und in größeren Höhen (Darjeeling) übereinstimmend gefunden. Lediglich die Intensität der divergierenden Strahlen nimmt mit der Höhe wesentlich zu. **Juiffs.*

J. Clay and F. J. H. Duvergé. The number of secondary electrons accompanying the penetrating component of cosmic rays in

different materials. *Physica* **6**, 171—173, 1939, Nr. 2. (Naturk. Lab. Amsterdam.) Unter einem 25 cm dicken Eisenfilter wurden abwechselnd weitere Filter aus 50 cm Wasser, 24 cm Eisen bzw. 10 cm Blei aufgestellt und darunter mittels einer Koinzidenzanlage jeweils festgestellt, wieviele der Teilchen in 5 cm Blei steckenbleiben. Nach Abzug der im Blei absorbierten harten Teilchen (ihre Zahl kann der Absorptionskurve entnommen werden) wird aus den Messungen geschlossen, daß 100 harte Teilchen hinter 50 cm Wasser von 4,5 weichen Teilchen begleitet werden, während hinter 10 cm Wasser 2, hinter Blei 3 und hinter Eisen 3,8% der Teilchen als weiche Sekundäre angesprochen werden. *Ehmert.*

J. Clay, K. H. J. Jonker and J. T. Wiersma. The decay of the penetrating cosmic radiation in different directions. *Physica* **6**, 174—176, 1939, Nr. 2. (Naturk. Lab. Amsterdam.) Unter verschiedenen Zenitwinkeln wurde mittels Zählrohrkoinzidenzen die Absorption der Strahlung in Panzern untersucht, welche teils über, teils zwischen die in einer Flucht angeordneten Zählrohre gebracht wurden. Während bei kleinen Zenitabständen die Absorptionsverhältnisse an Hand der Formeln von Euler und Heisenberg für die Mesotronen eine mittlere Lebensdauer ergeben, welche mit den Berechnungen dieser Autoren nahezu übereinstimmt ($\tau = 2,7 \cdot 10^{-6}$ sec), berechnen Verff. nach ihren Messungen unter großen Zenitwinkeln $\tau = 8 \cdot 10^{-6}$ sec. (Der am Schluß des Textes angegebene Wert von $4 \cdot 10^{-6}$ sec dürfte ein Druckfehler sein; d. Ref.) *Ehmert.*

P. H. Clay, A. v. Gemert and J. Clay. The penetrating cosmic radiation in water and rock down to 450 m water. *Physica* **6**, 184—204, 1939, Nr. 2. Berichtigung ebenda S. 510, Nr. 6. (Naturk. Lab. Amsterdam.) Mit vier Zählrohranordnungen verschiedener Ausblendung bzw. Filterung und mit einer Ionisationskammer wurde im Sörfjord bei Bergen die Absorptionskurve der Ultrastrahlung erneut bis zu Tiefen von 450 m gemessen. Die Intensität der harten Teilchen (primaries) ist in den Tiefen $h > 60$ m Wasser proportional $h^{-1,93 \pm 0,01}$. Werden auch weiche Anteile mitgemessen, so ergibt sich ein etwas geringerer Exponent, da diese wie auch die Schauer bezogen auf die Intensität der harten Teilchen mit der Tiefe langsam zunehmen. Die mit der Ionisationskammer gemessene Kurve zeigt Unregelmäßigkeiten, welche Verff. als vielleicht mit einer zweiten andersartigen harten Komponente zusammenhängend bezeichnen. In Tiefen < 60 m Wasser ist die Absorptionskurve flacher als dem oben angegebenen Gesetz entsprechen würde. Dies kann nach Euler und Heisenberg aus dem spontanen Zerfall der Mesotronen in der Luft erklärt werden, welcher bei kleinen Energien eine größere Rolle spielt. *Ehmert.*

Marcel Schein and Volney C. Wilson. Production of penetrating cosmic-ray particles by photons. *Phys. Rev.* (2) **55**, 233—234, 1939, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Chicago.) Bei Flugzeugaufstiegen bis zu 8 km Höhe wurde mit übereinanderliegenden Zählrohren, zwischen welchen sich ein 8,1 cm dickes Bleifilter befand, zu welchem ein zweites 2,2 cm dickes Filter einmal zwischen und einmal über den Zählrohren eingeschaltet wurde, die Entstehung durchdringender Teilchen in dem Blei über den Zählrohren nachgewiesen. In 8 km Höhe ist die weiche Komponente 37 mal, die durchdringende Komponente 2,9 mal stärker als in Meereshöhe. *Ehmert.*

Joseph A. Vargus, Jr. Multiple scattering of cosmic-ray particles in 1 cm of platinum. *Phys. Rev.* (2) **55**, 422, 1939, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Calif. Inst. Technol.) 451 Nebelkammeraufnahmen wurden ausgemessen. 361 Teilchen, deren Energie über $5 \cdot 10^8$ e-V betrug und nicht mehr gemessen werden konnten, weisen eine mittlere Streuung auf, welche mit den theoretischen Werten etwa übereinstimmt. Auch die Streuung von 90 Teilchen, deren Energie

unter dieser Grenze lag und einzeln gemessen wurde, stimmt mit der Erwartung überein. Bei kleinen Energien sind jedoch Anomalien angedeutet, ähnlich denen, welche Fowler bei Elektronen von 5 bis 17 MeV fand.

Ehmerl.

James H. Bartlett, Jr. The stopping power of mercury and of nitrogen for cosmic-ray electrons. Phys. Rev. (2) 55, 803—807, 1939, Nr. 9. (Dep. Phys. Univ. Illinois, Urbana.) Berechnung des Formfaktors für Stickstoff mit analytischen Wellenfunktionen von Brown, Bartlett und Dunn, und für Quecksilber mit dem Hartree-Feld. Die Berechnung derselben Formfaktoren mit dem Thomas-Fermi-Modell ergibt für Hg ungefähr dieselben Werte, für N dagegen beträchtliche Abweichungen. Die Formeln für den Wirkungsquerschnitt der Bremsstrahlung von energiereichen Elektronen wurden für N und Hg neu berechnet. Das berechnete Bremsvermögen für Elektronen der kosmischen Strahlung hängt selbst bei Stickstoff nicht stark von den verwendeten Näherungswellenfunktionen ab.

Meixner.

Hannes Alfvén. Atomic nuclei in primary cosmic radiation. Nature 143, 435, 1939, Nr. 3619. (Forskningsinst. Fys. Stockholm.) Verf. hat eine Theorie entwickelt, welche die Entstehung energiereicher Ultrastrahlungsteilchen im Feld von Doppelsternen in zyklotronartiger Weise möglich erscheinen läßt (diese Ber. 19, 768, 1938). Diese Strahlung sollte dann auch Atomkerne enthalten. Solche werden in Meereshöhe nicht beobachtet. Es läßt sich denken, daß diese schnellen Kerne jedoch in Materie durch ein kernmäßiges Gegenstück zur Bremsstrahlung der Elektronen, nämlich der Erzeugung von Mesotronen, in Kernfeldern rasch absorbiert werden. Solche Prozesse müßten von Kernexplosionen der Art begleitet sein, wie sie in Photoschichten beobachtet wurden und welche mit der Höhe rascher zunehmen als die Mesotronen- und die Elektronenkomponente. Um den Beobachtungen gerecht zu werden, müßte der Wirkungsquerschnitt für Kernabsorption in Luft mindestens $2 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$ und bei den in Frage kommenden Energien in Wasserstoff $1,4 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$ betragen. Euler und Heisenberg berechnen für den letzten Fall etwa 10^{-26} cm^2 .

Ehmerl.

Gilberto Bernardini und Bruno Ferretti. Über den elektronischen Anteil der Höhenstrahlung. Ric. sci. Progr. tecn. Econ. naz. 10, 39—41, 1939. (Rom.) Es sollte geprüft werden, ob die Höhenstrahlung eine weiche Komponente mit einer Durchdringungsfähigkeit von wenigen mm Pb enthält. Die Messungen wurden mit einem Teleskop aus drei Zählrohren aus 0,15 mm starkem Al in Koinzidenzschaltung vorgenommen, deren Achsen in einer um 45° geneigten Ebene lagen. Zwischen dem mittleren und dem unteren Zählrohr befand sich ein 3 mm starker Al-Schirm, um aus radioaktiven Vorgängen stammende Elektronen auszuschalten. Außerdem wurde ein 4 mm starker Pb-Schirm a) zwischen unteres und mittleres Zählrohr über den Al-Schirm, und b) vor das obere Zählrohr geschaltet. Die gleichen Meßreihen wurden auch unter Weglassung des Pb-Schirmes durchgeführt. Reihe a) ergab, daß etwa 25 % der unter 45° einfallenden Höhenstrahlen aus Elektronen bestehen, die 4 mm Pb nicht durchdringen. Reihe b) zeigte, daß außerdem γ -Strahlen einfallen, die aus dem vorgeschalteten Pb soviel Elektronen auslösen, daß der Wegfall der aus der Höhenstrahlung zurückgehaltenen Elektronen überkompensiert wird.

**Deseke.*

G. Bernardini. Die systematische Registrierung der Intensität der kosmischen Strahlen im Nationalen Institut für Geophysik in Rom. Ric. sci. Progr. tecn. Econ. naz. (2) 9, II, 397—407, 1938. Der beschriebene Aufnahmeapparat besteht aus drei senkrecht angeordneten Geiger-Müller-Zählern innerhalb 3 cm dicker Pb-Ummantelung und drei Gitterröhren in Verbindung mit einem Thyatron. (Abbildung des Schaltschemas im Original.) **R. K. Müller.*

Mario Schönberg. Vielfachprozesse der kosmischen Strahlung in Höhenatmosphäre. *Ric. sci. Progr. tecn. Econ. naz.* (2) 9, II, 459—461, 1938. (Rom, Univ., Phys. Inst.) Die bei Messung von Höhenstrahlen einerseits mit Ionisationskammern, andererseits mit Dreifachkoinzidenzzählung auftretenden Abweichungen könnten durch die Annahme erklärt werden, daß in der Nähe des Ionisationsmaximums eine erhebliche Anzahl ionisierender Teilchen von solcher Energie vorliegt, daß sie zwar mit der Ionisationskammer aufgenommen werden können, aber keine Koinzidenzen ergeben. Verf. berechnet Kurven für Energien von $5 \cdot 10^9$ und 10^{10} e-V, die mit den von Pfozter experimentell ermittelten befriedigend übereinstimmen.

*R. K. Müller.

W. Bothe. Schnelle und langsame Mesotronen in der kosmischen Ultrastrahlung. *Naturwissensch.* 27, 305—312, 1939, Nr. 19. (Heidelberg.) Der Bericht gibt zunächst einen kurzen Überblick über die Schauerphänomene und wendet sich dann der Frage der harten Schauer zu, deren Durchdringungsfähigkeit wesentlich größer ist als die der weichen. Die harten Schauer werden als Mesotronen gedeutet, die von den energiereichen Mesotronen der harten Komponente ausgelöst werden. Die harten Schauer vermögen sehr wahrscheinlich weiche Elektronen- und Photonschauer zu erzeugen. Neben diesen in den Schauern auftretenden Mesotronen werden in der Wilson-Kammer energiearme Sekundärmesotronen aus Blei beobachtet, die als Sekundäre schneller Mesotronen erklärt werden. Aus ihrer Häufigkeit ergibt sich die mittlere Weglänge der primären Mesotronen zwischen zwei Sekundärprozessen zu etwa 1,5 cm Pb. Die mittlere Reichweite der Sekundärmesotronen dürfte bei einigen mm Pb liegen. Die Auslösung solcher Sekundärmesotronen ist demnach ein relativ häufiger Vorgang. Zum Schluß werden noch andere Mesotronenprozesse diskutiert, für die man experimentelle Anhaltspunkte findet: Die Umwandlung eines geladenen Mesotrons in ein ungeladenes und umgekehrt, spontaner Zerfall, Explosionsschauer schwerer Teilchen.

Fünfer.

Y. Nishina, M. Takeuchi and T. Ichimiya. On the mass of the mesotron. *Phys. Rev.* (2) 55, 585—586, 1939, Nr. 6. (Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo.) In einer Nebelkammer im Magnetfeld wird eine Bahn beobachtet, die in einem Bleiblock von 5 cm Dicke entsteht und die ein $H \rho = 3,88 \cdot 10^4 \text{ } \rho/\text{cm}$ und eine Reichweite zwischen 7,3 und 8,1 cm in Luft aufweist. Die Masse des Teilchens wird zu (170 ± 9) Elektronenmassen gefunden. Am Ende der Reichweite ist keine Elektronenbahn sichtbar, die auf einen Zerfall schließen lassen würde.

Fünfer.

P. H. Clay. The penetrating component of cosmic radiation. *Physica* 6, 82—83, 1939, Nr. 1. (Naturk. Lab. Univ. Amsterdam.) Euler und Heisenberg haben aus der Intensitätsdifferenz hinter massenäquivalenten Schichten von Luft und Wasser nach Messungen von Ehmert die mittlere Lebensdauer τ der Mesotronen mit ursprünglicher Energie über $12 \cdot 10^{10}$ e-V zu $2,7 \cdot 10^{-6}$ sec berechnet. Verf. berechnet nach derselben Methode unter Benutzung der Messungen von Clay und Mitarbeitern für Anfangsenergien unter $12 \cdot 10^{10}$ e-V für τ Werte von $2,2$ bis $1,7 \cdot 10^{-6}$ sec, je nach dem gewählten Exponenten der Energieverteilung. Der erste Wert wird als der wahrscheinlichste betrachtet.

Ehmert.

T. H. Johnson and M. A. Pomerantz. Difference in the absorption of cosmic rays in air and water and the mean life of the barytron. *Phys. Rev.* (2) 55, 600, 1939, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Bartol Res. Found. Frankl. Inst.) Mittels Zählrohrkoinzidenzen wurde unter einem Wasserturm die Intensität j_1 der harten Komponente hinter der vertikal durchsetzten Atmosphäre und zusätzlich 8,9 m Wasser mit der Intensität j_2 in einer um 58° gegen die Vertikale geneigten Richtung ohne zusätzliches Filter verglichen. Mit einem Filter von

17 cm Blei zwischen den Zählrohren ergab sich $j_2/j_1 = 0,60 \pm 0,02$, mit 38 cm Blei $0,68 \pm 0,02$. Die geringere Intensität nach massenäquivalentem Luftweg stimmt mit den Messungen von Ehmert überein und kann nach dem Vorschlag von Euler und Heisenberg durch den spontanen Zerfall der Mesotrone erklärt werden. Die mittlere Lebensdauer derselben ergibt sich nach diesen Messungen je nach der Annahme der Ruhmasse, der Energieverteilung und des Energieverlustes zwischen 2 und $4 \cdot 10^{-6}$ sec.

Ehmert.

R. C. Majumdar and D. S. Kothari. The meson and its transformation into heavy particles. *Nature* 143, 796—797, 1939, Nr. 3628. (Bose Res. Inst. Calcutta, Univ. Delhi.) Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Mesotron mit einer Energie größer als $2Mc^2 \sim 2 \cdot 10^9$ e-V (M Protonenmasse) spontan in ein Proton und ein Neutron übergeht, wird untersucht. Diese Wahrscheinlichkeit (prop. g^2) ergibt sich so groß, daß vielleicht die Protonen und Neutronen der kosmischen Strahlung damit zu erklären sind.

Fünfer.

Giuseppe Cocconi. Über die Erzeugung der Yukonen. *Ric. sci. Progr. tecn. Econ. naz.* 10, 54—56, 1939. (Mailand, Univ., Phys. Inst.) Als Yukonen werden die von Yukawa (1935) postulierten Teilchen, denen die etwa 200fache Menge der Elektronen zugeschrieben wird und die den durchdringenden Anteil der Höhenstrahlung bilden dürften, bezeichnet. Verf. errechnet auf Grund bekannter Beobachtungsergebnisse die Wahrscheinlichkeit der Erzeugung eines die Erdoberfläche in Meereshöhe erreichenden Yukons durch ein an der Atmosphären­grenze eintreffendes Elektron mit einer Energie bis $17 \cdot 10^9$ e-V. Diese Wahrscheinlichkeit beträgt nach dem angegebenen Diagramm für Elektronen mit $4 \cdot 10^9$ e-V etwa 0,01, mit $12,5 \cdot 10^9$ e-V etwa 0,02 $16,3 \cdot 10^9$ e-V etwa 0,03.

**Deseke.*

J. A. Reboul. Contribution à l'étude d'un rayonnement ionisant émis par les métaux ordinaires. *Ann. de phys.* (11) 11, 353—458, 1939, April. (Fac. Sc. Montpellier.)

Jaekel.

Erich Bagge. Die Reichweite der Kernkräfte und die Zertrümmerungsprozesse der Ultrastrahlung. *Ann. d. Phys.* (5) 35, 118—134, 1939, Nr. 2. (Inst. theoret. Phys. Univ. Leipzig.) Aus den Bindungsenergien der Kerne läßt sich nur das Produkt aus Stärke und Quadrat der Reichweite der Kernkräfte mit einiger Genauigkeit ermitteln, also wenn man etwa die Wechselwirkungsenergie in der Gestalt $A \cdot e^{-r^2/a^2}$ zugrunde legt, der Ausdruck Aa^2 . Es wird nun hier das Geschwindigkeitsspektrum der Sekundärteilchen berechnet, die beim Durchgang eines schnellen Protons oder Neutrons durch einen Atomkern ausgeschleudert werden. Ein Vergleich der Ergebnisse mit Beobachtungen von Kernzertrümmerungen durch Ultrastrahlung von Blau und Wambacher gibt für die Konstanten des Kraftansatzes $A = 35,7$ MeV, $a = (0,8 \pm 0,1) r_0$; $r_0 =$ klassischer Elektronenradius $= e^2/mc^2$. Im Anschluß daran werden der Energieverlust durch Bremsung beim Durchgang energiereicher Teilchen durch den Kern und die Schwankung der an die Atomkerne beim Durchgang abgegebenen Energie berechnet. Schließlich ergibt sich noch, daß die Häufigkeit von Neutronen in der Ultrastrahlung mehr als etwa 200 mal größer sein muß als die der Protonen. Das ist auch in gutem Einklang mit Beobachtungen von Schopper über den Verstärkungseffekt der Einzelbahnen in photographischen Schichten bei Paraffinbedeckung.

Meixner.

Kurt Buch. Beobachtungen über das Kohlensäuregleichgewicht und über den Kohlensäureaustausch zwischen Atmosphäre und Meer im Nordatlantischen Ozean. *Acta Aboensis* 11, Nr. 9, 32 S. 1939.

Kurt Buch. Kohlensäure in Atmosphäre und Meer an der Grenze zum Arktikum. *Acta Aboensis* 11, Nr. 12, 41 S., 1939.

Shōitirō Hayami. Hydrogical studies on the Yangtze River, China. III. The effect of the Tungting and Poyang Lakes on the Yangtze River. *S.-A. Journ. Shanghai Sc. Inst.* (1) 1, 205—224, 1939. *Dede.*

Louis Glangeaud et Mme Yvonne Bonnichon. Sur les causes dynamiques des variations de la turbidité et du débit solide dans la Caronne maritime et la Gironde au cours des marées. *C. R.* 208, 1072—1074, 1939, Nr. 14. *Homann.*

Bradford F. Kimball. Probability-distribution curve for flood-control studies. *Trans. Amer. Geophys. Union* 1938, S. 460—477, Part 1, Aug. (Div. State Planning, Albany, N. Y.)

Torakichi Nishikawa, Toshiro Okuno, Midori Maeda and Yoshihiro Ogata. Studies on ocean water taken in various part of the world. *Journ. Soc. Chem. Ind. Japan* 42, 71 B—72 B, 1939, Nr. 2. (Imp. Univ. Kyūshū.) *Dede.*

J. Clay and F. Westerhof. Determination of small amounts of emanation in water. *Physica* 6, 177—183, 1939, Nr. 2. (Natuurk. Lab. Amsterdam.) Um den Strahlungsbeitrag des im Seewasser enthaltenen Ra bei Unterwassermessungen der Ultrastrahlung abschätzen zu können, führen Verff. direkte Ra-Gehaltsbestimmungen in Seewasser nach der Emanationsmethode durch. 12 Liter Wasser werden auf 1 Liter eingengt und von diesem je 200 cm³ nach entsprechender Ansammlungszeit auf ihren Emanationsgehalt untersucht. Als Emanometer dient ein zylindrisches Ionisationsgefäß von 12 cm Durchmesser und 28 5 cm Länge, als Anzeigegerät ein hochempfindliches Elektrometer mit Kompensationseinrichtung (Eichung mittels Ra-Normlösung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt). In Wasserproben aus 100 m Tiefe des Sörfjordes bei Bergen ergibt sich ein auf radioaktives Gleichgewicht umgerechneter Emanationsgehalt von $2,8 \cdot 10^{-14}$ Curie/cm³. Als Strahlungsbeitrag des RaC-Gehalts errechnet sich daraus unter der Annahme gleicher Konzentration in allen Tiefen ein Wert von 0,017 J, d. h. rund 1% der Ultrastrahlungsintensität im Meeresniveau. Bestimmungen der Reststrahlung des benutzten Strahlungsapparats aus Unterwassermessungen in 400 m Tiefe (unter Berücksichtigung der RaC-Strahlung des Wassers) und aus Messungen in einem Panzer von 8 cm Fe und 15 cm Pb deuten auf eine schwache Aktivität des Panzers (etwa 0,005 J) hin. *H. Israëli.*

Hülsemann. Die Einrichtung zur Beobachtung des elastischen Verhaltens der Sperrmauer der Gothaer Talsperre. *ZS. f. Verm.* 68, 193—204, 1939, Nr. 7. (Gotha.) Bei der Talsperre mit $0,75 \cdot 10^6$ m³ Fassungsvermögen, einer 100 m langen Sperrmauer und 21 m Stauhöhe wurden Marken in die Mauer eingelassen und von zwei Pfeilern aus mittels Theodolithen die Bewegung der Mauer beobachtet. Sie geht jahreszeitlich mit den Kurven für die Temperatur der Luft und des Wassers, scheint also durch die thermische Ausdehnung der Mauer verursacht zu sein und verspätet sich dem Luftmaximum gegenüber um rund einen Monat. Die Bewegung beträgt bis zu 5 mm. *Riewe.*

L. K. Sherman. Determination of infiltration rates from surface-runoff. *Trans. Amer. Geophys. Union* 1938, S. 430—434, Part 1, Aug. (Chicago, Ill.)

W. B. Langbein. Some channel-storage studies and their application to the determination of infiltration. *Trans. Amer. Geophys. Union* 1938, S. 435—445, Part 1, Aug. (U. S. Geol. Survey, Wash.) Mitteilung der Ergebnisse einiger großer Überflutungen. *Riewe.*

André Sivade. Mouvement des eaux souterraines. Existence d'un potentiel des vitesses. C. R. 208, 1791—1793, 1939, Nr. 23. *Homann.*

Hilding Köhler. Meteorologische Beobachtungen auf dem Pärtetjåkko ($H = 1834$ m Seehöhe, $\varphi = 67^{\circ} 09' 22,6''$ N; $\lambda = 17^{\circ} 37' 57''$ E v. Greenw.) während des Beobachtungsjahres 1. Juli 1915 bis 30. Juni 1916. Medd. Uppsala Univ. Meteorol. Inst. 1939, Nr. 2; auch Naturwiss. Unters. d. Sarekgebirges Schwedisch-Lappland 5, 211—319, 1939, Lief. 3. *Dede.*

K. Keil. Meteorologie in aller Welt. Wetter 56, 28—31, 63—65, 102—104, 166—171, 1939.

B. Hrudická. Angewandte Meteorologie. Wetter 56, 36, 1939, Nr. 1. *H. Israël.*

A. Pepler. Das Luftdruckfeld über dem Nordatlantischen Ozean und den angrenzenden Kontinenten im Januar... Dezember 1938. Wetter 55, 90—92, 119—121, 148—149, 185—186, 227—229, 258—260, 295, 326—327, 352—354, 392—394, 1938; 56, 20—22, 49—51, 1939. (Karlsruhe.) *H. Israël.*

Hans Ertel. Hydrodynamische Gleichungen in prae-kanonischer Form und Variationsprinzipien der atmosphärischen Dynamik. Meteorol. ZS. 56, 105—108, 1939, Nr. 3. (Meteorol. Inst. Univ. Berlin.) Verf. zeigt, daß die in der dynamischen Meteorologie verwendeten Bewegungsgleichungen sich als „prae-kanonische“ Gleichungen darstellen lassen, die im Falle der Barotropie in kanonische Gleichungen übergehen. Aus den angegebenen prae-kanonischen Gleichungen wird ein einfacher Beweis des Bjerknesschen Zirkulationstheorems abgeleitet. Das kanonische System und die Kontinuitätsgleichung lassen sich aus einem Variationsprinzip ableiten. Die Formulierung der Probleme der dynamischen Meteorologie in Form von Variationsprinzipien hält Verf. deshalb für sehr wichtig, weil die Variationsrechnung in ihren „direkten Methoden“ bereits weitreichende Lösungsmöglichkeiten besitzt. *Steinhausser.*

Hans Ertel. Thermodynamische Begründung des Richardson'schen Turbulenzkriteriums. Meteorol. ZS. 56, 109—111, 1939, Nr. 3. (Meteorol. Inst. Univ. Berlin.) Durch Berechnung der mittleren Leistungsdichte als Zeitmittelwert über eine große Anzahl von Kreisprozessen der einzelnen Turbulenzelemente begründet der Verf. ausgehend von der Dissipationsfunktion, die den durch die Turbulenz dem ausgeglichenen Strömungsfeld pro Zeit- und Volumeneinheit entzogenen Energiebetrag gibt, das von L. F. Richardson angegebene Kriterium, das die Entstehung der Turbulenz und die Verstärkung bereits bestehender Turbulenz in der Atmosphäre bestimmt. Verf. berechnet auch gleichfalls thermodynamisch die Größe der Entropievermehrung des Gesamtsystems „Turbulenzelement und Umgebung“ im turbulenten Strömungsfeld. *Steinhausser.*

Hans Ertel und Jeou-jang Jaw. Zur Integration der Rossbyschen Differentialgleichung der Antizyklogensis. Meteorol. ZS. 56, 127—128, 1939, Nr. 3. (Meteorol. Inst. Univ. Berlin; Assoc Univ. Kunming, Yünnan.) Es handelt sich um eine Differentialgleichung vierter Ordnung, die einen irreversiblen Austauschvorgang beschreibt und im eindimensionalen Fall zur Folgerung führt, daß eine anfänglich unkompenzierte Strömung in ihrer Querrichtung auf der rechten Seite ein Hochdruckgebiet und auf der linken Seite ein Tiefdruckgebiet erzeugt. Die Verf. geben eine mittels Heavisides Operatorenrechnung gewonnene Lösung an, die die Auswerteschwierigkeiten der von Rossby als bestimmtes Doppelintegral angegebenen Lösung vermindert. *Steinhausser.*

Hans Ertel. Ein allgemeines Variationsprinzip der atmosphärischen Dynamik. Meteorol. ZS. 56, 169—171, 1939, Nr. 5. (Meteorol. Inst. Univ. Berlin.) Die atmosphärischen Bewegungsgleichungen sind bisher nur für den Fall der Piezotropie (Luftdichte ist alleinige Funktion des Druckes) zurückgeführt worden auf das Hamiltonsche Prinzip, d. h. auf eine Aufgabe der Variationsrechnung. Dies wird für den Fall beliebiger thermodynamischer Zustandsänderungen durchgeführt. Die gefundene Variationsbeziehung kann auf zwei Wegen gelöst werden: Entweder durch Zurückführung auf ein System partieller Differentialgleichungen (die Lagrange-Eulerschen Bewegungsgleichungen); dieser Weg liefert für die Zwecke der dynamischen Meteorologie nichts Neues. Die zweite Angriffsmöglichkeit ist durch die direkten Methoden der Variationsrechnung gegeben, welche vermutlich eine Möglichkeit bieten werden, auch die nichtlinearen Bewegungsgleichungen exakt zu lösen. *F. Möller.*

O. Reya. Ein außerordentlich starker Sturm in Nord-Slowenien (Südost-Alpen.) Meteorol. ZS. 56, 163—164, 1939, Nr. 4. (Ljubljana.)

Heinrich Gutersohn. Lokale Winde im Gebiet der Baye de Montreux. Vierteljschr. d. Naturf. Ges. Zürich 83, 211—264, 1938, Nr. 3/4. (Eidg. T. H. Zürich.)

Emil J. Walter. Föhn trotz steigendem Luftdruck (24.—28. Oktober 1937.) Vierteljschr. d. Naturf. Ges. Zürich 83, 341—344, 1938, Nr. 3/4. (Zürich.)

Georges Durand-Viel. Un cyclone en Nouvelle-Calédonie. C. R. 208, 1613—1617, 1939, Nr. 21. *Dede.*

W. Portig. Die Entstehung einer Golfstromzyklone. Wetter-skizzen. Nr. 50. Ann. d. Hydrogr. 67, 197—200, 1939, Nr. 4. (Deutsche Seewarte.) Es handelt sich um das Tief vom 6. Februar 1939 bei Kap Hatteras. Im Gefolge eines Kalllufteinbruches aus Norden erschien ein Druckfallgebiet, das auf der Wanderung von Westen nach Osten beim Verlassen der Küste sich bedeutend verstärkte. Der Verf. zeigt, daß dieses Druckfallgebiet niedertroposphärischen Ursprungs war und durch einen Warmluftstrom von Süden nach Norden, der als Gegenstrom zum Kallluftausbruch sich gebildet hat, erzeugt und erhalten worden ist. Aus vertikalen Gegensätzen entstandene Feuchtlabilität und aus horizontalen Gegensätzen entstandene Höhendivergenz führten zur Zyklogese. *Steinhausser.*

Aerologische Übersicht für den Monat Januar ... Dezember 1938. (Ausgearbeitet beim Reichsamte für Wetterdienst, Berlin.) Wetter 55, 94—97, 123—125, 152—154, 188—191, 231—234, 262—265, 298—301, 330—333, 357—360, 396—400, 1938; 56, 25—28, 54—57, 1939.

Die Witterung in Deutschland im Jahr 1938. (Nach dem amtlichen Bericht des Reichsamtes für Wetterdienst.) Wetter 56, 100, 1939. *H. Israël.*

P. Raethjen. Konvektionstheorie der Aufgleitfronten. Meteorol. ZS. 56, 95—105, 1939, Nr. 3. In trockener ungestörter Atmosphäre stellt sich ein internes Austauschgleichgewicht ein, das zu einer blätterigen Struktur der Troposphäre führt, wobei die einzelnen dünnen übereinanderliegenden Schichten hinsichtlich potentieller Temperatur und Wind homogen sind. Kommt es aber in der Luftmasse zur Kondensation, so wird das interne Austauschgleichgewicht oder das Strömungsgleichgewicht durch die feuchtadiabatischen Zustandsänderungen (konvektiver Wolkenluftaustausch) gestört. So entstehen bei steigender Feuchtigkeit aus den blätterigen Dunstschichten zwischen Flächen gleicher potentieller Temperatur Cu-Köpfe bei beginnendem feuchtadiabatischen Wolken austausch, die allmählich zu einer Nimbusmasse zwischen einer Fläche gleicher potentieller Temperatur

und einer Fläche gleicher feuchtpotentieller Temperatur anwachsen. Durch die dabei auftretende Vermischung der Wolkenmasse mit der darunterliegenden wolkenfreien Kaltluft wird auch erklärt, daß an der Untergrenze der Wolken keine sprunghafte Temperaturänderung auftritt, wie es bei reinem Aufgleiten sein müßte. Eine Wirkung des Wolkenluftaustausches ist es auch, daß die Flächen gleicher frontparalleler Windkomponenten steiler gestellt werden, ohne daß die isobaren Temperatur- und Windunterschiede sich ändern. Diese Störung des Gleichgewichtes führt zu einer Vertikalzirkulation, bei der die Luftmassen auf der warmen Seite des isobaren Temperaturgefälles aufsteigen und auf der kalten absinken. Daher fallen die stärksten Niederschläge in unmittelbarer Nähe der Front. Dabei befindet sich der Frontnimbus in dauernder horizontaler Schrumpfung. Die Konvektionstheorie erklärt auch, daß die Bewegung der Warmfronten langsamer ist als die mittlere Drift der beteiligten Luftmassen. *Steinhauser.*

P. Raethjen. Zur Vertikalzirkulation der Uccle-Front vom 25. Januar 1935. *Ann. d. Hydrogr.* **67**, 130—132, 1939, Nr. 2. *Steinhauser.*

I. I. Schell. The interdependence of the atmospheric circulations of the northern and southern hemispheres. *Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc.* **65**, 272—273, 1939, Nr. 280. (Blue Hill Obs. Milton, Mass.) Aus statistischen Beziehungsgrößen verschiedener Aktionszentren der nördlichen Halbkugel zu gleichzeitigen oder ungleichzeitigen Verhältnissen an Aktionszentren der südlichen Halbkugel wird geschlossen, daß die atmosphärischen Zirkulationen der nördlichen Halbkugel und die der südlichen Halbkugel in einem gegenseitigen Abhängigkeitsverhältnis stehen. Im besonderen zeigt sich, daß die Vorgänge auf der südlichen Halbkugel auf die nachfolgenden Erscheinungen auf der nördlichen Halbkugel von großem Einfluß sind und daß allgemein die Regelung der allgemeinen Zirkulation hauptsächlich von der südlichen Halbkugel ausgeht. *Steinhauser.*

E. Dostal. Luftkörperhäufigkeit in Deutschland im Jahre 1938. *Bioklim. Beibl.* **6**, 41—42, 1939, Nr. 1. Zur Fortsetzung früherer Mitteilungen werden in Tabellen für elf Orte Deutschlands die Luftkörperhäufigkeiten nach der Einteilung von Linke für das Jahr 1938 angegeben. Im Verhältnis zum mehrjährigen Mittel waren polare, tropisch-kontinentale und maritime Luftkörper häufiger, kontinentale und polar-maritime aber seltener. *Steinhauser.*

W. Meinardus. Berichtigung: Die Temperaturverhältnisse der südlichen Halbkugel. *ZS. f. Geophys.* **15**, 228, 1939, Nr. 3/4. (Siehe diese Ber. S. 1454.) *Dede.*

H. Duhm. Ungewöhnlich hohe Temperaturen der unteren Troposphärenhälfte über Mitteleuropa in der zweiten Hälfte des Oktober 1937. *Wetter* **55**, 309—325, 1938, Nr. 10.

P. Zedler. Temperaturdauermessungen mit einem Aspirationspsychrometer. *Wetter* **55**, 350—353, 1938, Nr. 11. *H. Israëel.*

Fr. Kortüm. Untersuchungen über die strahlungsbedingten Temperaturänderungen in der oberen Troposphäre im Bereich von Antizyklonen. *Gerlands Beitr.* **54**, 148—167, 1939, Nr. 2. (Königsberg i. Pr.) Die Frage nach dem thermischen Verhalten der Luftmassen der oberen Troposphäre bei ihrer Verlagerung in andere Breiten kann dahingehend beantwortet werden, daß sich diese durch Strahlungsprozesse den Bedingungen ihrer neuen Umgebung anpassen. Dies bedeutet für subtropische Luftmassen eine Vergrößerung, für polare eine Verringerung der Strahlungsabkühlung. Die Angleichung geschieht in solch einem Ausmaße, daß sie für den Wärmehaushalt der Antizyklonen

Bedeutung gewinnt. In beiden Fällen ergibt sich für die obere Troposphäre in ihrer Gesamtheit eine Einstellungsgeschwindigkeit von rund sechs Tagen Halbwertszeit. (Zusammenf. d. Verf.) *Dede.*

H. Arakawa. Increasing daily minimum temperature in large, developing cities. Gerlands Beitr. 54, 177—178, 1939, Heft 3. (Central Meteorol. Obs. Tokyo.) *Dede.*

Alf Nyberg. Temperature measurements in an air layer very close to a snow surface. S.-A. Geograf. Ann. 1939, S. 234—275. Das bei der Untersuchung der Temperaturverhältnisse über einer Schneedecke verwendete Widerstandsthermometer wird beschrieben. Fehler, die bei dieser Temperaturmessung auftreten, werden diskutiert und ihre Größe wird angegeben. Mit dem Widerstandsthermometer wurden die Temperaturen in den Höhen 1 bis 25 mm gemessen. Die Temperatur in der Höhe der Schneeoberfläche wurde aus dem Temperatur-Höhen-Diagramm extrapoliert. Für die Temperaturverteilung mit der Höhe ist hauptsächlich die Differenz zwischen der Schneestrahlung und der atmosphärischen Gegenstrahlung, ferner der Wärmeaustausch durch Turbulenz und Wärmeleitung durch Luftmoleküle zwischen der Schneedecke und der darüberliegenden Luft maßgebend. Diese Faktoren hängen in erster Linie von der Bewölkung und von der Windgeschwindigkeit ab. Das ganze Beobachtungsmaterial wurde nach diesen Gesichtspunkten bearbeitet. — Es wird eine annähernde Bestimmung des Wärmestromes, der durch Turbulenz und durch die Wärmeleitung durch Luftmoleküle der Schneeoberfläche zugeführt wird, angegeben. Daraus folgt, daß dieser Wärmestrom in einer 2 cm dicken Schicht als konstant angesehen werden kann, wenn man den Wärmeaustausch durch Ein- und Ausstrahlung vernachlässigt. Der Wärmeübergang durch Strahlung in der Nähe der Erdoberfläche macht nach einer schätzungsweisen Rechnung nur einen kleinen Bruchteil des Wärmeaustausches durch Turbulenz und durch Luftmoleküle aus. — Es wird eine mathematische Darstellung der Änderung der Temperatur und der Turbulenz mit der Höhe gegeben. Bei großer Stabilität der Luftschicht zeigt die Darstellung der Temperaturverteilung in den untersten Luftschichten durch eine Exponentialfunktion im allgemeinen eine gute Übereinstimmung mit den Beobachtungsergebnissen, wobei der Exponent mit der Höhe linear wächst. Bei geringer Stabilität kann die Temperaturverteilung besser als logarithmische Funktion der Höhe dargestellt werden. Der Wärmeaustausch durch Turbulenz ändert sich mit der Höhe bei großer Stabilität in niederen Lagen rascher als bei schwacher Stabilität. — Die Höhe, bei der der Austausch durch Turbulenz und durch Luftmoleküle gleich groß ist, wurde für verschiedene Windgeschwindigkeiten berechnet. Sie beträgt ungefähr 1 bis 2 mm und nimmt mit wachsender Windstärke ab. Auch bei großen stabilen Verhältnissen konnte eine Grenzschicht nicht gefunden werden, in der nur molekulares Leitvermögen vorhanden war. — Die Temperaturschwankungen während einer bestimmten Zeit wurden für verschiedene Höhen bestimmt. Da die Temperaturschwankungen eine Funktion der Turbulenz sind, wurde durch diese Untersuchungen bestätigt, daß die Turbulenz noch unter 1 mm Höhe wirksam ist. *Krestan.*

Z. Berkes. Wirkungen der Erscheinungen der Sonnenoberfläche auf die Erdatmosphäre. Meteorol. ZS. 56, 197—200, 1939, Nr. 5. (Meteorol. u. Erdmagn. Inst. Budapest.) *Dede.*

Deutscher Witterungsbericht für Januar—Dezember 1938 (Auszug aus dem amtlichen Bericht des Reichsamtes für Wetterdienst). Wetter 55, 94—97, 121—123, 150—152, 186—188, 229—231, 260—262, 296—298, 328—330, 355—357, 394—396, 1938; 56, 23—25, 51—53, 1939.

- W. Naegler.** Die „nasse Woche“ vom 20. bis 26. August 1938. *Wetter* 55, 337—339, 1938, Nr. 10.
- W. Naegler.** „Lautloses“ Gewitter über Dresden am 11. August 1938. *Wetter* 55, 339—340, 1938, Nr. 10.
- G. Schwalbe.** Der Frühling 1938 in Mitteleuropa. *Wetter* 55, 360—367, 1938, Nr. 11.
- W. Lammert.** Erfahrungen aus der agrarmeteorologischen Beratung des Sommers 1938. *Wetter* 55, 405—408, 1938, Nr. 12. *H. Israël.*
- R. Scherhag.** Der Kälteeinbruch Mitte Dezember 1938. *Ann. d. Hydrogr.* 67, 142—146, 1939, Nr. 3. (Reichsamt f. Wetterdienst Berlin.) Auf der Südseite eines aus dem sibirischen Eismeer über Rußland nach Nordschweden vorgerückten Hochdruckkernes war Kaltluft nach Westeuropa gelangt. Dort hatte sie die Form eines Kaltlufttropfens und wurde von einem Höhentief begleitet und von einem Warmluftvorstoß aus SE verfolgt. Die aerologischen Aufstiege zeigen, daß die Kaltluft der ganzen Troposphäre eine Abkühlung von mehr als 20° brachte. Auf dem Wege von Sibirien nach Westeuropa erwärmte sich die Kaltluft in Bodennähe täglich um 4°, in der mittleren Troposphäre aber nur mehr um 1°. Die Umwandlung der arktisch kontinentalen Luftmasse erfolgte also am Boden viermal so rasch wie in der freien Atmosphäre. *Steinhausner.*
- Gerhard Schindler.** Der Altocumulus und seine Bedeutung als „Wettervorzeichen“. *Ann. d. Hydrogr.* 67, 194—196, 1939, Nr. 4. (Podersam, Sudeten.) Es wird versucht, an 12jährigen Terminbeobachtungen der Wolkenformen in Podersam (Böhmen) die alte Laien-Wetterregel: „Schäffchenwolken (Ac, Cc) am Morgen bringen schlechtes, am Abend bringen gutes Wetter“ nachzuprüfen. Das Ergebnis ist eine im ganzen positive Bewertung dieser „Regel“. Interessant ist die Seltenheit dieser Wolkenformen: Ac in 5 %, Cc in 1,7 % aller Beobachtungstermine. Die „Gewittervoranzeige“ durch Ac cast trifft in 67 % aller Fälle zu. *H. Israël.*
- Max Hottinger.** Luftzustand und Behaglichkeit in Höhenlagen von etwa 1500 bis 2700 m ü. M. *Gesundheits-Ing.* 62, 193—197, 1939, Nr. 14. (E. T. H. Zürich.) Verf. ergänzt seine früher mitgeteilten Untersuchungen über die klimatischen Behaglichkeitsbedingungen (*Gesundheits-Ing.* 61, 1938, Nr. 39) durch ähnliche aus Messungen im Hochgebirge abgeleitete Darstellungen für Höhenlagen von 1500—2700 m. *H. Israël.*
- C. Mayer.** Untersuchung über den Einfluß der Radiumemanation auf das Pflanzenwachstum. *Balneologe* 5, 260—265, 1938, Nr. 6. (Freiburg i. Br.) Deutliche Wachstumsförderung von Haferkeimlingen bei regelmäßigem Begießen mit Emanation enthaltendem Wasser. *H. Israël.*
- M. Sturza.** Bäder und Klima am Schwarzen Meer. *Balneologe* 6, 148—164, 1939, Nr. 4. (Klausenburg.)
- R. Luft.** Bad-Klima von Bonn-Beuel. Mit besonderer Berücksichtigung des Siebengebirgswindes. *Wetter* 55, 155—158, 191—197, 234, 239, 1938.
- K. Glass.** Regenbogenbildung ohne Niederschlag. *Wetter* 55, 404—405, 1938, Nr. 12.
- R. Penndorf.** Die Haloerscheinung am 28. Dezember 1938. *Wetter* 56, 132—133, 1939, Nr. 4. *H. Israël.*
- H. Tichy.** Gleichzeitige Messungen von Ultraviolett und bodennahem Ozon. *Balneologe* 6, 125—130, 1939, Nr. 3. (Breslau.) Parallelmessungen

des bodennahen Ozons nach der Cauerschen Methode und des UV-Strahlungsanteiles mittels des UV-Dosimeters der I. G. Farbenindustrie in einer Reihe von schlesischen Bädern ergeben erwartungsgemäß ungefähr parallelen Verlauf beider Elemente im Tagesgang. Die mittleren Ozonwerte eines Ortes sind außerdem von örtlichen Faktoren — Luftfeuchte, Dampfspannung, Temperatur, Potentialgefälle (?) und Radiumemanation (?) — abhängig. *H. Israel.*

R. Spitaler. Die sommerliche und winterliche solare Bestrahlungskurve während der quartären Eiszeit. *Meteorol. ZS.* **56**, 111—118, 1938, Nr. 3. Berichtigung ebenda S. 288, Nr. 7. (Reichenberg.) Auf Grund früher vom Verf. angegebener Formeln wurden die mittleren Bestrahlungen in 0, 30, 45 und 60° Breite für die zu $\Pi = 90^\circ$ und $\Pi = 270^\circ$ gehörigen Zeiten seit dem Jahre 1861/54 für Sommer und Winter berechnet. Die Abweichungen von den Bestrahlungswerten der Gegenwart sind in Tabellen angegeben und für 45° Breite auch graphisch dargestellt. Auf Grund der Ergebnisse wird versucht, die vier Eiszeiten in den Alpen zeitlich abzugrenzen. *Steinhauser.*

Erich Sydow, Gerhart Riemerschmid und Max Tiedemann. Messungen der Ultraviolettstrahlung in Lappland und Spitzbergen (unter Vergleich mit der biologischen Erythemwirksamkeit). *Bio-klim. Beibl.* **6**, 29—33, 1939, Nr. 1. (Bioklim. Forsch.-Stelle Univ. Kiel.) In der Abhandlung werden einige Messungen zusammengefaßt, die im Sommer 1937 bzw. 1938 mit dem UV-Dosimeter der I. G. Farbenindustrie ausgeführt wurden. Dabei entsprechen die in Lappland und Spitzbergen gefundenen UV-Intensitäten (unter Berücksichtigung der normalen Schwankungsbreite) denen, die bei gleicher Sonnenhöhe an der deutschen Nordseeküste gemessen wurden. Das Dosimeter zeigte hinsichtlich der Erythemschwelle recht gut vergleichbare Werte, nur ist bei tiefem Sonnenstande mit größerer biologischer Wirksamkeit der UV-Strahlung zu rechnen, als das Dosimeter angibt, da die Testflüssigkeit des Dosimeters nur das Gebiet unter 330 m μ erfaßt, während sich bei tiefem Sonnenstande der Schwerpunkt des Erythemeffekts in das längerwellige UV-Gebiet verschiebt. *Peukert.*

G. R. Paranjpe, Y. G. Naik and P. B. Vaidya. Scattering of light by large water drops. Part I u. II. *Proc. Indian Acad. (A)* **9**, 333—351, 352—364, 1939, Nr. 4. (Roy. Inst. Sc. Bombay.) Im ersten Teil der Untersuchung wird eine eingehende Berechnung der Intensität und Polarisation des an großen Wassertropfen gestreuten Lichtes auf Grundlage der Mie'schen Theorie durchgeführt. Die für $\alpha \doteq 2\pi r/\lambda$ (r Radius des Tropfens, λ Wellenlänge des Lichtes) angenommenen Werte waren 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 15, 20 und 30; damit ließ sich theoretisch die Streuung des Lichtes in einem aus Wassertröpfchen bestehenden Medium, deren Radien von etwa 0,4 bis 3 μ variieren, übersehen. Hierbei wurde die azimutale Verteilung der Intensität des Streulichtes und die Abhängigkeit dieser Verteilung von der Teilchengröße besonders berücksichtigt. Im zweiten Teil der Arbeit wurden die rechnerischen Ergebnisse experimentell geprüft. Mit Hilfe der von den Verff. benutzten Anordnung konnten ziemlich stabile Wasserdampfwolken von gleichförmiger Dichte und jedem beliebigen Teilchenradius zwischen 1 und 12 μ hergestellt werden; hierbei wurde die Tröpfchengröße mittels der Corona-Methode und die Stabilität der Wolke gleichzeitig bestimmt. Von fundamentaler Bedeutung ist dabei die gleichmäßige Größe der Wassertröpfchen in der Wolke, da eine geringe Änderung der Teilchengröße den allgemeinen Charakter der Streuung stark ändert. Aus den Versuchen der Verff. ergibt sich, daß bei Untersuchungen der Lichtstreuung gleiche Größe der streuenden Teilchen wesentlich ist und daß die Teilchen nicht so dicht gelagert sein dürfen, daß sekundäre Streuung auftritt;

dann kann die Miesche Theorie, entsprechend ihrer Voraussetzung, nicht nur auf kleine Teilchen, sondern auch auf Teilchen beliebiger Größe angewandt werden.

Szivessy.

Ernest Gold. A practical method of determining the visibility number V at night. *Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc.* **65**, 139—164, 1939, Nr. 280. Verf. berichtet über eine Methode zur Ermittlung der Sichtbarkeitszahl V der internationalen Sichtbarkeitsskala bei Beobachtung von Lichtern in bestimmten Entfernungen, die kleiner sind als die tatsächliche Sichtbarkeitsentfernung. Die Methode beruht auf der Benutzung eines Maßstabes (Skala) mit einem darin befindlichen Filter, bei dem das Abschwächungsvermögen stetig von Null bis zu einem Wert variiert, der hinreichend groß ist, um die benutzten Lichter bei klarer Atmosphäre abzudunkeln. Die Konstruktion des Maßstabes und die Art seiner Benutzung wird ausführlich beschrieben. Die Einheit des Abschwächungsvermögens ist so definiert, daß 100 Einheiten die Intensität des Lichtes auf den tausendsten Teil ihres ursprünglichen Wertes reduzieren. Diese Einheit erwies sich bei der Eichung des Maßstabes als gut geeignet; Verf. schlägt für sie den Namen „Nebel“ vor. Weiter erörtert Verf. eine Methode zur Schätzung der Entfernung der „wahren“ Sichtbarkeit von Lichtern verschiedener Kerzenstärken in verschiedenen Entfernungen bei atmosphärischen Trübungen, die den verschiedenen Zahlen der Standardskala der Sichtbarkeit entsprechen; zum Schluß werden Vorschläge für eine neue Sichtbarkeitsskala gemacht, die logischer ist als die bestehende internationale Skala.

Szivessy.

C. G. Abbot. The variations of the solar constant and their relation to weather. Reply to Paranje and Brunt. *Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc.* **65**, 215—236, 1939, Nr. 280. Verf. entgegnet auf die Arbeit von M. M. Paranje (*Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc.* **64**, 459, 1938), nach der die Bestimmung der Solarkonstantenänderungen und die daraus abgeleiteten Parallelen zum Wettergeschehen streng statistischen Kriterien nicht standhalten, und weist darauf hin, daß in 320 Fällen in den Jahren 1924 bis 1935 einer Solarkonstantenänderung im Mittel die Temperaturen an vier weit voneinander entfernten Punkten entgegengesetzte Änderungstendenz während der jeweils folgenden 16 Tage mit Änderungsbeträgen zwischen 4,5 und 11° C zeigen. Die Korrelationskoeffizienten zwischen der Solarkonstantenänderung und der Temperaturänderungstendenz während der vorhergehenden bzw. der darauf folgenden 18 Tage betragen $+11,1 \pm 6,0$ bzw. $-54,3 \pm 4,9$, d. h. für den Folgezeitraum wird der elffache mittlere Fehler überschritten, die Beziehung ist als gesichert anzusehen. Das Kriterium von Paranje für die Realität der Solarkonstantenänderung: „Korrelation der täglichen Angaben verschiedener Beobachtungsstationen“ lehnt Verf. als nicht beweiskräftig ab. Betreffs der Einzelheiten muß auf das Original verwiesen werden.

H. Israëel.

C. G. Abbot. Solar variation and the weather. *Nature* **143**, 705—709, 1939, Nr. 3626. (Smiths. Inst.) Nach einer Übersicht über die bisherigen durch die Smithsonian Institution durchgeführten Strahlungsuntersuchungen und die verwendeten Methoden teilt der Verf. die aus den Beobachtungen abgeleiteten Erkenntnisse über den Einfluß der Schwankungen der Solarkonstante auf das Wetter mit. Im Durchschnitt werden Schwankungen um 0,7% der Solarkonstanten in je 20 Tagen beobachtet. An den meisten der ersten 16 Tage nach zunehmender Sonnenstrahlung sind die Abweichungen der Temperatur vom Normalwert entgegengesetzt wie am gleichen Folgetag nach abnehmender Sonnenstrahlung. An langdauernden Schwankungen wurden 12 Wellen mit Längen von 7 bis 274 Monaten festgestellt. Die 23jährige Welle der Strahlungsschwankungen wird mit Witterungsschwankungen gleicher Periode in Zusammenhang gebracht. Die Wiederholung gleichsinniger

Abweichungen der Niederschlagsmengen in Abständen von 23 bzw. 46 Jahren wird an einem Beispiel gezeigt. Die festgestellten Periodizitäten wurden auch zu Voraus-sagen benutzt.
Steinhausser.

R. Kern. Beobachtung seltener Haloerscheinungen am 22. März 1938 in Frankfurt a. M., Flughafen Rhein-Main. *Wetter* 55, 181—185, 1938.

E. Flach. Die Haloerscheinung am 22. und 23. März 1938. *Wetter* 55, 266—268, 1938, Nr. 8.

W. W. Spangenberg. Eine atmosphärische Spiegelung. *Wetter* 56, 68, 1939, Nr. 2.
H. Israël.

Bohuslav Hruďiĕka. Zur Himmelsblaufrage. *Meteorol. ZS.* 56, 119—123, 1939, Nr. 3. (Hrotovice b. Brünn.) Es werden die Ergebnisse der Bearbeitung der mit der Ostwald-Linkeschen Blauskala an 15 Orten im ehemaligen öster-reichischen Beobachtungsnetz gewonnenen Himmelsblaubeobachtungen mitgeteilt. Es zeigt sich ein täglicher Gang des Himmelsblaus, der nach der Jahreszeit und nach der Lage des Beobachtungsortes verschieden ist. Im Jahresgang tritt das Maximum der Blaugrade an Stationen unter 600 m Seehöhe im Juli, an höher gelegenen Stationen aber im Januar auf.
Steinhausser.

K. O. Kiepenheuer. Über die Sonnenstrahlung bei 2150 Å.E. *Nachr. Ges. Wiss. Göttingen (N. F.) [II]* 3, 111—116, 1938, Nr. 9. (Univ. Sternwarte, Göttingen.) Es wurde auf dem Jungfernjoch in 3457 m Höhe versucht, mittels Monochromatoren und geeigneten Filtern eine Strahlung der Sonne in der Ozon-Sauerstoff-Absorptionslücke festzustellen. Als Registrierinstrument wurde ein Lichtzähler verwandt. Im wesentlichen ergaben sich folgende Resultate: „Die Intensität der Strahlung schwankt außerordentlich stark und schnell; die Strahlungsintensität zeigt keine systematische Abhängigkeit von der Zenitdistanz; nach 13,30 Uhr ist die Strahlung nie beobachtet worden.“ Theoretische Behandlung dieser Strahlungsverhältnisse zeigt, daß verhältnismäßig kleine Änderungen in der Konzentration der absorbierenden Schichten erhebliche Änderungen in der Intensität dieser kurz-welligen Strahlen zur Folge haben. So lassen sich die beobachteten starken Intensitätsschwankungen als Ursache geringer Konzentrationsänderungen erklären.
Peukert.

Antoine Marsat. Quelques conséquences de la diffusion de la lumière par les corpuscules en suspension dans l'atmosphère. *C. R.* 208, 1494—1496, 1939, Nr. 19. Verf. zeigt, daß infolge der Lichtstreuung an den in der Atmosphäre suspendierten Teilchen die Beleuchtung einer Ebene P mittels einer nach allen Richtungen strahlenden Lichtquelle größer ist als die Beleuchtung mittels einer Lichtquelle gleicher photometrischer Intensität, die innerhalb eines räumlichen Öffnungswinkels $< 4\pi$ strahlt. Das Allardsche Gesetz $\lambda = La^x/x^2$ (λ minimale, noch wahrnehmbare Helligkeit, L photometrische Helligkeit eines Leuchtturmes, a Durchlässigkeitskoeffizient der Luft pro km, x maximale Entfernung für die Wahrnehmbarkeit des Leuchtturmes) gibt richtige Resultate, da das Netzhautbild nur durch das Streulicht beeinflusst wird, das an den Teilchen in dem sehr kleinen, einem Netzhautelement entsprechenden Winkel gestreut wird. Die entsprechende, von Blondel für Projektoren aufgestellte Formel müßte jedoch abgeändert werden, da das Licht durch Streuung zwischen Projektor und be-leuchtetem Objekt einerseits, diesem und dem Auge des Beobachters andererseits verschieden geschwächt wird.
Szivessy.

W. W. Spangenberg. Grüner Strahl. *Meteorol. ZS.* 56, 201, 1939, Nr. 5. (Schwerin i. M.) Verf. beobachtet, daß bei einem Sonnenuntergang bei sehr reiner, aber sehr feuchter Luft das letzte obere Viertel über dem sehr scharf begrenzten

Meereshorizont (Warnemünde) ganz plötzlich in ausgesprochen blauer Farbe erschien. Die Wellenlänge wird zu etwa 450 m μ geschätzt gegenüber der sonstigen Annahme von etwa 530 m μ für den „Grünen Strahl“. *H. Israël.*

Th. Mendelssohn und H. Dember. Über die Bewegung des Erdschattens in der Atmosphäre. Rev. Fac. Sc. Univ. Istanbul (N. S.) 4, 53—82, 1939, Nr. 1/2. (Phys. Inst. Univ. Istanbul.) Auf photographisch-photometrischem Wege wird die Helligkeit gleichzeitig an einer größeren Anzahl von Punkten bestimmt. Die Schattengrenze und die untere Gegendämmerung sind auf den Rotaufnahmen viel deutlicher erkennbar als im Grünen oder Blauen. Die rote Strahlengrenze des Erdschattens liegt auch niedriger als die anderen. Die Theorie von Demler und Uibe (Ann. d. Phys. 61, 313, 1920) ist befriedigend erfüllt. Es ist aber auch eine Deutung möglich, wonach obere Gegendämmerung, Erdschatten und untere Gegendämmerung durch bestimmte Luftschichten in etwa 9, 4 und 2 km Höhe erzeugt werden, die je einer oberen Wolkgrenze entsprechen. *Riewe.*

R. A. Robb and T. R. Tannahill. Lunar atmospheric pressure variations at Glasgow. Proc. Roy. Soc. Edinburgh 59, 81—90, 1938/39, Nr. 1. Die in einer früheren Arbeit gefundenen Druckvariationen, die nach Chapman im wesentlichen nicht lunaren Ursprungs, sondern auf die Art der Gruppierung des Materials zurückzuführen sei, wird erneut unter verschiedener Gruppierung bezüglich der Mondstellung geprüft. Es zeigt sich dabei 1. das von Chapman angeführte Konvexitätseffekt und 2. eine periodische tägliche Mondkomponente. Beide Effekte werden nach zwei Methoden auf Grund harmonischer Analyse getrennt. Als vorläufiger Wert der 45 jährigen Periode für die normale Mondzeiten wird $0,0110 \sin (2\Theta + 60^\circ)$ Millibar erhalten, wo Θ vom oberen Monddurchgang zu rechnen ist. *Sättele.*

K. Glass. Wolkenbildung durch Flugzeugauspuffgase. Wetter 55, 225—227, 1938, Nr. 7.

E. Kuhlbrodt. Flugzeug bewirkte auf seiner Bahn gleichzeitig Wolkenauflösung und Wolkenbildung. Wetter 55, 346—350, 1938, Nr. 11. *H. Israël.*

G. Schindler. Über perspektivisches Wolkenwachstum. Weltall 39, 135—137, 1939, Nr. 6. (Podersam.) Verf. arbeitet zwei Schaubilder aus, die es gestatten, ohne viel Rechnung die Entfernung der Wolken und die Zeit von ihrem ersten Erscheinen bis zu einer beliebigen Erhebung festzustellen. Beim ersten Schaubild ist als Abszisse die Entfernung der Wolke in km, als Ordinate die scheinbare Erhebung der Wolke über dem Horizont in Graden aufgetragen. Das zweite Schaubild hat als Abszisse die scheinbare Erhebung der Wolke über dem Horizont und als Ordinate die Zeit. Die Werte für die Schaubilder sind der in der Abhandlung angegebenen Literatur entnommen. Will man wissen, wie lange es dauert, bis die Wolke eine bestimmte Erhebung erreicht, so muß man ungefähr ihre Geschwindigkeit kennen. Dann kann man aus dem Schaubild den Weg der Wolke von ihrer augenblicklichen Erhebung zur gewünschten ablesen. Der Weg dividiert durch die Geschwindigkeit gibt die Zeit. Um die Schaubilder für jede Wolkenform und Höhe zeichnen zu können, ist auf weitere Literatur verwiesen. *Krestan.*

K. Glass. Nebelverhältnisse in Steinheid (Thüringer Wald). Wetter 55, 385—389, 1938, Nr. 12. *H. Israël.*

D. Brunt. The artificial dissipation of fog. Journ. scient. instr. 16, 137—140, 1939, Nr. 5. (Coll. Sc. and Technol. London.) Unter zahlreichen Vorschlägen und Versuchen zur praktischen Entnebelung erscheinen nur zwei ernstlich diskutabel: Die „chemische Methode“, die eine Herabsetzung der relativen Feuchtig-

keit und damit Verdampfung der Nebelteilchen durch Zerspritzen hochhygroskopischer Flüssigkeiten (etwa konz. CaCl_2 -Lösung) anstrebt und die „Heizungsmethode“, die das gleiche durch Aufheizung der vernebelten Luftmassen zu erreichen sucht. Verf. kommt durch Überschlagsrechnung für den Energiebedarf beider Methoden zu dem Ergebnis, daß keine befriedigende Lösung des Problems möglich ist. *H. Israël.*

A. J. Turner. Rapid calculation of relative humidity from readings of the sling hygrometer. *Nature* 143, 897, 1939, Nr. 3630. (Shirley Inst. Didsbury Manchester.) Verf. gibt eine einfache Näherungsformel zur Berechnung der relativen Feuchtigkeit aus den Angaben des trocknen und ventilierten feuchten Thermometers für Fahrenheit- und Celsiusgrade. Die Abweichungen gegen die Psychrometertafeln betragen zwischen 30 und 100 % relativer Feuchtigkeit und 20 bis 140° Fahrenheit nicht mehr als ± 4 % rel. Feuchtigkeit, zwischen 50 und 90 % rel. Feuchtigkeit und 40 bis 120° Fahrenheit nicht mehr als ± 2 %. *H. Israël.*

B. Hrudička. Meteorologie im Dienste der Versicherungstechnik. *Wetter* 55, 377—384, 1938, Nr. 12.

K. Maier. Der Straßenwetterdienst in Westdeutschland. *Wetter* 56, 159—166, 1939, Nr. 5. *H. Israël.*

E. O. Hulburt. The brightness of the twilight-sky and the density and temperature of the atmosphere to about 60 km. *Trans Amer. Geophys. Union* 1938, S. 189, Part 1, Aug. (U. S. Naval Res. Lab. Wash.) Durch Messung der Streuung des Sonnenlichtes und des Schattens der Erde in der Atmosphäre ergibt sich eine Temperatur von 205 bis 235° K für Höhen zwischen 12 und 60 km. Die Temperatur ist demnach ungefähr konstant. In 60 km Höhe wird die Methode ungenau wegen des immer schwächer werdenden Streulichtes. *Riewe.*

Daniel Barbier et Daniel Chalonge. Sur la température nocturne des hautes couches de l'atmosphère. *C. R.* 208, 1238—1240, 1939, Nr. 16. Die Verff. haben in einer früheren Arbeit (*Journ. d. phys. et le Radium* 10, 113, 1939) für die Temperatur T des Ozons in hohen Atmosphärenschichten die Formel $(20 - T)/100 = \sum \gamma / \sum x$ hergeleitet. Darin ist γ der Kontrast der gemessenen Spektralintensitäten von Sternlinien infolge eines nahe benachbarten Maximums und Minimums von Ozonbanden und x die im Laboratorium beobachtete Intensität. Unter Benutzung eigener Messungen an Sternspektren und von Laboratoriumsmessungen von Wulf und Melvin (diese Ber. S. 1758) sowie von Vassy (*Diss. Paris* 1937) berechnen sie mittlere Temperaturen des Ozons für die Beobachtungsnächte im September 1938. Die Temperaturen schwanken zwischen -70 und -125° , sind also auffallend niedrig gegenüber den am Tage und auf anderen Wegen gefundenen Messungen. Diese Diskrepanz ist zur Zeit nicht zu klären. *Riewe.*

Mme Arlette Vassy et Étienne Vassy. Nouvelle preuve expérimentale du relèvement de la température des hautes couches de la stratosphère. *C. R.* 208, 1664—1666, 1939, Nr. 21. Bei niedrigem Sonnenstand haben die Verff. die Strahlung des Zenits mit einem Quarzspektrographen ($f/4.5$) beobachtet. Durch Vergleich mit Aufnahmen bei 50° Zenitdistanz finden die Verff. aus den beobachteten Minima und Maxima der Intensität, daß die Temperatur der oberen Atmosphärenschichten stark ansteigt. Eine quantitative Auswertung wird angekündigt. *Riewe.*

Victor H. Regener. Messungen des Ozongehaltes der Luft in Bodennähe. *Meteorol. ZS.* 55, 459—462, 1938, Nr. 12. (Friedrichshafen a. B.) Die früher viel benutzte Methode zur Ozonbestimmung durch Titrierung des aus Jodkaliumlösung abgeschiedenen Jods mit Natriumthiosulfat wird dadurch ver-

bessert, daß nur sehr kleine Mengen (etwa $0,2\text{ cm}^3$) KJ-Lösung benutzt werden, über welche die auf den Ozongehalt zu untersuchende Luft aus Glasdüsen hinwegbläst. Da hierbei nicht alles Ozon absorbiert wird, sind drei Absorptionsgefäße hintereinander geschaltet. Die Titrierung der drei KJ-Tropfen (mit besonderen Mikrobüretten) ergibt nach einer einfachen Formel den wahren Ozongehalt. Auf diese Weise kann schon innerhalb einer halben Stunde in 20 bis 30 Litern durchgesaugter Luft der Ozongehalt bestimmt werden. Eventueller Gehalt an Stickoxyden und an Wasserstoffperoxyd kann durch Differenzmessungen gefunden werden. Einige Messungen in Friedrichshafen a. B. und auf dem Jungfrauoch ergeben das Volumenverhältnis Ozon/Luft auf der letzteren Station 1,5 mal größer, dagegen den gleichen absoluten Ozonpartialdruck an beiden Stellen. *E. Regener.*

R. Auer. Über den täglichen Gang des Ozongehaltes der bodennahen Luft. Gerlands Beitr. 54, 137—145, 1939, Heft 2. (Forschungsstelle f. Phys. d. Stratosph. K. W.-Ges., Friedrichshafen a. B.) Der Ozongehalt der bodennahen Luftschichten zeigt, nach der mikrochemischen Jodkaliummethode von V. H. Regener gemessen (s. vorstehendes Ref.), einen von der Wetterlage abhängigen täglichen Gang. Am Nordufer des Bodensees wird im Herbst 1938 gefunden: 1. Herbstliche Hochdruckwetterlage mit wenig Wind ergibt ein Maximum des Ozongehalts gegen 14 Uhr. Abends und nachts sinkt der Ozongehalt stark ab. Bei Bodennebel ist er = 0. 2. Starker Westwind bringt hohen Ozongehalt ($> 2 \cdot 10^{-3}$ cm Ozon/km), der bei anhaltendem Wind auch über Nacht gleich hoch bleibt. 3. Föhnsturm bringt hohen Ozongehalt. 4. Ein Gehalt an Ozon ergibt sich in den bodennahen Luftschichten nur so lange, als eine Turbulenz besteht, die Ozon aus höheren Schichten herabführt. In stagnierender Luft wird das Ozon am Erdboden schnell zerstört. Der Ozongehalt der bodennahen Luft ist also abhängig vom Durchmischungszustand der unteren Luftschichten. *E. Regener.*

Volker Fritsch. Die Möglichkeit einer funkphysikalischen Arbeitshypothese zur Erklärung geopathologischer Phänomene. Bioklim. Beibl. z. Meteorol. ZS. 5, 97—99, 1938, Nr. 3. (Brünn.) Verf. behandelt die beiden Forschungsmöglichkeiten: a) Diskussion des Versuchsmaterials, wie Ergebnisse von Wünschelrutengängen, b) Untersuchung der funkbiologischen Voraussetzungen, wie Leitvermögen des Körpers usw. Die wesentliche Frage, welche Energieform dabei biologisch wirksam sei, ist aber heute auch noch nicht andeutungsweise beantwortbar. Zum Schluß bringt der Verf. einige Betrachtungen über zukünftige Forschungsmöglichkeiten. *Riewe.*

Volker Fritsch und W. Wiechowski. Beitrag zu den Grundzügen der Funkmutung nach dem sogenannten Antennenersatzkapazitätsverfahren. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 53, 129—134, 1939, Nr. 4. (Brünn; Prag.) 1. Grundprobleme für lineare Antennen. 2. Berechnung der äquivalenten Doppelleitung. 3. Das Meßverfahren. 4. Die Höhenmethode. 5. Die Standlinienmethode. 6. Die Methode der C-Gleichen. — Die Höhenmethode dient der Detailuntersuchung, die beiden anderen Verfahren der Untersuchung größerer Gelände. *Riewe.*

L. Ramdas and A. K. Mallik. The thickness of the surface layer of the soil exchanging moisture with the adjacent air layers during the clear season at Poona. Current Science 8, 164—165, 1939, Nr. 4. (India Meteorol. Dep. Poona.) *Dele.*

Geophysikalische Berichte

A. Crichton Mitchell. Chapters in the history of terrestrial magnetism. *Terr. Magn.* **44**, 77—80, 1939, Nr. 1. (Edinburgh, Scotland.)

G. C. Simpson. Dr. Edward Kidson †. *Nature* **144**, 103, 1939, Nr. 3637. *Dede.*

Weng Wen-Po. Sensitivity of the geophone. *Nature* **143**, 941, 1939, Nr. 3631. (Imp. Coll. London.) Kurze Beschreibung eines Magnetostruktionsseismometers, das mit Hilfe einer elektrischen Verstärkeranordnung zu hoher Empfindlichkeit getrieben worden ist. *Schmerwitz.*

Paul Quenet. Compteur de gros ions donnant directement le spectre de mobilités. *C. R.* **208**, 1521—1523, 1939, Nr. 19. Beschreibung eines neuen Ionenzählers zur direkten Beweglichkeitsanalyse des Großionenspektrums. Das Prinzip besteht darin, durch einen Vorkondensator im ringförmigen Eintrittsquerschnitt des Meßkondensators eine solche Ionenverteilung zu erzeugen, daß nur durch einen kleinen peripheren Flächenstreifen Ionen in den Kondensator eintreten können, während die übrige Fläche ionenfrei bleibt. Erreicht wird dies durch einen unmittelbar vorgesetzten Zylinderkondensator gleicher Radienverhältnisse, zwischen dessen Belegungen sich coaxial eine dritte mit der Außenbelegung verbundene befindet; durch eine an das Innenrohr angelegte Spannung wird bei der Aspiration der Raum zwischen dieser und der Zwischenbelegung entionisiert, während der (feldfreie) Raum zwischen ihr und der Außenbelegung seine Ionen behält und in den Meßkondensator eintreten läßt. Der Meßkondensator enthält eine unterteilte Ionenelektrode, deren hinteres Stück mit dem Elektrometer verbunden ist. Geeignete Wahl der Versuchsbedingungen gestattet direkt den Differenzenquotienten Dn/Dk zu messen. — Ergebnisse sind nicht mitgeteilt. *H. Israël.*

L. F. Curtiss, A. V. Astin, L. L. Stockmann and B. W. Brown. An improved radio meteorograph on the Olland principle. *Bur. of Stand. Journ. of Res.* **22**, 97—103, 1939, Nr. 1 (RP. 1196). Beschreibung und methodische Erprobung einer neuen Radiosonde nach dem sog. Olland-Prinzip (gemeinsame Rotationsachse für alle Indikator-Systeme). Als Feuchtigkeitsanzeiger wird Goldschlägerhaut verwandt, die die Anzeigegenauigkeit des Haarbündels um ein mehrfaches übertrifft. Der Sender arbeitet auf 5 m Wellenlänge bei bemerkenswerter Konstanz der Frequenz. Besonderer Wert ist auf gute thermische Isolation des Batterie- und Sendersystems gelegt. Die Genauigkeit der Angaben wird zu 0,1 % für den Druck, 1 % für die Temperatur und 5 % für die Feuchtigkeit bestimmt. Zum Schluß ist ein Vergleich mit einem Aufstieg einer Diamond-Hinmann-Dunmore-Sonde graphisch wiedergegeben, der namentlich in den Feuchtigkeitsangaben größere Genauigkeit der neuen Sonde erkennen läßt. *H. Israël.*

F. Běhounek. The reliability of dustcounters. *Terr. Magn.* **44**, 21—22, 1939, Nr. 1 (State Radiol. Inst. Prague). Die Angaben der verschiedenen Staubzähler („Owens-jet-dustcounter“, „Zeiss-Konimeter“ u. a.) hängen in erheblichem Maße von den verschiedenen Einzelheiten des Arbeitsganges ab. Verf. regt angesichts dessen und der Wichtigkeit von Staubmessungen an, eine Übereinkunft über einheitliche Apparate und Arbeitsweise bei solchen Messungen anzustreben. *H. Israël.*

G. L. Eriksson. Prüfung einer neuen Konstruktion des Köhlerschen Apparates zur Bestimmung des Wassergehaltes der Wolken. *Medd. Upsala Univ. Meteorol. Inst.* 1939, Nr. 1; auch *Geograf-Ann.* 1938, S. 276—307, Nr. 3/4. H. Köhlers Apparat zur Wassergehaltsbestimmung von Wolken beruht auf der Feuchtigkeitsbestimmung mittels Assmann-Psychrometer

von Wolkenluft, deren flüssiges Wasser in einem elektrischen Ofen vorher zur Verdampfung gebracht ist, und Differenzbildung gegen eine Assmann-Messung ohne Vorwärmer. Verf. untersucht ausführlich die verschiedenen möglichen Fehlerquellen (veränderte Turbulenz- und Druckverhältnisse, Strahlungseinfluß des Vorwärmers, ungleichförmige Temperaturverteilung in der vorgewärmten Luft) und kommt zu dem Ergebnis, daß bei einigen Vorsichtsmaßregeln die Fehlerquellen keine die normale Assmann-Genauigkeit überschreitende Unsicherheit bedingen. Zur Berechnung ist der Svenssonschen Formel vor der Sprungschalen der Vorzug zu geben.

H. Israëli.

M. Robitzsch. Die Genauigkeit der psychrometrischen Feuchtigkeitsbestimmung bei verschiedenen Temperaturen und Barometerständen. Ann. d. Hydrogr. **67**, 319—321, 1939, Nr. 6. (Reichsamt f. Wetterdienst.) Es werden die Resultate einer Überschlagsrechnung angegeben, aus denen hervorgeht, daß die Meßgenauigkeit des Psychrometers bei geringen Barometerständen bei hohen und auch bei tiefen Temperaturen wächst. Eine weitere Rechnung gibt Aufschluß über die Erhöhung der Meßgenauigkeit bei abnehmendem Barometerstand. Daraus ergibt sich, daß die Feuchtigkeitsbestimmung bei 500 mm Luftdruck bis zu Temperaturen von -20° mit einer Genauigkeit von ungefähr 5% durchgeführt werden kann, während bei 5 mm Luftdruck diese Genauigkeit noch bei -60° möglich ist.

Krestan.

Hellmut Berg. Zur Frage der Vergleichbarkeit der Temperaturangaben verschiedener aerologischer Methoden (Flugzeug, Registrierballon, Radiosonde). Ann. d. Hydrogr. **67**, 321—325, 1939, Nr. 6. (Köln.) Zum Vergleich der Flugzeug- und Registrierballonaufstiege wurden 74 gleichzeitige Aufstiegs-paare von München und 60 Aufstiegs-paare von Hamburg aus den Jahren 1936 und 1937 verwendet. Für jedes Aufstiegs-paar wurden die Temperaturdifferenzen Flugzeug minus Registrierballon gebildet für die Geopotentiale 500 gdm und je 1000 gdm bis 5000 gdm. Beide Reihen zeigen übereinstimmend ab 1000 gdm eine Abnahme der Abweichungen von rund $0,65^{\circ}$ auf $0,2^{\circ}$ bei 5000 gdm. Bei den Registrierballonaufstiegen übt die Trägheit, bei den Flugzeugaufstiegen die Trägheit und die Fluggeschwindigkeit einen temperaturerhöhenden Einfluß aus. Die Differenzen der Temperaturerhöhungen zwischen Flugzeug und Registrierballon nehmen von $0,8^{\circ}$ bei 1000 gdm auf $0,3^{\circ}$ bei 5000 gdm ab. Die beobachteten Werte liegen also um $0,1^{\circ}$ bis $0,2^{\circ}$ tiefer. Die Abnahme der Temperaturdifferenzen mit zunehmender Höhe läßt auf die Umkehr des Vorzeichens der Differenzen in größeren Höhen schließen. — Für den Vergleich der Flugzeug- und Radiosondenaufstiege wurden 54 praktisch gleichzeitige Aufstiege von Köln aus dem Jahre 1938 benutzt. Die Temperatúrauswertungen wurden auf die gleiche Art bearbeitet. Bis 3000 gdm zeigen Flugzeug und Radiosonde im Mittel praktisch Übereinstimmung, darüber liefert das Flugzeug tiefere Temperaturen als die Radiosonde. In 4000 und 5000 gdm macht der Unterschied $0,5^{\circ}$ aus. Aus der Häufigkeit positiver und negativer Differenzen in den einzelnen Stufen folgt, daß der Sinn der Abweichung und ihr Betrag ziemlich sicher sind. Der Verlauf der Differenzen weist auf eine Umkehr des Vorzeichens in größeren Höhen hin. — Die Meßmethoden zeigen im allgemeinen eine sehr gute Übereinstimmung. *Krestan.*

K. Gödecke. Trägheitskoeffizienten von Bimetallen in Abhängigkeit von der Ventilation und der Temperatur. Ann. d. Hydrogr. **67**, 326—331, 1939, Nr. 6. (Deutsche Seewarte, Hamburg.) Die in der Abhandlung besprochenen Versuche lassen erkennen, daß der Trägheitskoeffizient α von Bimetallen auf mannigfache Weise veränderlich ist. Die aerologischen Tempe-

naturmessungen liefern daher erst mit Berücksichtigung des Trägheitskoeffizienten richtige Werte. — Es werden Versuche angeführt, die sich mit der Frage beschäftigen, warum ein gekrümmtes Bosch-Bimetal von 0,4 mm Dicke und ein gestrecktes Heraeus-Bimetal derselben Dicke bei turbulenter Außenströmung einen verschiedenen Trägheitskoeffizienten haben. Dabei ergibt sich, daß die Verschiedenheit der Trägheitskoeffizienten durch die Ventilation bedingt ist. α ist von der Weglänge abhängig, die die Strömung über das Bimetal zurücklegt. Die Trägheitskoeffizienten sind verschieden, wenn das Bimetal in der Längsrichtung, Querrichtung oder unter einem Winkel angeströmt wird. Wenn das Bimetal von einem Strahlungsschutzrohr umgeben ist, wie es bei Aufstiegen der Fall ist, wirkt sich die Ventilation oft schlechter aus als im freien Strahl. Während des Aufstieges geht ein gestrecktes Bimetal bei tiefen Temperaturen meist in Schrägstellung über, es treten also größere Trägheitskoeffizienten auf als bei hohen Temperaturen. Die gleichen Versuche mit gekrümmten Bimetallen zeigen praktisch keine Änderung des Trägheitskoeffizienten. Größeren Temperaturstufen (Anfangstemperatur des Bimetalls — Kanalwindtemperatur) entsprechen kleinere Werte von α . Nasse Bimetalthermometer erweisen sich auch bei kleinen Temperaturstufen bedeutend träger als trockene. Änderungen des Trägheitskoeffizienten bewirken Temperaturfehler und daher auch Höhenfehler, die ganz beträchtlich sein können. *Krestan.*

Chang-wang Tu. Results of aerological investigations in China. Beitr. Phys. d. freien Atmosph. 25, 233—240, 1939, Nr. 4. (Nanking.)

W. Kreuz. Spezialinstrumente und Einrichtungen der Agrarmeteorologischen Forschungsstelle des Reichsamtes für Wetterdienst in Gießen und deren Verwendungszweck. Bioklim. Beibl. 6, 76—85, 1939, Nr. 2. (Gießen.)

L. Takács. Registrierung von Sonnen- und Himmelsstrahlung in Ungarn mit Robitzsch-Aktinographen. Bioklim. Beibl. 6, 89—93, 1939, Nr. 2. (Meteorol. u. Erdmagn. Inst. Budapest.)

A. Hampton Brown. Meteorological Observations at Brockhurst Observatory, East Grinstead, East Sussex. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. 65, 457—463, 1939, Nr. 281. *Dede.*

Momente an einer Räumlichen Windfahne. Meteorol. ZS. 56, 161—163, 1939, Nr. 4. (Kriegsmeteorol., Meteorol. Inst. Univ. Berlin.) Die untersuchte räumliche Windfahne von Kölzer-Fuess besteht aus einer horizontal und einer vertikal drehbaren Windfahne. In Tabellen und graphischen Darstellungen werden die Momente der einzelnen Fahnenarme als Funktion der Anstellwinkel oder des Staudruckes angegeben. Aus den Versuchen ergab sich hinsichtlich des Gewichtes der räumlichen Windfahne und wegen der durch die Mastform hervorgerufenen störenden Wirbelschleppe die Notwendigkeit einer Umkonstruktion.

Steinhauser.

W. Rudloff. Zur Abschätzung der örtlichen Druckänderung aus der Druckänderung eines fahrenden Schiffes. Ann. d. Hydrogr. 67, 351—352, 1939, Nr. 6. (Deutsche Seewarte, Hamburg.) Die auf dem fahrenden Schiff gemessene Druckänderung (Schiffsänderung) gibt die Summe der Druckänderung am festen Ort (Ortsänderung) und der Druckänderung, die aus der Fahrt des Schiffes durch das Druckfeld entsteht (Fahrtänderung). Der Verf. gibt eine Tabelle an, die es ermöglicht, aus der vom Schiff mitgeteilten Fahrtrichtung und -geschwindigkeit aus der gemeldeten Druckänderung und dem herrschenden Druckfeld die Druckänderung am festen Ort abzuschätzen. Die Berechnung der Tabelle erfolgt auf Grund der für dreistündige Druckänderungen, abgesehen von

Frontennähe und Tiefdruckkernen, meist zulässigen Annahme geradliniger und gleichabständiger Isobaren. *Steinhauser.*

L. A. Ramdas and A. K. Mallik. Loss of water by evaporation from the upper surfaces of soil columns resting on a water table. *Current Science* 8, 264—266, 1939, Nr. 6. (Meteorol. Dep. Poona, India.) Mit Boden-
evaporimetern, die aus mit Erde gefüllten Metallzylindern von 5 inch Durchmesser und 6 inch, 1, 1 $\frac{1}{2}$, 2 und 3 Fuß Tiefe bestehen, an deren Boden ein Kontakt der eingefüllten Erde mit dem in einem unter dem Metallzylinder angebrachten Behälter enthaltenen Wasser hergestellt ist, wurde die Verdunstung des aus dem Behälter durch dreierlei Erdarten an die Oberflächen gesaugten Wassers durch Wägung bestimmt. Das Ansaugen an die Oberfläche, das durch Feuchtwerden der Oberfläche erkennbar wird, erfolgt aus 6 inch Tiefe in Poona- und normaler Punjaberde in 1 bis 1 $\frac{1}{2}$ Tagen, aus 1 Fuß in 2 bis 3 Tagen und aus 2 Fuß in 10 bis 15 Tagen. In alkalischer, salzhaltiger Erde wurde das Wasser aus Tiefen unter 6 inch nicht mehr emporgesaugt. Während im März 1939 von einem Pichevaporimeter im Durchschnitt täglich 0,71 inch verdunsteten, waren aus der Säule von Poonaerde bei einer Tiefe von 6 inch 0,48, bei 1 Fuß 0,41, bei 2 Fuß 0,16 und bei 3 Fuß Tiefe 0,02 inch verdunstet. Bei der alkalischen Erde betrug die Verdunstung bei den angegebenen Tiefen nur 0,01 bis 0,05 inch. *Steinhauser.*

Eric Pellerin. Sur des appareils d'océanographie fluvio-maritime. *C. R.* 208, 2097—2099, 1939, Nr. 26. Es wird ein Apparat beschrieben und im Querschnitt dargestellt, der gestattet, Wasserproben aus genau bestimmten Tiefen bei ungestörter Schichtung zu entnehmen und sie ohne Umfüllung zu untersuchen. *Steinhauser.*

P. L. Mercanton. Stereoskopie und Meeresströmungen. *Ann. d. Hydrogr.* 67, 270—271, 1939, Nr. 5. (Meteorol. Zentralanst. Zürich.) Verf. macht darauf aufmerksam, daß man bei Gletschern, Erdrutschbewegungen usw. in einfacher Weise sowohl die Bewegung als auch die Art der Bewegung feststellen kann, wenn man vom gleichen Standpunkt in bestimmten Zeitabständen gleichartige Aufnahmen macht und diese im Stereoskop betrachtet. Eine selbst ziemlich geringe Bewegung einzelner Teile läßt diese als über dem Untergrund schwebend erscheinen. Natürlich läßt sich in dieser Weise — wie der Verf. selbst erwähnt — nur die Bewegung senkrecht zur Objektivachse sichtbar machen, nicht die in Richtung der Objektivachse fallende Komponente der Bewegung. *Picht.*

H. B. Sapsford. Note on non-cyclic change. *Terr. Magn.* 44, 75—76, 1939, Nr. 1. (Obs. Apia, Western Samoa.) Bemerkungen zur Ausschaltung unperiodischer Änderungen (Unterschied zwischen dem Anfangs- und Endwert des 24 stündigen Verlaufes irgendeines Elementes mit tagesperiodischer Änderung) bei der Ermittlung von Tagesgängen. *H. Israëll.*

Sebastian Finsterwalder. Weiteres zur astronomischen Ortung von Flugaufnahmen. *Sitzungsber. Bayer. Akad.* 1938, S. 19—25, Nr. 1. (München.) In Fortführung früherer Arbeiten wird unter der Annahme wesentlich genauerer Zeitbestimmung die Ortungsaufgabe gelöst, womit man dem Ziel einer geometrischen Großaufnahme des Festlandgebietes der starren Erde ohne Rückgriff auf mechanische Voraussetzungen über das Schwerfeld und die Massenverteilung im Erdinnern näher kommt. Die Sonnenrichtung wird von einer mit der Geländekammer starr verbundenen Hilfskammer festgehalten und eine durch Zeitzeichen berichtigte Uhr mit abgebildet. Die Sternortung mittels zweier Flugaufnahmen von zwei Standorten aus wird ergänzt für drei Flugaufnahmen des gleichen Geländes.

Wird dann das Bild einer Geländegeraden von 3 Flugstandpunkten an den Himmel geworfen, so müssen sich die dort entstehenden Großkreise schneiden in dem Punkt, in dem die verlängerte Geländegerade den Himmel trifft. *Winckel.*

Gustaf S. Ljungdahl. The swedish magnetic survey boat kompass. Terr. Magn. 44, 171—173, 1939, Nr. 2. (Stockholm.) *Dede.*

Tyuzō Itakura. Rapid and rigorous calculation for adjustment of fundamental triangulation nets by „Mechanical sketch method“. Mem. Fac. Eng. Hokkaido Univ. 5, 221—330, 1939, Nr. 3. Beschreibung einer neuen Methode zur Aufstellung von Korrelaten-Gleichungen und ihre Anwendung auf Haupttriangulationsnetze. U. a. wird der Fall behandelt, daß alle Winkel mit gleichem Gewicht beobachtet wurden. *Picht.*

E. C. Bullard. Temperatures within the earth. Month. Not. Geophys. Suppl. 4, 534—536, 1939, Nr. 7. (Dep. Geodesy and Geophys. Cambridge.) Verf. wandelt die von Jeffreys gegebenen Formeln in eine bequemere Form um. *Riewe.*

Josef Hoffmann. Uran in Gesteinen und Sedimenten des Sudetengauges. Anz. Akad. Wien 1939, S. 71—72, Nr. 14. Vorläufiger Bericht über U-Gehaltsbestimmungen verschiedener Gesteine, Sedimente und Mineralien des Karlsbader Thermalgebietes. Die Granite dieses Gebietes zeigen den bisher aufgefundenen Höchstwert an Uran der Größenordnung 10^{-6} g/g Gestein, während die angrenzenden Granite des Ellbogenebietes auch in unverwittertem Zustand diesen nicht erreichen. Der Höchstwert im Quellsinter beträgt $2 \cdot 10^{-6}$ g U/g. Die Sprudelsteine besitzen je nach ihrer Färbung verschiedenen U-Gehalt. Der U-Gehalt von Sprudelwasser ist wahrscheinlich, aber noch nicht bewiesen. *H. Israëel.*

J. Lloyd Bohn and Francis H. Nadig. Determination of the radon content of the spring waters of Fairmount Park. Phys. Rev. (2) 55, 685, 1939, Nr. 7. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Temple Univ.) Zwölf in dem genannten Park bei Philadelphia entspringende Quellen zeigen Em-Konzentrationen von $2 - 35 \cdot 10^{-10}$ Curie/l (rund 0,6—10 M. E.). Die aktiveren entspringen in einer frühen Cambrium-Formation, die schwach aktiven in einer präkambrischen Formation, dem sog. Wissahickan-Gneis. *H. Israëel.*

F. Rost. Spektralanalytische Untersuchungen an sulfidischen Erzlagerstätten des ostbayerischen Grenzgebirges. Ein Beitrag zur Geochemie von Nickel und Kobalt. ZS. f. angew. Min. 2, 1—27, 1939, Nr. 1. (München.)

Milton B. Dobrin. Recreating geological history with models. The experimental study of the earth's crustal deformations. Journ. appl. Phys. 10, 360—371, 1939, Nr. 6. (Gulf Co. Pittsburgh, Penn.) *Dede.*

Aristid v. Grosse. The actinium series of radioactive elements and their influence on geological age measurements. Phys. Rev. (2) 55, 584—585, 1939, Nr. 6. (Univ. Chicago.) *Jaeckel.*

R. D. Evans, Clark Goodman, N. B. Keevil, A. C. Lane and W. D. Urry. Intercalibration and comparison in two laboratories of measurements incident to the determination of the geological ages of rocks. Phys. Rev. (2) 55, 931—946, 1939, Nr. 10. (Inst. Technol. Cambridge, Mass.) Frühere Altersbestimmungen der verschiedenen Verff. an Gesteinen aus denselben geologischen Horizonten hatten zu voneinander abweichenden Alterswerten geführt. Diese Messungen wurden nach zwei unterschiedlichen Verfahren der Heliummethode (1. Bestimmung des Verhältnisses Helium/Radium und Thorium,

2. Bestimmung des Heliumgehaltes und Zählung der sekundlich emittierten α -Teilchen) durchgeführt. In Gemeinschaftsarbeit wurden jetzt die Ergebnisse der einzelnen Verf. in Einklang gebracht und gezeigt, daß die beiden benutzten Verfahren zu denselben Ergebnissen führen. *Jaeckel.*

Chang Hung-Chi. Mesures de gravité dans l'Ouest du Yunnan chinois. C. R. 208, 1972—1975, 1939, Nr. 25. In dem Gebirgsmassiv westlich von Jünnan sind Schwerkraftmessungen mit dem Apparat von Holweck und Lejay ausgeführt worden. Während der 5 Monate dauernden Vermessung hat sich der Grundwert des Instrumentes, wie nach Rückkehr zur Ausgangsbasis festgestellt wurde, um etwa 3 mgal verändert. Ortsangaben und Meßwerte sind hier für sämtliche Stationen des Gebietes auf zwei Seiten tabellarisch zusammengestellt. Die Anomalien $g_0 - \gamma_0$ sind fast ausnahmslos, die für $g_0'' - \gamma_0$ durchweg stark negativ. *Schmerwitz.*

Heinz Lettau. Lotschwankungen am Gebirgsrand zur Zeit der Schneeschmelze. Gerlands Beitr. 54, 179—193, 1939, Nr. 3. (Königsberg.) In einem Salzbergwerk in Berchtesgaden ausgeführte Neigungsmessungen mit einem Horizontaldoppelpendel zeigten während der Schneeschmelze in der nur N—S registrierenden Komponente gleichsinnige Neigungsänderungen von 0,1 bis 0,2'' pro Tag. Da die von Steinhauser aus der Schneebelastung berechneten maximalen jährlichen Neigungsänderungen nur etwa 0,04'' betragen können, wird hier ein örtlich bedingter Einfluß vorliegen. *Schmerwitz.*

Katsutada Sezawa and Siyoshi Kanai. The effect of viscosity on the gravitational stability of the earth at its liquid cooling stage. Bull. Earthq. Res. Inst. 16, 690—701, 1939, Nr. 4. Mathematische Stabilitätsbetrachtungen in Anwendung auf die Erdkruste. Die Ableitungen betreffen zunächst den Fall einer ebenen Grenzschicht zwischen zwei Flüssigkeiten, die sich nach oben und unten unendlich weit ausdehnen, und den einer oberflächlichen Flüssigkeitsschicht auf einer anderen nach unten unbegrenzten Schicht. *Schmerwitz.*

Naomi Miyabe. Subsidence of the earth's surface in the Kôto region, Tokyo II. Bull. Earthq. Res. Inst. 16, 721—756, 1939, Nr. 4. (Japan. mit engl. Zusammenf.) Die zur Zeit noch vor sich gehende Setzung des Untergrundes in dem Koto-Gebiet von Tokio ist systematisch untersucht worden. Es stellten sich Einflüsse von Regen und Lösungstoffen heraus. Der Gesamtsetzungsbetrag wird auf 3 m veranschlagt bei einer Schichtdicke des lockeren Bodens von etwa 30 m. *Schmerwitz.*

Marcel E. Denaeyer. La reproduction expérimentale de la structure cone-in-cone. Ses conséquences au point de vue de la tectonique. C. R. 208, 2004—2006, 1939, Nr. 25. Geologischer Beitrag zur Gebirgsbildung. *Schmerwitz.*

R. Spitaler. Ein Versuch, Isothermenkarten des Winters und Sommers für Europa und Sibirien in der Eiszeit zu zeichnen. Meteorol. ZS. 56, 209—215, 1939, Nr. 6. (Reichenberg.) Mit den für die Schnittpunkte aller 10°-Längen- und Breitenkreise aus Buchans Isothermenkarten entnommenen Temperaturwerten wurden die mittleren Sommer- und Wintertemperaturen bestimmt und daraus die in der vom Verf. früher angegebenen Formel $t_m = M + cS$ zur Darstellung der mittleren Jahreszeitentemperaturen t_φ aus den Werten der mittleren täglichen Bestrahlung S auftretende Konstante c berechnet. Unter der Annahme, daß diese c -Werte auch für die Eiszeit gelten, ergeben sich nach $t_\varphi - t'_\varphi = c(S - S')$ die Temperaturänderungen zwischen Gegenwart (t_φ) und Eiszeit (t'_φ) aus den Strahlungsänderungen zwischen Gegenwart (S) und Eis-

zeit (S'). Diese Berechnungen wurden für die Zeiten der Extreme der Bestrahlungsdifferenzen, wie sie in 45° Breite vorhanden sind, für die Schnittpunkte aller 10° -Längen- und Breitenkreise in Europa und Sibirien durchgeführt. In extrem kalten Sommern und Wintern sind die Temperaturerniedrigungen bedeutend größer als die Temperaturerhöhungen in den extrem warmen Sommern und Wintern. Besonders bedeutungsvoll ist es, daß in Sibirien die Temperaturunterschiede gegenüber der Gegenwart bedeutend größer sind (besonders die Temperaturerniedrigungen in extrem kalten Wintern) als in Europa. Das wirkt sich in Verstärkungen oder Abschwächungen der Aktionszentren des Atlantischen Ozeans und Sibiriens aus und damit auch in Änderungen der Niederschlagsverhältnisse in Europa. Darnach zeigen sich gleichzeitig kühle Sommer und warme Winter als für die Vorstöße von Vergleiserungen günstig und gleichzeitig warme Sommer und kalte Winter als ungünstig. Es wird gezeigt, daß in extrem kalten Wintern und besonders in kalten Sommern die Niederschläge in Mitteleuropa größer sind als in warmen.

F. Steinhäuser.

R. Spitaler. Eine neue Art der Gliederung der alpinen Eiszeit. Meteorol. ZS. 56, 266—269, 1939, Nr. 7. (Reichenberg.) *Dede.*

Hisashi Kuno. A note on the Daruma volcano, Izu, Japan. Bull. Earthq. Res. Inst. 16, 763—771, 1939, Nr. 4. Topographische, geologische und mineralogische Beschreibung dieses Vulkans. *Schmerwitz.*

Jacques Noetzlin. Volcanisme et chimie nucléaire. C. R. 208, 1662—1664, 1939, Nr. 21. Kurze Betrachtung über Kernprozesse im Hinblick auf ihre geologischen Auswirkungsmöglichkeiten. *Schmerwitz.*

Takesi Nagata. Geophysical studies of Mihara Volcano, Oosima Island. IV. A minor activity of volcano Mihara, August 11, 1938. Bull. Earthq. Res. Inst. 16, 714—720, 1939, Nr. 4. Aus der Verteilung der Auswürfe des letzten Vulkanausbruchs sowie auf Grund der Dimensionen des Kraterinneren und einiger weiterer Voraussetzungen wird die Anfangsgeschwindigkeit dieser ausgeschleuderten Teile und der hierfür notwendige Überdruck berechnet. Die Geschwindigkeiten liegen hier zwischen 100 bis 200 m/sec, der Druck zwischen 50—100 Atm. Die Werte sind erheblich geringer als die, welche für den Vulkan Asama gefunden wurden. *Schmerwitz.*

Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Anomalous dispersion of elastic surface waves. II. Bull. Earthq. Res. Inst. 16, 683—689, 1939, Nr. 4. Mathematische Berechnungen hatten gezeigt, daß die Dispersion für gewisse Elastizitäts- und Dichte-Voraussetzungen anormal ist. Wenn die Lagerung der Schichten und ihre Konstanten den von Wiechert gegebenen Bedingungen entsprechen, so ist hier für ein mittleres Verhältnis von Wellenlänge zu Schichtdicke die Geschwindigkeit der Rayleigh-Wellen beträchtlich größer als die der gewöhnlich berechneten Rayleigh-Wellen. Von den verschiedenen hier behandelten Bedingungen wird die einer stärkeren Zunahme der Dichte gegenüber der Elastizität für wahrscheinlicher gehalten und mit der Begrenzung der Perioden der Rayleigh-Wellen in Zusammenhang gebracht. *Schmerwitz.*

Mlle Juliette Roquet. Etude de la diffusion turbulente d'un jet par la mesure de la concentration du radon. C. R. 208, 2011—2013, 1939, Nr. 25. Um die allmähliche turbulente Ausbreitung eines Luftstrahls messend verfolgen zu können, wird dieser durch ein emanierendes Ra-Präparat mit RaEm versetzt und deren Konzentration in verschiedenen Entfernungen vom Ursprungs-ort des Strahles in ihrer Verteilung über den Querschnitt gemessen. Als „Meß-

sonde“ dient ein Zylinderkondensator, dessen mit dem Elektrometer verbundene Innenelektrode ein Draht von 2 mm Querschnitt ist, dessen Außenbelegung aus äquidistantgespannten Drähten besteht (Länge des Kondensators 1 m); die gemessenen Stromverteilungskurven über die einzelnen Querschnitte folgen einer Beziehung $i = A(d) \cdot e^{-k^2 x^2}$, wo d den Abstand der Meßstelle vom Entstehungspunkt des Strahles und x den Achsenabstand des Meßpunktes bedeuten. Aus den verschiedenen Resonanzkurven ähnlichen Kurven läßt sich der Diffusionskoeffizient k des Strahles leicht ableiten.

H. Israëli.

Mme Odette Thellier. Sur les variations diurnes du courant électrique vertical, de la mobilité des ions et de la charge spatiale de l'air à l'Observatoire géophysique de Chambon-la-Forêt. C. R. 208, 2013—2015, 1939, Nr. 25. In Ergänzung zu einer früheren Veröffentlichung (s. diese Ber. S. 2192) berichtet Verf. über die Tagesgänge von Vertikalstrom, Ionenbeweglichkeit und Raumladung. Der Vertikalstrom (aus Feld und Leitfähigkeit berechnet) zeigt an ungestörten Tagen eine einfache tägliche Welle mit breitem Maximum im Laufe des Tages und Minimum zwischen 1 und 5 Uhr nachts. Die Amplitude der Tagesschwankung beträgt 23 % des Mittels ($6,5 \cdot 10^{-7}$ Aes) gegenüber 32 % und 47 % bei Leitfähigkeit und Feld. Die Beweglichkeiten der positiven und negativen Kleinionen zeigen Tagesgänge mit etwa 10 % Amplitude. Die größten Werte werden im allgemeinen in der späten Nacht gefunden. Mittelwerte: $k^+ = 2,82$; $k^- = 2,28$ cm²/Volt · sec; $k^+/k^- = 0,80$. Die Raumladungswerte sind aus den Differenzen der Klein- und Großionenmessungen gewonnen und als relativ kleine Differenzen aus 2 großen Zahlen nicht sehr sicher. Mittel (aus 6 Meßreihen) + 103 Elementarladungen pro cm³ mit einem Maximum abends und einem Minimum morgens.

H. Israëli.

O. H. Gish and K. L. Sherman. Latitude-effect in electrical resistance of a column of atmosphere. Trans. Amer. Geophys. Union 1938, S. 193—199, Part. 1, Aug. (Carnegie Inst. Wash.) Verf. berechnen unter Zugrundelegung des Breiten-Effektes der Ultrastrahlung und verschiedenen Annahmen über die Druckabhängigkeit des Wiedervereinigungskoeffizienten die Leitfähigkeitszunahme mit der Höhe für 0 und 50° Breite und daraus die spezifischen Widerstände der Atmosphäre zwischen Erdoberfläche und leitender Schicht. In 50° Breite fällt je nach den Voraussetzungen der Widerstand 15—20 % kleiner aus als am Äquator. Die Konsequenzen für die mittleren Werte von Potentialgefälle und Vertikalstrom werden diskutiert und mit der Erfahrung verglichen. Die Breitenabhängigkeit der genannten Elemente kann vorhanden sein, ist aber aus den vorhandenen Registrierungen dieser Elemente in verschiedenen Breiten nicht mit Sicherheit beweisbar.

H. Israëli.

G. Millington. The diffraction of wireless waves round the earth. (A summary of the diffraction analysis, with a comparison between the various methods.) Phil. Mag. (7) 27, 517—542, 1939, Nr. 184. (Marconi's Wireless Telegr. Co. Chelmsford, Essex.) Gliederung: Einleitung. Die allgemeine Form der vollständigen Lösung. Die generalisierte Form von q_s (Konstante in der Eigenwertgleichung). Der experimentelle Schwächungsfaktor. Der Amplitudenfaktor. Vergleich der Erdbodenkurven. Der Höhenfaktor. Weitere Analyse des Gewinns mit der Höhe für $h \gg h_1$. Vergleich mit Huyghens Behandlung des Problems. Anhang. — Vergleich mit den Ergebnissen von v. d. Pol, Wwedensky und Eckerley. Unterschiede ergeben sich dabei durch die verschiedenen benutzten Näherungen. Das Huyghenssche Prinzip liefert keine richtigen Intensitätswerte unterhalb des Horizonts.

Riewe.

George H. Brown. Velocity of radio waves in air. *Phys. Rev.* (2) **55**, 1100—1101, 1939, Nr. 11. (RCA Manuf. Co. Camden, N. J.) Bei einigen Formen von Richtantennen ergeben sich verschiedene Richtwirkungen, wenn man verschiedene Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Strahlung annimmt. Frühere Untersuchungen des Verf. zeigen nun, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit der des Lichtes ($3 \cdot 10^{10}$ cm/sec) ungefähr entspricht und nicht, wie Colwell und Friend (diese Ber. 18, 2006, 1937) mitteilen, nur 50 bis 80 % dieses Wertes. *Riewe.*

Endgültige Sonnenflecken-Relativzahlen im Jahre 1938. *Meteorol. ZS.* **56**, 277—278, 1939, Nr. 7.

W. Brunner. Provisorische Züricher Sonnenflecken-Relativzahlen für das zweite Vierteljahr 1939. *Meteorol. ZS.* **56**, 278, 1939, Nr. 7. (Sternw. Zürich.) *Dede.*

M. N. Saha and K. B. Mathur. The propagation and the total reflection of electromagnetic waves in the ionosphere. *Indian Journ. of Phys.* **13**, 1—12, 1939, Nr. 1. Kritische Diskussion der Arbeit von S. N. Bose (diese Ber. S. 480); die Ergebnisse bedürften wohl noch einiger Korrekturen. *Riewe.*

F. Vilbig. Über den Reflexionskoeffizienten der Heaviside-schicht im Wellenbereich von 200 bis 2000 m bei verschiedenen Abstrahlwinkeln. *Mitt. Forsch. Anst. D. Reichspost* **3**, 1938, S. 23—26, 1939; auch *Telegr.-Techn.* 1938, S. 291—294, Nr. 8. Verf. berechnet und zeichnet Schaubilder für Feldstärke in Abhängigkeit von der Entfernung auf der Erdoberfläche für eine Reflexionsschicht in 100 km Höhe. Sodann wird versucht, aus den Feldstärkekurven gemessenen, durch Subtraktion der Tages- von den Nachtwerten und durch Division durch die theoretischen Werte für vollkommene Reflexion den Reflexionsfaktor p für verschiedene Abstrahlwinkel zu bestimmen. Statt des theoretischen Abfalls bei Winkeln mit $\varphi > 20^\circ$ zeigt sich ein zwischen 10 und 20° liegendes, ausgeprägtes Maximum. Dieser Verlauf läßt sich qualitativ erklären durch das Hineinfließen von Energie in den schlechtleitenden Erdboden. Eine eindeutige Bestimmung des Reflexionskoeffizienten ist nicht möglich. *Riewe.*

R. C. Majumdar. On the reflection of electromagnetic waves in the ionosphere. *S. A. Trans. Bose Res. Inst. Calcutta* **12**, 125—140, 1936/1937. Verf. berechnet die Reflexion unter der Annahme, daß sie bei Verschwinden des Energieflusses über die Wellenfront eintritt. Totalreflexion ist vorhanden, wenn der Brechungsindex n gleich Null oder gleich Unendlich wird. Verf. berechnet dann die kritischen Frequenzen ν_c und die zugehörige Elektronendichte N auch für den Fall, daß die Dämpfung nicht vernachlässigt wird. Zum Schluß diskutiert der Verf. die Frage des Lorentz-Terms für die Polarisation des Mediums. Für $n=0$ tritt in den Formeln nur der Faktor $(1-\beta)$ im Zähler bzw. Nenner auf. Für den Fall $n=\infty$ treten unter gewissen Bedingungen keine, eine oder auch zwei reflektierende Schichten auf. Als Beispiel werden diese Unstetigkeiten bei 7 Megahertz für Allahabad berechnet für $\beta=0$ und $\beta=1/3$. Die Elektronenkonzentrationen, die zur Reflexion führen, betragen für $\beta=0$ und die ordentliche Welle $0,61$ und $1,97 \cdot 10^{-4}$, die außerordentliche Welle $1,73 \cdot 10^{-4}$. *Riewe.*

D. F. Martyn and G. H. Munro. The Lorentz-„polarization“-correction in the ionosphere. *Terr. Magn.* **44**, 1—6, 1939, Nr. 1. Verff. setzten sich nochmals (vgl. diese Ber. S. 1103) mit der Kritik von Appleton, Farmer und Ratcliffe und von Booker und Berkner auseinander. Verff. haben „in den letzten fünf Monaten“ die Polarisation des außerordentlichen Strahls (den sie als zweites Echo des ordentlichen deuten) nach seiner Reflexion von der F -Schicht beobachtet. In 230 Fällen war er elliptisch linkshändig polarisiert, in

210 Fällen fast linear, niemals fast zirkular. Verff. stellen dann ihre Erklärungen nochmals zusammen: 1. Die Verzögerung erfolgt tief in der F -Schicht; die niedrige Elektronenstoßfrequenz ($10^3/\text{sec}$) erlaubt eine nachweisbare Reflexion. 2. Das „außerordentliche“ Echo wird zu stark absorbiert, als daß es nachgewiesen werden könnte. 3. Die tief eingedrungene Welle wird am zweiten Reflexionspunkt des ordentlichen Strahls reflektiert. Bei der Rückkehr spaltet sie am ersten Reflexionspunkt in zwei Teile auf; der größere Teil geht ohne Änderung der Polarisierung hindurch und bleibt rechtshändig polarisiert; der linkshändig polarisierte wird stark geschwächt. So entsteht jene elliptische Polarisierung. Die Punkte 4 bis 6 vergleichen die Ergebnisse in Sidney mit denen in Washington (fast gleiche Gyrofrequenz 1,4 Megahertz in 340 km Höhe) und deuten die Messungen von Booker und Berkner nach der Theorie der Verff. 7. Unter günstigen Bedingungen kann man erwarten, daß die „zweite ordentliche Komponente“, die gerade die E -Schicht durchdringen kann, ein „außerordentliches“ Echo an der F -Schicht hervorruft. Erst 0,15 Megahertz höher dringt die ordentliche Komponente hindurch und ruft ein ordentliches Echo hervor. Eine solche Beobachtung würde die Theorie der Verff. stützen. Außerdem ist die Differenz zwischen den Durchdringungsfrequenzen nicht 0,6 Megahertz, wie die Theorie von Appleton usw. fordert, sondern nur 0,2 Megahertz, in guter Übereinstimmung mit den Ansätzen der Verff., die den Lorentz-Polarisationsterm gleich Null setzen. *Riewe.*

V. A. Bailey and J. M. Somerville. Study of the magneto-ionic theory of wave propagation by means of simple formulae, linkages and graphical devices. Phil. Mag. (7) **26**, 888—905, 1938, Nr. 178. (Univ. Sydney.) Verff. geben Formeln und ein Schema zur Berechnung der Polarisierung R , des Brechungsindex μ und des Absorptionsindex χ einer elektrischen Welle in einem ionisierten Gas, das von einem konstanten magnetischen Feld durchsetzt wird. Auch graphische Rechenhilfen werden gezeigt. *Riewe.*

W. M. Goodall. The F_2 region as an indicating mechanism for solar activity. Nature **143**, 977—978, 1939, Nr. 3632. (Bell. Telph. Lab. Deal, N. J.) Verf. zeigt, daß die Kurve der kritischen F_2 -Frequenz denselben Gang und viele gleiche Einzelheiten zeigt wie die Kurve der Charakterzahlen für Ca- und H-Fackeln der mittleren Sonnenzone. *Riewe.*

W. M. Goodall. Midday F_2 -region critical frequencies for Deal, New Jersey. Terr. Magn. **44**, 212, 1939, Nr. 2. (Bell. Teleph. Lab. Deal N. J.) *Dede.*

Karl Rawer. Zur Frage der partiellen Reflexion und zur Berechnung der scheinbaren Höhe von Ionosphärenschichten. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **53**, 150—157, 1939, Nr. 5. (Phys. Inst. T. H. München.) Verf. berechnet für eine Schicht, deren Dielektrizitätskonstante $\epsilon = 1 - A \cdot e^x / (1 - e^x)^2$ ist, also ein symmetrisches Minimum aufweist, den Betrag der partiellen Reflexion und die scheinbare Höhe (Laufzeit). Nach der Berechnung des Verf., der von der exakten Wellengleichung ausgeht, ist die von Gans 1915 eingeführte Strahlenbehandlung des Problems in den meisten Fällen zulässig. Nicht mehr zulässig ist sie jedoch bei dünnen Schichten mit einer Halbwertsbreite L von $< 1,5\lambda$ und bei dicken Schichten nahe der Grenzfrequenz. Bei vernachlässigter Dämpfung ist das Reflexions- und das Durchgangsverhältnis für die Grenzfrequenz 0,707 und die scheinbare Höhe $L/1,5 \cdot (\log L/\lambda + 1,10)$. Die Dämpfung vermindert naturgemäß die Amplituden; dann ist unter Umständen die Grenzfrequenz nicht mehr beobachtbar. Die Ergebnisse der Arbeit sind übersichtlich in Kurven wiedergegeben. *Riewe.*

Karl Rawer. Elektrische Wellen in einem geschichteten Medium. Zur Frage der partiellen Reflexion und zur Berechnung der scheinbaren Höhe von Ionosphärenschichten. *Ann. d. Phys.* (5) **35**, 385—416, 1939, Nr.5. (Phys. Inst. T. H. München.) Etwas ausführlichere Darstellung der vorstehend referierten Arbeit, wobei die verschiedenen berechenbaren Typen der Ionenschichten ausführlich diskutiert werden. *Riewe.*

T. R. Gilliland, S. S. Kirby and N. Smith. Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., April, 1939. *Proc. Inst. Radio Eng.* **27**, 403—404, 1939, Nr.6. (Nat. Bur. of Stand.)

T. R. Gilliland, S. S. Kirby and N. Smith. Characteristics of the ionosphere at Washington D. C. May, 1939. *Proc. Inst. Radio Eng.* **27**, 472—473, 1939, Nr.7. (Nat. Bur. of Stand. Wash.)

H. W. Wells and H. E. Stanton. The ionosphere at Huancayo, Peru, July, August, and September, 1938. *Terr. Magn.* **44**, 85—88, 1939, Nr.1. (Magn. Obs. Huancayo, Peru.)

H. W. Wells and H. E. Stanton. The Ionosphere at Huancayo, Peru, October, November and December 1938. *Terr. Magn.* **44**, 195—198, 1939, Nr.2. (Huancayo Obs. Peru.)

W. C. Parkinson and L. S. Prior. The ionosphere at Watheroo, Western Australia May to December 1938. *Terr. Magn.* **44**, 199—204, 1939, Nr.2. (Watheroo Magn. Obs. Western Australia.)

Leiv Harang. Annual variation of the critical frequencies of the ionized layers at Tromsö during 1938. *Terr. Magn.* **44**, 15—16, 1939, Nr.1. (Auroral Obs. Tromsö.) Zusammenstellung der Mittagsbeobachtungen. Averages of critical frequencies and virtual heights of the ionosphere, observed by the National Bureau of Standards, Washington, D. C. October to December, 1938. *Terr. Magn.* **44**, 93—94, 1939, Nr.1. (Bur. Stand. Wash.)

H. F. Johnston. American URSI broadcasts of cosmic data, October to December, 1938, with American magnetic character-figure C_A . November, 1938, to January, 1939, and summary of C_A for year 1938. *Terr. Magn.* **44**, 94—99, 1939, Nr.1. (Carnegie Inst. Washington.)

Seth B. Nicholson and Elizabeth Sternberg Mulders. Provisional solar and magnetic character-figures, Mount Wilson Observatory October, November, and December, 1938. *Terr. Magn.* **44**, 99—101, 1939, Nr.1. (Carnegie Inst. Washington.)

Seth B. Nicholson and Elizabeth Sternberg Mulders. Provisional solar and magnetic character-figures, Mount Wilson Observatory. January, February and March 1939. *Terr. Magn.* **44**, 213—214, 1939, Nr.2. (Pasadena, Calif.) *Dede.*

R. R. Bajpai and B. D. Pant. Further studies of F -region at Allahabad. *Indian Journ. of Phys.* **13**, 57—71, 1939, Nr.1. (Dep. Phys. Univ. Allahabad.) Beobachtungen im Winterhalbjahr 1937/38 auf Frequenzen bis zu 13 Megahertz, meist jedoch 2 bis 8 Megahertz. Die F -Schicht besitzt öfters mehrere Höhenmaxima. Gliederung: Einleitung; Apparate; experimentelle Ergebnisse: tägliche Variation der virtuellen Höhe, jahreszeitliche Variation der virtuellen Höhe, Beziehung zwischen Luftdruck und virtueller Höhe, komplizierte Echos und Bildung hoher Schichten, Echos von der E -Schicht, Vorhandensein der F_1 -Schicht nach Sonnenuntergang, einige Abnormitäten. *Riewe.*

B. Beckmann, W. Menzel und F. Vilbig. Veränderungen in der Ionosphäre beim Auftreten von Nordlicht. Mitt. Forsch.-Anst. D. Reichspost 3, 1938, S. 11—17, 1939; auch Telegr.-Techn. 1938, S. 245—251, Nr. 7. Entgegen den Mitteilungen von Dieminger und Plendl (diese Ber. 19, 1966, 1938) finden die Verf., daß keine seitlichen Reflexionen an einer nördlichen, schrägen Ionenfront beobachtbar ist. Verf. finden deutlich, daß Änderungen der *F*-Schicht oberhalb des Beobachtungsortes vorhanden sind. Entgegen den theoretischen Ansätzen treten partielle Reflexionen auf. Die am 25. Januar anlässlich des großen Nordlichts beobachteten hohen Reflexionen treten auch noch bei anderen magnetischen Stürmen auf. *Riewe.*

B. Beckmann, W. Menzel und F. Vilbig. Das zeitliche Auftreten des Dellinger-Effektes und seine Intensitätsverteilung auf verschiedene Funklinien. Mitt. Forsch.-Anst. D. Reichspost 3, 1938, S. 91—96, 1939; auch Telegr.-Techn. 1938, S. 555—560, Nr. 12. An einer Zusammenstellung der 1935 bis Anfang 1937 beobachteten Auslöseeffekte („Jouaust-Dellinger-Effekte“) zeigen die Verf., daß eine 27 tägige Periode nicht erkennbar ist, obwohl ein merklicher Einfluß der Sonnentätigkeit besteht. Nach einigen Beobachtungen ist es wahrscheinlich, daß der Effekt nur die *E*- und *F*-Schichten selbst verändert, da eine Ionenbildung unterhalb der *E*-Schicht nicht in allen Fällen zur Erklärung der Beobachtungen ausreicht. Zum Schluß stellen die Verf. die Beobachtungen der Empfangsstelle Berlin-Zehlendorf (Europaverkehr) graphisch dar. Die Intensität des Effektes scheint nicht wellenlängenabhängig zu sein; wohl aber zeigt sich, daß die Verbindungen über 1000 und 1600 km wenig, dagegen die über 900 und 1300 stark beeinflußt werden. Verf. versuchen, diesen Verlauf mit der Winkelabhängigkeit des Reflexionsvermögens der beiden Schichten in Beziehung zu setzen, was ihnen auch qualitativ möglich ist. *Riewe.*

Alexander Cowie. Aurora of February 24, 1939. Terr. Magn. 44, 215, 1939, Nr. 2. (Univ. Edinburgh.) Während des Nordlichts vom 24. Februar 1939 wurde die Ionosphäre in Edinburgh mit einer Anordnung nach Tuve und Breit untersucht. Bei Frequenzen zwischen 1,5 und $10 \cdot 10^6$ Hertz traten keine Echerscheinungen auf. Außerdem waren die atmosphärischen Störungen sehr intensiv, und die Radiosignale konnten schlecht empfangen werden. *Frerichs.*

Max Waldmeier. Sonneneruptionen und ihr Einfluß auf die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen. Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges. 119. Jahresvers. Chur 1938, S. 125—126. (Zürich.) Die UV-Emission der Sonneneruptionen ist so stark, daß trotz der kleinen emittierenden Fläche ($6 \cdot 10^{-3}$ der Sonnenscheibe) die UV-Strahlung der Sonne im Gebiet von 1000 Å größenordnungsmäßig verdoppelt wird. Kurzwellen (12 bis 50 m) werden stark geschwächt, längere Wellen (6000 bis 12 000 m) werden verstärkt. Eine Verspätung der ionosphärischen Störung gegenüber dem beobachteten Beginn der Eruption konnte nicht festgestellt werden. *Grotian.*

Leiv Harang. Pulsations in an ionized region at heigh of 650—800 km during the appearance of giant pulsations in the geomagnetic records. Terr. Magn. 44, 17—19, 1939, Nr. 1. (Auroral Obs. Tromsö.) Mit einem Impulssender (11 Megahertz und 50 kW je Impuls) beobachtete der Verf. Reflexionen aus etwa 700 km Höhe. Am 28. Dezember 1938 wurden Pulsationen des magnetischen Erdfeldes beobachtet, die um 2^h40 begannen und eine Periode von 116 sec besaßen. In den elektrischen Echos treten diese Pulsationen als Höhenvariationen auf. *Riewe.*

Leiv Harang und Willy Stoffregen. Der Polarisationszustand der Radiowellen bei der Reflexion an Schichten, die während erdmagnetischer Störungen und Nordlichter gebildet werden. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **53**, 181—187, 1939, Nr. 6. (Nordlichtobs. Tromsø, Norwegen.) Im Frequenzbereich zwischen 3 und 8 Megahertz werden in Tromsø die Echos von der *E*- und *F*-Schicht beobachtet. Mittels zweier senkrecht zueinander stehenden Rahmen wird der Drehsinn (Polarisation) dieser Echos bestimmt. Die *E*-Echos (3,0 bis 3,7 Megahertz) zeigen nur die ordentliche, linksdrehende Komponente, die *F*-Echos jedoch beide Komponenten. Bei Nordlichtschichten in der *E*-Region zeigen sich beide Komponenten; dann wird die außerordentliche nicht so stark absorbiert. Es scheint also, als ob der Gradient der Ionendichte in diesen anomalen Schichten größer ist. Wolkenartige *E*-Schichten zeigen keine ausgesprochene Polarisation.

Riewe.

E. O. Hulburt. The *E* region of the ionosphere. Phys. Rev. (2) **55**, 639—645, 1939, Nr. 7. (Naval Res. Lab. Washington.) Auf Grund einer theoretischen Herleitung und von Ionosphärenbeobachtungen in Huankayo, Washington und Tromsø zeigt der Verf., daß der Verlauf (am Tage) der maximalen Ionendichte y_m verträglich ist mit einem Rekombinationskoeffizienten α , der proportional y_m^3 und größer als $2 \cdot 10^{-8}$ ist. Der nächtliche Verlauf der Ionendichte, insbesondere ihr Anwachsen bis gegen Mitternacht, kann nicht erklärt werden. Das Anwachsen der Ionendichte kurz vor Sonnenaufgang verfrüht sich gegenüber den theoretischen Annahmen um etwa 15 Minuten (35 statt 20 Minuten vor Sonnenaufgang). Der jahreszeitliche Gang der Mittagswerte ist mit der Theorie etwa in Übereinstimmung, jedoch fällt y_m stärker mit wachsender Breite, als die Theorie voraussagt.

Riewe.

Rudolf Weixleder. Studien über die alpine Gewittertätigkeit. Meteorol. ZS. **56**, 215—226, 1939, Nr. 6. (Innsbruck.) Der Untersuchung liegt das im Sommer 1935 in einem dichten Netz von 391 Gewitterbeobachtungsstationen in Tirol und Vorarlberg gewonnene Beobachtungsmaterial zugrunde. In Karten wird die Verteilung der Gewitterhäufigkeit (weniger als 20 im Arlberggebiet und obersten Lechtal und am Zentralalpenkamm, mehr als 30 im unteren Inntal und am Alpenrand), der Entstehungsstätten und der Erlöschungsstätten der Gewitter und der Eintrittszeiten des Hauptmaximums des täglichen Ganges der Gewittertätigkeit dargestellt. Die meisten Entstehungsstätten der Gewitter liegen am Alpenrand und im Inntal, die Erlöschungsstätten meist östlich von Herdgebieten und beim Überschreiten von Pässen und Tälern. Der tägliche Gang ist gegenüber dem der Temperatur verzögert; das Maximum verspätet sich von Westen gegen Osten und vom Alpenrand gegen die Zentralalpen. Einzelne bemerkenswerte Fälle werden eingehend untersucht. In Tirol ziehen die Gewitter meist mit dem Gradientwind aus Westen. Bei schwachem Gradientwind ziehen sie entweder in Richtung des abfallenden Geländes oder in der Richtung des stärksten Temperaturanstieges auch talauf. Im allgemeinen wirkt der Föhn gewitterauflösend.

Steinhausser.

Rodolphe Garreau. Observation d'un coup de foudre en boule. C. R. **209**, 60—61, 1939, Nr. 1. Beschreibung einer eigenartigen Kugelblitzerscheinung: Gleichzeitige Entstehung dreier Kugelblitze in mehreren 100 m Entfernung aus einer verästelten normalen Blitzentladung.

H. Israël.

G. Atanasiu. Mesures de magnétisme terrestre en Transylvanie, en 1938. C. R. Inst. sc. Roum. **3**, 403—405, 1939, Nr. 4.

Dede.

Henri Besairie. Le réseau magnétique 1939 de la Côte française des Somalis. C. R. **208**, 1516—1518, 1939, Nr. 19. Mit einem magnetischen

Theodoliten Chasselon und einer Schmidtschen Feldwaage wurden Anfang 1939 an 19 Stationen erdmagnetische Messungen ausgeführt. Die Genauigkeit betrug für die Deklination (D) 5 Bogenminuten, für die Horizontalintensität (H) 50γ und für die Vertikalintensität (Z) 20γ . Das Gebiet besitzt infolge des lava- und basalhaltigen Untergrundes viele magnetische Anomalien, die — lokal sehr unterschiedlich — die regionalen Werte verdecken. Die säkulare Änderung zwischen 1921 und 1939 wird für D mit 2 Bogenminuten und für H mit 63γ pro Jahr angegeben. *A. Burger.*

St. Procopiu. Mesures magnetiques en Roumanie, en 1938. I. La déclinaison magnetique et la composante horizontale. C. R. Inst. sc. Roum. 3, 284—294, 1939, Nr. 3. (Lab. d'Electr. Univ. Jassy.) Verf. gibt eine Beschreibung von 20 weiteren Stationen in Rumänien, auf denen die erdmagnetischen Elemente D , H und J im Juli 1938 bestimmt wurden. Damit ist die Gesamtzahl der magnetischen Stationen in Rumänien auf 71 gestiegen. Die Unterschiede in zwei Messungen für jedes Element auf jeder Station sind für die Deklination unter 2,5 Minuten, für die Horizontalintensität unter 80γ und für die Inklination (Nadelinklinatorium) unter 30 Bogenminuten gelegen. *A. Burger.*

J. Coulomb. L'influence du soleil sur le magnétisme terrestre. Journ. de phys. et le Radium (7) 10, 97 S., 1939, Nr. 6. (Bull. Soc. Franç. Phys. Nr. 434.) *Dede.*

Jean Coulomb et Georges Dugast. Sur l'intervalle de temps entre les éruptions solaires et les orages magnétiques. C. R. 208, 1557—1559, 1939, Nr. 20. Die Registriertkurven der magnetischen Station Tamarrasset verzeichneten in der Zeit vom 1. Mai 1934 bis 31. August 1938 insgesamt 23 magnetische Gewitter, denen wenigstens 4 ruhige Tage vorangegangen waren. Es wurden nun in den Kurven etwaige, den magnetischen Gewittern bis zu 4 Tagen vorangehende Stöße aufgesucht und deren Häufigkeit in Abhängigkeit vom zeitlichen Abstand zwischen Stoß und Gewitter untersucht. Dabei ergab sich ein verhältnismäßig schwaches Maximum der Häufigkeit für 24 bis 30 Stunden Abstand. Zugrunde liegt die Vorstellung, daß bei jeder Eruption eine elektromagnetische und eine Korpuskularstrahlung ausgesendet wird, die in jeweils gleichem zeitlichen Abstand auf der Erde eintreffen. *Walter.*

S. K. Mitra and A. K. Banerjee. The fringe of the atmosphere and the ultraviolet light theory of aurora and magnetic disturbances. Indian Journ. Phys. 13, 107—144, 1939, Nr. 2. (Wireless Lab. Univ. Coll. Sc. Calcutta.) Oberhalb einer Höhe von 930 km treten in der Erdatmosphäre keine Zusammenstöße zwischen den Sauerstoffmolekülen mehr auf. Da die durch die Sonnenstrahlung photoionisierten Sauerstoffatome durch das Erdfeld in ihrer Bahn gekrümmt werden, nimmt die Möglichkeit des Wegfliegens der Atome mit steigendem Magnetfeld ab. Die kritischen Ionengeschwindigkeiten werden nun für die verschiedenen Breiten und damit verschiedenen Feldstärken berechnet. Aus der Berechnung der Viskosität der Atmosphäre folgt, daß die Sauerstoffatome solange von der Erddrehung mitgenommen werden, solange noch beträchtliche Zusammenstöße zwischen den Atomen stattfinden. Für dieses Gebiet werden die molekularen Dichten berechnet; bei 2000 bis 2500 km geht diese Region in den interstellaren Raum über. Infolge der mit Gewinn an kinetischer Bewegungsenergie verbundenen Stöße zweiter Art zwischen angeregten und unangeregten Sauerstoffatomen wird die Grenzregion noch etwas weiter ausgedehnt. Auf diese Weise können Sauerstoffatome bis zu 14 000 km über der Erdatmosphäre hochgeschossen werden. Unter Berücksichtigung der Ionenbewegung im magnetischen

Feld wird die Bahn eines in 40 000 km Höhe entstandenen Ions berechnet. Diese Rechnungen stimmen mit ähnlichen Rechnungen von Hulburt überein. *Frerichs.*

M. Geddes. Some characteristics of auroras in New Zealand. *Terr. Magn.* 44, 189—193, 1939, Nr. 2. (South Hilland, Southland, New Zealand.) Die Auroraerscheinungen auf der südlichen Halbkugel wurden in Neuseeland seit Anfang 1933 intensiver untersucht. Folgende Erscheinungen wurden beobachtet: 1933: 27, 1934: 21, 1935: 49, 1936: 58, 1937: 79 und 1938: 102. In einer Intensitätsskala von 1 schwach bis 4 sehr stark wurden 129 Intensität 1, 98 Intensität 2, 44 Intensität 3 und 12 Intensität 4 beobachtet. Vorzugsweise trat die bogenförmige Lichterscheinung auf. Die verschiedenen Typen von Leuchterscheinungen nach dem „Photographischen Atlas der Nordlichtformen“ werden angegeben. Teilweise treten pulsierende Formen, nebelhafte Bänder und andere ungewöhnliche Erscheinungen auf. Die Farbe ist vorzugsweise grünweiß, daneben einige rote Erscheinungen. Ein Maximum des Auftretens besteht zwischen 22^h und 22^h30^m. Einige sonnenbeleuchtete Erscheinungen wurden beobachtet. Mit einer Basis von 41,3 km wurden Höhen von durchschnittlich 112 km gemessen. *Frerichs.*

James Paton. Auroral corona, February 24, 1939. *Terr. Magn.* 44, 213, 1939, Nr. 2. (Univ. Edinburgh.) Verf. berichtet über eine Aufnahme eines kronenförmigen Nordlichts am 24. Februar 1939 in Edinburg und bringt diese Erscheinung in Zusammenhang mit den erdmagnetischen Beobachtungen. *Frerichs.*

Carl Störmer. Some results regarding height and spectra of aurorae over Southern Norway during 1936. *Geofys. Publ. Oslo* 12, Nr. 7, 42 S., 1938. Die umfangreiche Untersuchung enthält die Messungen des Verf. über die Ausdehnung und die Spektren der Nordlichterscheinungen im südlichen Norwegen im Jahre 1936. Die Ausdehnung der Nordlichter wurde von 10 Stationen photographisch photogrammetrisch bestimmt. Die Platten der verschiedenen Stationen wurden nach neuen verbesserten Methoden vermessen. Die Resultate der Messungen über die Ausdehnung und die Spektren der beobachteten Nordlichter sind in zahlreichen Tabellen und Aufnahmen der Nordlichter sowie ihrer Spektren in der Arbeit angeführt. *Frerichs.*

Carl Störmer. Blue auroral rays situated in the sunlit part of the atmosphere. *Terr. Magn.* 44, 7—14, 1939, Nr. 1. (Inst. Theoret. Astrophys. Blindern, Oslo.) Am 23. März 1920 und am 15. September 1938 wurden von dem Verf. blaue Nordlichterscheinungen beobachtet, die kurz vor Sonnenaufgang auftraten und bereits von den Sonnenstrahlen beleuchtet wurden. Das erstgenannte Nordlicht erstreckte sich von 260 bis 700 km Höhe und zeigte neben der schwachen grünen Nordlichtlinie einige blaue starke Linien. Bei dem zweiten Nordlicht waren zahlreiche blaue Strahlen auch dann noch sichtbar, als die Dämmerung soweit fortgeschritten war, daß nur noch die hellsten Sterne erkennbar waren. Die Ausdehnung, Form und Höhe dieses Nordlichtes wurde unter Benutzung verschiedener Basisstationen photographisch photogrammetrisch bestimmt. Das Nordlicht erstreckte sich bis herauf zu 610 km und war, da der Erdschatten sich nur bis 138 km erstreckte, völlig den Sonnenstrahlen ausgesetzt. Die Form und die Dimensionen dieses Nordlichtes gehen aus den der Arbeit beigefügten Aufnahmen und Maßstabskizzen hervor. Die Spektren des oberen und unteren Randes dieses Nordlichtes wurden mit verschiedenen Spektrographen aufgenommen und zeigten, daß die Intensität der grünen Nordlichtlinie beim Übergang von geringen zu größeren Höhen des Nordlichtes sehr stark abnimmt, während die Intensitäten der übrigen roten Sauerstofflinien und blauen Stickstoffbanden die gleichen blieben. *Frerichs.*

L. Vegard. Weak bands and atomic lines in the auroral spectrum. *Geofys. Publ. Oslo* **12**, Nr. 8, 10 S., 1938. Das System des Stickstoffmoleküls $A^3\Sigma - X^1\Sigma$ wurde von dem Verf. im Leuchten des festen Stickstoffs entdeckt. Das Auftreten im Nordlicht wurde 1932 beobachtet, bevor es von Kaplan im Laboratorium erhalten wurde. Die meisten Linien des Nordlichtspektrums, die nicht zu den Stickstoffbanden gehören, lassen sich in die Spektren des Sauerstoff- und des Stickstoffatoms einordnen. Die beiden kürzlich genau gemessenen Nordlichtlinien 4415,1 und 4368,2 Å sind identisch mit der Nebellinie 4416 Å des O II-Spektrums und mit der O I-Linie 4368,3 Å. Zehn weitere Nordlichtlinien sind Übergängen zwischen den metastabilen Grundzuständen des N I, N II, O I, O II und O III zuzuschreiben. Zehn Nordlichtlinien stimmen ferner mit Nebellinien überein. Die starke Linie 5139 Å läßt sich vielleicht als Überlagerung der Linien 5146,2 und 5130,7 des O I-Spektrums deuten. Die Linie 5891 Å, die mit der Nachthimmellinie 5892,6 übereinstimmt, gehört wahrscheinlich zum N II-Spektrum. Aus dem Auftreten der N I-, N II-, O I-, O II- und O III-Linien im Nordlicht folgt, daß Stickstoff und Sauerstoffatome und Ionen in den Nordlichtregionen in beträchtlicher Menge vorhanden sein müssen. Mit steigender Höhe nimmt die Intensität der Sauerstoff- und Stickstofflinien zu. Die starken Schwankungen in der Intensität der roten Sauerstofflinien können vielleicht durch das Auftreten höher angeregter Sauerstofflinien erklärt werden.

Frerichs.

M. C. Holmes. The earth's electric field and the aurorae. *Journ. Franklin Inst.* **228**, 63—68, 1939, Nr. 1. (West Virginia Univ.) Aus der Zunahme des Gradienten des elektrischen Feldes der Erde mit zunehmender Breite berechnet der Verf. eine Ladungsverteilung. Wenn das elektrische Feld eine Feldstärke von $1/100$ seines Wertes in Meereshöhe erreicht, tritt eine Ionisation ein, sobald elektrisches und magnetisches Feld parallel gehen. Aus diesen Überlegungen leitet der Verf. die Nordlichterscheinungen, ihre Lage, Form und Bewegung, den Zusammenhang mit den Sonnenflecken und die täglichen und jährlichen Schwankungen ab.

Frerichs.

René Bernard. Présence possible des bandes du cyanogène dans le spectre des aurores rouges du type B. *C. R.* **208**, 1165—1167, 1939, Nr. 15. Verf. konnte nachweisen, daß einige starke Banden in Nordlichtern des Typus B mit den roten Cyanbanden übereinstimmen. Es gelang in einer elektrodenslosen Entladung durch Stickstoff mit geringen Mengen von kohlenstoffhaltigen Verunreinigungen ein dem Nordlichtspektrum analoges Spektrum zu erhalten. Der Verf. spricht die Vermutung aus, daß Kohlensäure aus der unteren Atmosphäre durch Luftströmungen in die Gebiete des Nordlichts emporgetrieben wird und dort durch die Elektronen, die das Nordlicht anregen, zersetzt und zur Emission der Cyanbanden gebracht wird.

Frerichs.

J. Kaplan. Production of highly vibrating molecules. *Phys. Rev.* (2) **54**, 230, 1938, Nr. 3. (Univ. Calif., Los Angeles.) In Nachleuchten schwacher Entladungen durch Stickstoff-Sauerstoff-Gemische tritt eine beträchtliche Verstärkung der höher angeregten Schwingungsquanten des Stickstoffs; $\nu' = 16$ bis 21 ein. Dieses Nachleuchten ist im Zusammenhang mit dem Nordlichtspektrum von Interesse.

Frerichs.

Joseph Kaplan. Excitation of the new nitrogen line. *Phys. Rev.* (2) **55**, 598, 1939, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Los Angeles, Cal.) Im Anschluß an die Auffindung der von Bowen vorausgesagten verbotenen Linie des Stickstoffs im Nachleuchten bei höherem Druck wurde das Auftreten dieser Linie weitergehend untersucht. In schwachen Nachleuchterscheinungen, die im Anschluß

an schwächere Entladungen auftreten, wurde bei 30 mm Stickstoffdruck die Linie mit großer Intensität beobachtet. Dies ist in guter Übereinstimmung mit der Anregung der verbotenen Nordlichtlinie des Sauerstoffs bei ähnlichen Bedingungen.

Frerichs.

Joseph Kaplan. A new nitrogen afterglow spectrum. *Phys. Rev.* (2) 55, 606, 1939, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) (Univ. Los Angeles, Cal.) Auf einer Aufnahme des Nachleuchtens bei ungefähr 10 mm Druck treten zahlreiche Banden auf. Die Goldstein-Kaplan-Banden des Stickstoffs entsprechen einem Übergang von einem Term mit der Anregungsenergie 12,05 Volt zu dem Anfangsterm der I. positiven Stickstoffgruppe. Daneben treten die ersten negativen Banden des N_2^+ , die neue Stickstofflinie bei 3466,3 Å, die Vegard-Kaplan-Banden und die I. und II. positive Gruppe auf. Mit abnehmendem Druck nehmen ferner die Atomlinie und die Vegard-Kaplan-Banden ab, eine Beobachtung, die für die Deutung der Vorgänge in den oberen Regionen der Erdatmosphäre von Bedeutung ist. *Frerichs.*

Lewi Herman et Mme Renée Herman. Sur l'existence de la phosphorescence de l'oxygène dans le spectre du ciel nocturne. *C. R.* 208, 1392—1394, 1939, Nr. 18. Das Nachthimmelleuchten enthält ein kontinuierliches Spektrum zwischen 4900 und 3940 Å, das nach Versuchen der Verff. mit einem im Nachleuchten des Sauerstoff-Stickstoff-Gemisches auftretenden kontinuierlichen Spektrum identisch ist. *Frerichs.*

Albert Arnulf, René Bernard, Démètre Cavassilas et Georges Déjardin. Nouvelle description du spectre du ciel nocturne dans la région ultraviolette. *C. R.* 208, 1329—1331, 1939, Nr. 17. Das Nachthimmelspektrum wurde mit einer sehr lichtstarken Anordnung bei einer Dispersion von 350 Å/mm bei 3000 Å bis 900 Å/mm bei 4000 Å untersucht. Auf den Aufnahmen wurden 135 Linien zwischen 4052 und 2867 Å beobachtet, außerdem traten noch zahlreiche Absorptionslinien auf. Im System der $N_2(^2P)$ -Banden sind zahlreiche Kanten aufgefunden. Andere Kanten gehören zu den Vegard-Kaplan-Banden und zu den bekannten ultravioletten Cyanbanden. Daneben wurde gute Übereinstimmung mit den Schumann-Runge-Banden des Sauerstoffs, den N_2^+ -Banden und den NH-Banden beobachtet. Durch Kontrollaufnahmen der OH-Banden bei gleicher Dispersion wurde festgestellt, daß zahlreiche Linien des Nachthimmelleuchtens mit diesen übereinstimmen. Ebenso gelang es, Übereinstimmung mit den von Janin im Leuchten einer Ozonerzeugungsanlage beobachteten Ozonbanden nachzuweisen. Der Nachweis der verbotenen Stickstofflinie $^2P - ^4S$ 3466,5 Å gelang nicht mit Sicherheit. Ebenso blieben einige sehr starke Linien des Nachthimmelleuchtens bei 3818, 3651, 3555, 3488, 3377, 3220 und 3029 Å in ihrem Ursprung ungeklärt. *Frerichs.*

Karl Erik Forsman. Untersuchungen über den Konstanzbereich von Zählrohren und das Auflösungsvermögen von Verstärkern. Beiträge zur Meßtechnik der Höhenstrahlung. *ZS. f. techn. Phys.* 20, 169—180, 1939, Nr. 6. (Inst. Höhenstrahlenforsch. Univ. Berlin.) Der Einfluß eines Widerstandes von 50 MΩ zwischen Batterie und Zählrohrmantel wird untersucht. Der Konstanzbereich wächst auf das 2,5 fache, die Erhöhung der Teilchenzahl innerhalb des Konstanzbereichs bleibt dieselbe. Das Auflösungsvermögen für Koinzidenzen wird durch den Mantelwiderstand etwas verschlechtert, etwa im Verhältnis 1,6—1,2:1 je nach der Zahl der Nachentladungen. Das Auflösungsvermögen kann bis $1,6 \cdot 10^{-6}$ sec gesteigert werden. Der Konstanzbereich für Koinzidenzen ist wesentlich größer als für Einzelimpulse, eine Erhöhung der Koinzidenzzahl innerhalb dieses Bereiches ist fast unmeßbar. Wird das Auflösungsvermögen kleiner als $5 \cdot 10^{-6}$ sec, so nimmt die Koinzidenzzahl ab; dies wird

dem Einfluß der Elektronenlaufzeit zugeschrieben. Eine Diskussion des Zählvorgangs im Zählrohr schließt sich an.

Fünfer.

H. Brinkman. A Wilson cloud-chamber with several expansions per second. *Physica* 6, 519—528, 1939, Nr. 6. (Phys. Inst. Univ. Utrecht.) Konstruktive Einzelheiten einer Nebelkammer, die bis zu zwanzig Expansionen pro sec ausführen kann. Zur Vermeidung einer Verzerrung der Bahnen wird der Gasstrom bei der Expansion in radialer Richtung zwischen zwei parallelen Platten geführt.

Fünfer.

S. Ziemecki. Ionization in the troposphere. *Nature* 143, 979—980, 1939, Nr. 3632. (Phys. Lab. Main School Agricult. Warsaw.) Verf. untersucht bei 3 Ballonaufstiegen das Verhalten der durchdringenden Strahlung in der Troposphäre in 6 bis 10 km Höhe und findet die G. A. Sucksdorfschen Ergebnisse starker Strahlungsschwankungen in Inversionen mit nach oben zunehmender Schwankungsamplitude nicht bestätigt. Alle 3 Aufstiege ergeben glatte Kurven ohne Unregelmäßigkeiten trotz einer gegenüber den Sucksdorfschen Messungen etwa 20 fach gesteigerten Empfindlichkeit; Verf. äußert die Vermutung, daß jene Schwankungen durch instrumentelle Fehler zustande gekommen sind.

H. Israel.

Albert Sittkus. Über die Größenverteilung der Ultrastrahlungsstöße aus 10 cm Eisen. *ZS. f. Phys.* 112, 626—628, 1939, Nr. 9/10. (Phys. Inst. Univ. Freiburg i. Br.) Aus der bei Dauermessungen der Ultrastrahlung erhaltenen Größenverteilung der Stöße aus 10 cm Eisen ergibt sich für die integrale Stoßverteilungskurve die Form $N = N_0 \cdot a^{-1,82}$ (N Häufigkeit, a Stoßgröße). Auf Grund theoretischer Überlegung wird auf die Energieverteilung der schweren Elektronen an der Erdoberfläche geschlossen. Sie ergibt sich zu $g(E) \sim E^{-1,82}$ in guter Übereinstimmung mit direkten Messungen an Einzelteilchen in der Wilson-Kammer.

Sittkus.

C. G. Montgomery and D. D. Montgomery. Some remarks on the production of showers by cosmic rays. *Journ. Franklin Inst.* 226, 623—627, 1938, Nr. 5. (Franklin Inst., Swarthmore, Pa.) Die Verf. weisen zunächst darauf hin, daß die Häufigkeit der in einer Ionisationskammer beobachteten Ultrastrahlungsstöße aus verschiedenen Materialien auf Grund der Kaskadentheorie eher mit Z^4 als mit Z^2 variieren sollte, da einmal die Schauererzeugung mit Z^2 geht und zum anderen die Multiplikation im Material mit dem größeren Z zu kleineren Energien fortschreitet. Beobachtungen an einer Apparatur mit möglichst kleinem Nullgang ergeben für das Stoßzahlverhältnis aus 21 cm Magnesium und 1 cm Blei, die bei Gültigkeit des Z^2 -Gesetzes gleichwertig sind, den Wert 1 : 3,2. Aus der Größe und Variation der Stoßzahl einer Magnesiumkammer schließen sie, daß bei der Stoßerzeugung auch Explosionsprozesse nach Heisenberg vorkommen. Versuche zur Rossi-Kurve der Schauer mit einer Zählrohrkoinzidenzanordnung ergeben, daß an der Schauerlösung aus dicken Materieschichten die harte Komponente der Ultrastrahlung wesentlich beteiligt ist.

Sittkus.

L. Jánossy and A. C. B. Lovell. Nature of extensive cosmic ray showers. *Nature* 142, 716—717, 1938, Nr. 3598. (Phys. Lab. Univ. Manchester.) Es wird eine 5fach-Koinzidenzanordnung mit einem äußeren Zählrohrabstand von 5 m benutzt, um Luftschauer zu messen. Gleichzeitig wird bei einer Koinzidenz eine Wilson-Kammer betätigt. Es wurden 33 Aufnahmen gemacht. Aus der Verteilung der beobachteten Teilchenzahlen wird geschlossen, daß Luftschauer mit Gesamtenergien bis zu $2 \cdot 10^{15}$ e-V auftreten können.

Sittkus.

John A. Wheeler and Willis E. Lamb jr. Influence of atomic electrons on radiation and pair production. *Phys. Rev.* (2) 55, 858—862, 1939,

Nr. 9. (Princeton Univ. N. J.; Columbia Univ. New York.) Es wird die Ausstrahlung eines schnellen Elektrons beim Durchgang durch Materie berechnet, wobei berücksichtigt wird, daß die Atome beim Stoß durch das Elektron auch angeregt werden können. Die Bremsstrahlung wird gegenüber dem Fall, wo man die Atome als statische Kraftfelder betrachtet, vergrößert. Ebenso wird der Wirkungsquerschnitt für die Paarbildung durch energiereiche Lichtquanten durch Berücksichtigung der Prozesse mit Anregung der Atome vergrößert. Die charakteristische Länge bei der Erzeugung der Kaskadenschauer durch die kosmische Strahlung wird dadurch für Luft um 17 % reduziert. Außerdem sind die Wahrscheinlichkeiten für Ausstrahlung und Paarbildung nicht in Strenge proportional zum Quadrat der Ordnungszahl, sondern werden durch lineare Ausdrücke in der Ordnungszahl ergänzt. *Meizner.*

W. M. Nielson. Primary and secondary cosmic rays, showers and bursts. Journ. Franklin Inst. **226**, 601—622, 1938, Nr. 5. (Duke Univ. Durham.) Verf. gibt an Hand des zahlreichen vorliegenden Materials über die Absorptionskurve der Ultrastrahlung in großen Tiefen und der Sekundäreffekte eine zusammenhängende Darstellung der bisher erzielten Resultate. *Sittkus.*

Erich Goedecke. Beitrag zur Hydrographie der Helgoland umgebenden Gewässer. II. Die mittleren hydrographischen Verhältnisse bei den Helgoländer Terminstationen. Ann. d. Hydrogr. **67**, 224—234, 1939, Nr. 5. (Hamburg.) Auf Grund 10jähriger Beobachtungen an 4 festen Stationen um Helgoland (Terminstationen) werden nach Halbmonatsmittelwerten Jahresgang von Temperatur und Salzgehalt im Oberflächenwasser, in der Mittelschicht und in der Bodenschicht, die Jahresgänge der halbmonatlichen Änderungen und die Änderungen im thermohalinen Aufbau im Jahresverlauf untersucht. Dabei ergaben sich im Gegensatz zu einer früheren Verarbeitung der ersten Beobachtungsdaten nicht unwesentliche Unterschiede zwischen den einzelnen Stationen. Thermohaline Schichtung kommt im Helgoländer Konvergenzgebiet vorwiegend in Frühjahrs- und Sommermonaten vor. Der Einfluß besonderer Wetterlagen bringt es aber mit sich, daß zu allen Jahreszeiten Homothermie und Homohalinität oder thermohaline Schichtung auftreten. *Steinhausser.*

R. B. Montgomery. Ein Versuch, den vertikalen und seitlichen Austausch in der Tiefe der Sprungschicht im äquatorialen Atlantischen Ozean zu bestimmen. Ann. d. Hydrogr. **67**, 242—246, 1939, Nr. 5. (Inst. Meereskde. Berlin.) Im atlantisch-äquatorialen Gegenstrom findet sich in der $\sigma_t = 25.5$ -Fläche in etwa 100 m Tiefe, in der Tiefe der Sprungschicht, ein Kerngebiet maximalen Salzgehaltes, von dem ausgehend unter Annahme alleiniger Existenz von vertikaler Durchmischung als Maximalwert des vertikalen Austauschkoeffizienten $0,4 \text{ cm}^{-1} \text{ g sec}^{-1}$ berechnet wird, während unter Annahme alleiniger Existenz von seitlichen Durchmischungen für den seitlichen Austauschkoeffizienten sich ein Maximalwert von $4 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-1} \text{ g sec}^{-1}$ ergibt. Nach von Taylor für andere Gebiete bestimmten vertikalen Austauschkoeffizienten wird der tatsächliche vertikale Austauschkoeffizient in der Tiefe der Sprungschicht im äquatorialen Gegenstrom auf $0,04 \text{ cm}^{-1} \text{ g sec}^{-1}$ geschätzt, welcher Wert nicht viel größer ist als der molekulare Diffusionskoeffizient für Salz im Wasser $0,011 \text{ cm}^{-1} \text{ g sec}^{-1}$. Daraus wird geschlossen, daß der vertikale Austausch gegenüber dem seitlichen vernachlässigt werden kann und der seitliche Austauschkoeffizient seinem berechneten Maximalwert tatsächlich fast gleichkommt. *Steinhausser.*

Die Grenzen der Ozeane und ihrer Nebenmeere. (Amtlich.) Beihft zu Ann. d. Hydrogr. **67**, 1939, Nr. 11, 11 S.

Pierre Balavoine. Variation de la composition de l'eau du lac de Genève. C. R. Soc. de phys. Genève **56**, 36—38, 1939, Nr. 1. (Suppl. zu Arch. sc. phys. et nat. (5) **21**, 1939, März/April.)

Wolfgang Pichler. Der Almtümpel als Lebensstätte. Eine ökologische Studie. Bioklim. Beibl. **6**, 85—89, 1939, Nr. 2. (Wien.) *Dede.*

Léopold Escande. Sur l'écoulement entre piles de ponts. C. R. **208**, 1970—1972, 1939, Nr. 25. *Homann.*

Mengli Guirey Enikeff. Le transport de sels dissous par le Niger en 1938. C. R. **209**, 229—231, 1939, Nr. 4. *Dede.*

William W. Rubey. The force required to move particles on a stream bed. U. S. Dep. Interior, Geol. Survey, Professional Paper 189—E, 1938; auch Shorter contr. gen. geol. 1937, S. 121—141. Die Versuchsergebnisse von Gilbert zeigen, daß die Kraft, die notwendig ist, ein Teilchen in Bewegung zu setzen, nicht nur von der mittleren Strömungsgeschwindigkeit, sondern ebenfalls vom Produkt Tiefe \times Neigung abhängen, wobei große Teilchen mehr auf Änderungen der Geschwindigkeit, kleinere mehr auf Änderung jenes Produktes ansprechen. Die sog. „Bettschwindigkeit“ wird abhängig von mittlerer Geschwindigkeit, hydraulischem Radius und dem Reibungsbeiwert des Bettes ausgewertet, der von der Wandrauhigkeit oder der Größe der das Bett bildenden Teilchen abhängig ist. Aus der Reibung am Bett und der Bettschwindigkeit läßt sich die Dicke der laminaren Strömungsschicht direkt am Bettgrund abschätzen. Aus dieser Kenntnis ergibt sich, daß größere Teilchen bei bestimmten Bettschwindigkeiten in Bewegung gesetzt werden, jedoch unabhängig vom Geschwindigkeitsgradienten oder dem Produkt Tiefe \times Neigung. Damit folgt grober Sand dem Gesetz der sechsten Potenz, wogegen feineres Material wesentlich höhere Geschwindigkeiten erfordert, als nach diesem Gesetz nötig wäre. Das Gesetz der sechsten Potenz besagt bekanntlich, daß Gewicht oder Volumen des Teilchens proportional der sechsten Potenz der Geschwindigkeit ist. Die Abweichungen werden besonders bedeutend, wenn die Teilchen innerhalb der laminaren Grenzschicht liegen, wobei sich die Reibungskräfte für diesen Fall als Ursache für den Beginn der Teilchenbewegung ergeben. *Homann.*

R. B. Montgomery. Some relationships of vertical stability to salinity and oxygen extremes in the Atlantic. Gerlands Beitr. **54**, 194—202, 1939, Nr. 3. (Inst. Meeresk. Berlin.) In Konvergenzgebieten des Oberflächenwassers sinkt das Wasser an Flächen konstanter potentieller Dichte ab. Daher sind die Schichten potentieller Dichte, das sind Schichten zwischen 2 Flächen konstanter potentieller Dichte, die die Oberfläche in Konvergenzgebieten erreichen, dick, das heißt weniger stabil, in Divergenzgebieten aber dünn. Dies wird an den Stabilitätswerten der atlantischen Meteorexpedition untersucht. Mittlere Stabilitätskurven zeigen, daß Sauerstoffgehalt und Stabilität inverse Beziehung aufweisen. Das Minima des Sauerstoffgehaltes fallen mit relativen Extremen der Stabilität zusammen. Das bestätigt die Ansicht, daß in Schichten mit geringerer Stabilität die Wasserzufuhr von der Oberfläche her erfolgt. *Steinhauser.*

F. P. Shepard, R. Revell and R. S. Dietz. Ocean-bottom currents of the California coast. Science (N. S.) **89**, 488—489, 1939, Nr. 2317. (Scripps Inst. and Univ. Illinois.) Zahlreiche Geschwindigkeitsmessungen in 20 bis 125 cm Höhe über dem Meeresboden an verschiedenen Stellen in 42 bis 840 m Tiefe ergaben, daß die maximalen Geschwindigkeiten der Bodenströmung von derselben Größenordnung wie die Oberflächengeschwindigkeiten sind. Die gemessenen Geschwindigkeiten überschritten nicht den Betrag von 37 cm/sec. Es besteht keine Beziehung

zwischen maximalen Strömungsgeschwindigkeiten und der Topographie des Ozeangrundes. Geschwindigkeit und Richtung der Bodenströmung sind sehr variabel. Daraus folgt, daß es sich nicht um Gezeitenströmungen handeln kann. Die unregelmäßigen Bewegungsänderungen werden auf langsam bewegte Wirbel mit vertikaler Achse zurückgeführt. *Steinhausser.*

Gerhard Schott. Die äquatorialen Strömungen des westlichen Stillen Ozeans. Ann. d. Hydrogr. **67**, 247—257, 1939, Nr. 5. (Hamburg.) Für Nordwinter und Nordsummer wird in Karten das System der Meeresströmungen im Gebiet zwischen 15° N und 5° S und zwischen 125 und 160° E dargestellt und diskutiert. Der alljährlich mit außerordentlicher Regelmäßigkeit gleichartig ablaufende Jahresgang der Meeresströmung ermöglichte die Ableitung des Strömungssystems nach Einzelversetzungen aus verschiedenen Jahren. Der Nordäquatorialstrom ist im Nordwinter beträchtlich stärker als im Sommer. Es werden Überlegungen über die Entstehung des Gegenstromes und über den Einfluß des untermeerischen Reliefs auf das Strömungssystem angestellt. *Steinhausser.*

A. Defant. Das Druck- und Stromfeld in Stromsystemen und ihre Wechselbeziehungen zueinander. Nach C. G. Rossbys letzten Arbeiten, nebst einigen Bemerkungen hierzu. Ann. d. Hydrogr. **67**, 234—242, 1939, Nr. 5. (Inst. Meereskde. Berlin.) Die Ergebnisse der letzten Arbeiten von Rossby werden mitgeteilt und einer kritischen Betrachtung unterworfen. Die erste Arbeit behandelt den Fall, daß eine gerade parallele Strömung in einer gegebenen Breite umkreist, so daß stets völlige Symmetrie bezüglich der Erdachse herrscht und weist auf die Bedeutung der seitlichen Vermischungsprozesse hin. In einer weiteren Arbeit wird der Fall behandelt, daß ein vorgegebenes Windsystem über einen bestimmten Teil einer Ozeanoberfläche eine Strömung bestimmter Stärke hervorruft und unterhält, und wie die Anpassung des Massenfeldes zum vorgegebenen Stromfeld vor sich geht. Die Ergebnisse werden zunächst für homogenes und dann für zweifach geschichtetes Medium abgeleitet. Die Verlagerung des Stromes, die Verminderung der Stromstärke und die Stärke der an beiden Seiten entstehenden Gegenströme kann berechnet werden, ergibt jedoch für das geschichtete Medium kaum möglich erscheinende Resultate. Zum Schluß wird der Fall untersucht, daß ein Ozean aus einer homogenen Oberschicht und einer Unterschicht mit linearer Dichtezunahme bis zum Boden besteht; durch die Oberfläche tritt eine Druckstörung ein, und die dadurch hervorgerufenen Änderungen im System werden untersucht. *Homann.*

Koji Hidaka. Horizontal oscillations of bay water induced by tidal currents. Proc. Imp. Acad. Tokyo **14**, 377—380, 1939, Nr. 10. *Homann.*

Fr. Model. Der niedrige Wasserstand am 24. November 1938 an der deutschen Ostseeküste. Ann. d. Hydrogr. **67**, 221—224, 1939, Nr. 5. (Dt. Seewarte Hamburg.) *Dede.*

K. Kalle. Die Erscheinung eines leuchtenden „Strahlenkranzes“ an der Meeresoberfläche. Ann. d. Hydrogr. **67**, 22—23, 1939, Nr. 1. (Dt. Seewarte Hamburg.) Verf. beschreibt die im Sargasso-Meer bei ganz leichter See, hohem Sonnenstand und extrem klarem Wasser zu beobachtende Erscheinung eines leuchtenden Strahlenkranzes um den Schatten des Beobachters und gibt eine photographische Aufnahme dieser Erscheinung wieder. Das Zustandekommen der Erscheinung erklärt er damit, daß bei wellenförmiger bzw. schwach linsenförmiger Oberfläche des Meeres bei leichter See die Sonnenstrahlen zu 1 bis 2 m im Durchmesser messenden, schwach konvergierenden, Strahlenbüschel vereinigt werden, die scheinwerferartig ins Meer hinabdringen und wegen der ständigen Bewegung der

Meeresoberfläche zueinander geneigt sich überschneiden und dadurch die starke Leuchtkraft im Mittelpunkt des Strahlenkranzes bewirken. *Steinhauser.*

P. L. Mercanton. Bemerkungen zu dem Aufsatz von K. Kalle: Strahlenkranz an der Meeresoberfläche. Ebenda S. 271—272, Nr. 5. (Meteorol. Zentralanst. Zürich.) Verf. weist darauf hin, daß bereits 1874 Forel eine Beschreibung und ähnliche Erklärung wie Kalle für die Erscheinung des Strahlenkranzes an der Meeresoberfläche gegeben hat. *Steinhauser.*

Burt Richardson. Photoelektrische Bestimmungen der Eindringungstiefe von Licht in Seewasser und photoelektrische Messungen des Absorptionskoeffizienten an Seewasserproben im Laboratorium. Proc. Pacific Sci. Congr., 5th Congr. 3, 2083—2084, 1934. (La Jolla, Cal., USA, Univ., Scripps Inst. Oceanogr.) Verf. bestimmte an der kalifornischen Küste mittels Photozelle, die im Gebiet von 2900—4800 Å anspricht, die Eindringungstiefe von Tageslicht im Seewasser. 21 % des auffallenden Lichtes werden in einer Schichtdicke von 0,5 cm absorbiert, etwa 50 % im ersten Meter, etwa 88 % in den weiteren 9 m und nahezu 98 % in 50 m Tiefe. Die an Seewasserproben aus derselben Gegend durchgeführten Messungen der Absorptionskoeffizienten ergaben, daß die dem sichtbaren Gebiet benachbarten Wellenlängen viel tiefer einzudringen vermögen als blaues oder rotes Licht. **Leichter.*

H. Wattenberg. Die Entstehung der sauerstoffarmen Zwischenschicht im Ozean. Ann. d. Hydrogr. 67, 257—266, 1939, Nr. 5. (Inst. Meereskde. Kiel.)

Kurt Kalle. Einige Verbesserungen zur Bestimmung des gelösten Sauerstoffs im Meerwasser. Ann. d. Hydrogr. 67, 267—269, 1939, Nr. 5. (Dt. Seewarte Hamburg.)

Otto Pratz. Die Sedimentation in der südlichen Ostsee. Ann. d. Hydrogr. 67, 209—221, 1939, Nr. 5. (Dt. Seewarte Hamburg.)

Vladimir Frolow. Sur les eaux souterraines du Hauran (Syrie). C. R. 208, 1924—1926, 1939, Nr. 24. *Dede.*

Koji Hidaka. Free oscillation of water in an oval basin. Proc. Imp. Acad. Tokyo 14, 381—383, 1939, Nr. 10. *Homann.*

N. A. Critikos. Die Schlinger der Meermühlen von Argostoli. S.-A. Geogr. Anz. 1939, S. 178—181, Nr. 8. Auf der griechischen Insel Kephallonia im Ionischen Meer dringt bis zu einer Entfernung von etwa 50 Schritt von der Küste das Meerwasser durch die stark zerklüftete Oberfläche in das Erdinnere. An zwei Wassermühlen, welche die Strömungsenergie ausnutzen, konnte eine Strömung von etwa 1,7 cm³/sec ermittelt werden. Bei unterbrochenem Zufluß sinkt der Wasserspiegel um 1,5 m gegenüber dem Meeresspiegel. Nach Erörterung früherer Erklärungsversuche wird vom Verfasser hier als Ursache eine Störung der Schwerkraft diskutiert, obgleich hierbei ein Widerspruch zu physikalischen Grundgesetzen auftritt. Es wäre sehr zu begrüßen, wenn durch Schweremessungen und durch Anwendung anderer geophysikalischer Aufschlußverfahren die physikalischen Verhältnisse dieses Strömungsvorganges experimentell sicher begründet werden könnten. *Schmerwitz.*

Mengli Enikeff. La salinité des eaux souterraines de la partie ouest du delta intérieur du Niger. C. R. 208, 2094—2097, 1939, Nr. 26. Aus der Verteilung der in zahlreichen Brunnen gemessenen elektrischen Widerstände und aus Bestimmungen des Gehaltes der unterirdischen Gewässer an gelösten Salzen wird geschlossen, daß der Niger die Speisung der unterirdischen

Gewässer im untersuchten Deltagebiet besorgt und daß der Abfluß des infiltrierten Wassers in bevorzugten Bahnen (unter Abnahme des elektrischen Widerstandes) gegen Norden erfolgt. Es werden auch einige Wasseranalysen mitgeteilt. *Steinhausner*.

Meteorologisches Taschenbuch. IV. Ausgabe. Unter Mitarbeit von **F. Baur** und **H. Philipps**, herausgegeben von **F. Linke**. Mit 10 Abb. im Text. XII und 286 S. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft, 1939. Geb. RM 17.60; brosch. RM 15.80. Die Ausgabe IV des Meteorologischen Taschenbuches umfaßt nach Möglichkeit alles, was der rechnende Meteorologe an mathematischem, physikalischem und tabellarischem Rüstzeug braucht. Auch einige astronomische, geodätische, geophysikalische, chemische und technische Konstanten und Tabellen sind aufgenommen, die der deutsche Meteorologe bisher gewöhnlich in Kohlrauschs „Praktischer Physik“ aufzusuchen pflegte (aus dem Vorwort des Herausgebers). Inhalt: Meteorologische Formelzeichen (2 S.), mathematische Formelsammlung für Meteorologen (20 S.), Zeichen und Formeln der Vektorrechnung (9 S.), rechnerische und mathematisch-statistische Hilfsmittel des Meteorologen (65 S.), Konstanten und Tabellen (185 S.). Der Tabellenteil umfaßt außer einem Teil erstmalig aufgenommener hauptsächlich die revidierten Tabellen der Ausgaben I und II (152 Tabellen). *H. Israël.*

Miguel Simonoff. Coordinacion de los principios de la meteorologia. Publ. La Plata 5, Nr. 2, 24 S., 1938. *H. Israël.*

R. Bureau, M. Douguet et Ph. Wehrlé. Radiosondages dans les mers australes. C. R. 208, 1419—1420, 1939, Nr. 18. Auf einer Kreuzfahrt im Indischen Ozean im Februar-März 1939 wurden eine Reihe von Radiosondenaufstiegen gewonnen, deren Ergebnisse kurz besprochen werden. Im ganzen gesehen nimmt die Höhe der Stratosphärengrenze bei gleichzeitiger Abnahme der Temperatur mit abnehmender Breite zu. Auffallend ist, daß auf der Kerguelen-Insel (48 bis 50° südlicher Breite) die Stratosphärengrenze nie über 10 km hoch lag (14 Aufstiege an verschiedenen Tagen; Minimalhöhe 5,3 km). Im Vergleich zu Paris, das etwa auf gleicher (nördlicher) Breite liegt und Grenzhöhen bis zu 14 km bei selten vorkommenden Werten unter 8 km aufweist, ist dies sehr auffallend und läßt vermuten, daß die südliche Polarfront sich weiter zu geringen Breiten erstreckt, als die nördliche Polarfront. *H. Israël.*

H. Philipps. Die Hauptprobleme der theoretischen Meteorologie. (Zusammenfassender Bericht.) Naturwissensch. 27, 427—432, 442—450, 1939, Nr. 25 u. 26. (Bad Homburg v. d. H.) Nach einer einleitenden Abgrenzung der atmosphärischen Dynamik gegen klassische, moderne und physikalische Hydrodynamik werden die Schwierigkeiten der vollständigen Lösung des Gleichungssystems der theoretischen Meteorologie erörtert. Wenn die praktischen Probleme des Wetters einer Lösung zugeführt werden sollen, muß die theoretische Meteorologie über die bisherigen Grundlagen für die Untersuchung der Dynamik der Atmosphäre hinauskommen. In einem zusammenfassenden Überblick stellt dann Verf. die wichtigsten Probleme der atmosphärischen Statik und Thermodynamik und die Probleme der atmosphärischen Dynamik dar. Bei Behandlung jener dynamischen Probleme, die unmittelbar mit den Wettervorgängen zusammenhängen, kommt es wesentlich auf die Abweichungen vom geostrophischen Wind an. Bei Ausnutzung der Bewegungsgleichungen unter Berücksichtigung des Beobachtungsmaterials bereitet aber die mangelhafte Kenntnis der wahren Windverteilung Schwierigkeiten, die durch Einführung anderer Beobachtungsgrößen an Stelle der Abweichungen vom geostrophischen Wind umgangen werden können. Verf. führt daher eine Integration als Funktion des der Beobachtung besser zugänglichen

Druckfeldes ein, die als Lösung für die wahre Windgeschwindigkeit und für die Abweichungen vom geostrophischen Wind eine unendliche Reihe nach den individuellen zeitlichen Ableitungen des Druckgradienten liefert, die im allgemeinen rasch konvergiert und in erster Annäherung zu einfachen Formeln führt. Es gelingt dem Verf. auch, die Berechnung der Vertikalgeschwindigkeit auf beobachtbare Größen des dreidimensionalen Druckfeldes zurückzuführen und damit auch die Bestimmung des Druckäquivalentes der advektiven Massenänderung oberhalb einer bestimmten Höhe. Auch die Berechnung der für die Ermittlung der ebenfalls nicht direkt meßbaren Größe der Wärmezufuhr wesentlichen Größen läßt sich damit auf die Ausnutzung des beobachtbaren Druckfeldes zurückführen. Die Grundlage für die Auswertung der entwickelten Gleichungen müssen Karten der Gradientenkomponenten des geostrophischen Windes in verschiedenen Niveaus bilden. In Abbildungen werden die mit den Beobachtungen in Übereinstimmung stehenden Ergebnisse der theoretischen Untersuchungen über den Druckverlauf am Boden und in der Höhe während einer Zyklogenese veranschaulicht. Die Berechnung der Verteilung der Vertikalgeschwindigkeiten in den unteren Schichten einer Zyklone liefert als theoretische Folgerung die bekannten Erscheinungen des Vorder- und Rückseitenwetters. Diese Ergebnisse folgen ohne eine Annahme über Diskontinuitäten, woraus zu schließen ist, daß den Fronten nur die Rolle einer Begleiterscheinung, nicht aber die einer auslösenden Ursache zukommt. *F. Steinhäuser.*

N. K. Sur. Latent instability in the atmosphere and its consequences. Proc. Nat. Inst. Sci. India 5, 107—114, 1939, Nr. 1. (Met. Office Poona.) Nach Aufstiegen in Agra, Poona und Hyderabad kommt latente Instabilität meist in Verbindung mit Einbrüchen ozeanischer Luft tropischen oder äquatorialen Ursprungs unter kontinentale Luft vor. Sie findet sich in Poona und Hyderabad meist von Juli bis September, in Agra in der Monsun-, Vor- und Nachmonsunzeit, sehr häufig von März bis Juni, in Bengal im April und Mai. Die Sturmzyklonen, die sich in der Vor- und Nachmonsunzeit im Indischen Meer im Grenzbereich zwischen kontinentaler und ozeanischer Luft entwickeln, sind auch mit latenter Instabilität verbunden. Das wird an einigen Beispielen gezeigt. Latente Instabilität ist nicht nur ein wertvolles Kriterium für die Voraussage von Gewittern und Staubstürmen, sondern auch für die Beurteilung der Niederschlagsgebiete an den Zyklonenbahnen zu allen Jahreszeiten. *Steinhäuser.*

H. Regula. Geschwindigkeitsverteilung in Warm- und Kaltluftströmungen über See. Ann. d. Hydrogr. 67, 310—315, 1939, Nr. 6. (Deutsche Seewarte, Hamburg.) Aus Doppelvisierungen wird festgestellt, daß die Windgeschwindigkeit bei Warmluft über dem Meer in den untersten 300 m mit der Höhe stark zunimmt, bei Kaltluft aber sich nicht viel mit der Höhe ändert. Bei Kaltluft erfolgt bei schwachem Wind in den untersten 50 m noch eine Zunahme, bei mittleren Geschwindigkeiten von 5—10 m/sec keine Änderung und bei größeren Geschwindigkeiten aber sogar eine Abnahme bis 50 m Höhe. Die systematischen Unterschiede der vertikalen Änderung der Windgeschwindigkeit bei Warm- oder Kaltluft wirken sich auch bei Feststellung der Beziehung der aus dem Zustand der Meeresoberfläche geschätzten Windstärken zu den auf der Mastspitze in 40 m Höhe gemessenen Windgeschwindigkeiten in dem Sinne aus, daß bei Warmluft durchschnittlich 2 m/sec höhere Geschwindigkeit gemessen wird, als den Schätzungen an der Oberfläche entspricht. Die Beziehung der nach der Petersen-Skala geschätzten Windstärken zu den gemessenen Werten stimmt mit den international festgesetzten Werten gut überein, während die bei der „Meteor“-Expedition nach anderer Skala erfolgten Schätzungen davon abweichen. Bei Warmluft ist an der Oberfläche die Windgeschwindigkeit ungefähr die Hälfte der in 200 m Höhe herrschenden Gra-

dientwindgeschwindigkeit, während bei Kaltluft die Gradientwindgeschwindigkeit schon am Boden herrscht. Die Unterschiede werden aus Einflüssen der Reibung erklärt.

Steinhauser.

Richard Becker. Die Häufigkeit der Windstillen und schwachen veränderlichen Winde auf den Ozeanen. Ann. d. Hydrogr. **67**, 315—316, 1939, Nr. 6. (Deutsche Seewarte, Hamburg.) Die Verteilung der Stillenhäufigkeit auf den Meeren wird für Januar und Juli in zwei Karten gezeigt und besprochen.

Steinhauser.

W. Immler. Luvwinkelberechnungen bei sich ändernden Winden. Ann. d. Hydrogr. **67**, 343—346, 1939, Nr. 6. (Berlin.) Unter Annahme einer mit der Höhe linearen Winddrehung und einer vertikalen Änderung der Windgeschwindigkeit nach dem logarithmischen Gesetz werden für ein aufsteigendes Flugzeug die Änderungen des Luvwinkels berechnet. Wenn Windmessungen aus verschiedenen Höhenstufen vorliegen, ist am verlässlichsten die Benutzung des Windpunktogrammes und die Einzeichnung der „Windlinie“.

Steinhauser.

József Száva-Kováts. Die Frage des europäischen Monsuns. Meteorol. ZS. **56**, 149—152, 1939, Nr. 4. (Budapest.) Verf. vertritt die Ansicht, daß das von V. Conrad aufgestellte Gleichsinnigkeitskriterium zur Beurteilung der Monsungebiete nicht vollkommen ausreichend ist, da in bestimmten Gebieten der jährliche Gang der entscheidenden meteorologischen Elemente außer vom Monsun auch durch andere Faktoren beeinflußt sein kann, wodurch der reine Monsuneinfluß zum Teil überdeckt würde. An Jahresgängen der relativen Feuchtigkeit wird die in verschiedenen Gebieten mehr oder minder zur Geltung kommende Monsunwirkung gezeigt. Nach dem Jahresgang der relativen Feuchtigkeit werden auf einer Karte von Eurasien die Monsungebiete (Sommermaximum der Feuchtigkeit), die Gebiete mit abgeschwächter Monsunwirkung (sekundäres Sommermaximum der Feuchtigkeit) und die monsunfreien Gebiete (Sommerminimum der Feuchtigkeit) abgegrenzt. Danach gehört das Küstengebiet von Norwegen zu den eigentlichen Monsungebieten, die Nordwesthälfte von Europa aber zum Gebiet mit abgeschwächter Monsunwirkung, so daß also die Bezeichnung „europäischer Monsun“ Berechtigung hätte.

Steinhauser.

Chr. Hoffrogge. Experimentelle Untersuchungen der bodennahen Luftströmungen am Hang und im ebenen Gelände. ZS. f. Geophys. **15**, 184—213, 1939, Nr. 3/4. (Geophys. Inst. Göttingen.) Die verwendete Apparatur bestand aus Widerstandsthermometern in 14, 53 und 100 cm Höhe und Hitzdrahtanemometern in 32 und 77 cm Höhe mit optischer Registrierung. Nach damit angestellten Feldmessungen wurden für die kritische Richardson'sche Zahl, die nach theoretischen und Laboratoriumsuntersuchungen $1/24$ ist, für die bodennahe Luftströmung im Freien Werte von nahezu $1/2$ bestimmt (Wirkung der Bodenrauigkeit). Die Berechnung des Austausches in Bodennähe bei stabiler Schichtung ergab fast gleiche Werte für den thermischen und für den dynamischen Austausch. Nach Temperaturregistrierungen in 13, 36 und 63 cm über dem Boden und Windregistrierungen aus 18 und 52 cm Höhe wurde der Kaltluftfluß über einem Hang in Strahlungsächten untersucht. Dabei wird nach dem Einfluß der Bodenrauigkeit zwischen dem Kaltluftfluß über Schnee und dem Fluß über Grasland unterschieden. Da sich verhältnismäßig gute Übereinstimmungen mit den von Schmidt und Ghatage angestellten Modellversuchen für Kaltlufteinbrüche gezeigt hat, wird auf Grund der Froudschen Modellregel eine Ähnlichkeitsbetrachtung mit makrometeorologischen Kaltlufteinbrüchen versucht. Die energetische Ähnlichkeit ergibt sich dabei aus der Analogie der durch Feucht-

labilität den großen Kaltlufteinbrüchen zugeführten Energie zur Energie der Lage des Kaltlufttropfens.
Steinhauser.

J. S. Farquharson. The diurnal variation of wind over tropical Africa. *Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc.* **65**, 165—183, 1939, Nr. 280. Im Sudan ist die Windgeschwindigkeit am Morgen größer als am Nachmittag, und zwar sowohl am Boden wie auch in der Höhe. Die Beziehung des Bodenwindes zu dem in 2000 bis 3000 Fuß Höhe ist ähnlich wie in anderen Teilen der Erde. Die Erklärung des Tagesganges der Windgeschwindigkeit wird in einer Abnahme des Druckgradienten vom Morgen bis zum Mittag gefunden, die am größten in 1 km Höhe ist und auf einen entsprechenden Tagesgang der Temperatur und der horizontalen Temperaturgradienten zurückgeführt wird. Die tägliche Variation des Druckgradienten und des Windes betrifft ein weites Gebiet des tropischen Afrika von 20° N bis 20° S. Die tägliche Variation der Temperaturgradienten kommt dadurch zustande, daß am thermischen Äquator in der Schicht des geostrophischen Windes die mittägige Temperaturzunahme geringer ist als im Gebiet nördlich und südlich davon, weil im Gebiet des thermischen Äquators der Heizungseffekt der Sonnenstrahlung sich über dickere Atmosphärenschichten erstreckt als in den anderen Gebieten.
Steinhauser.

H. Gräfe. Über Zusammenhänge zwischen Bodenwind, Luftdruckverteilung und vertikaler Temperaturschichtung in großen Räumen der Äquatorzone des Atlantischen Ozeans. *Ann. d. Hydrogr.* **67**, 303—310, 1939, Nr. 6. (Deutsche Seewarte, Hamburg.) Die nach der Guldberg-Mohnschen Gleichung aus den Druckdifferenzen zwischen den Endpunkten der Transozeanflugstrecke Bathurst—Fernando Noronha (13° N bis 5° S) berechneten mittleren Windgeschwindigkeiten in Nähe der Meeresfläche stimmen mit den nach stündlichen Schätzungen aus Beobachtungen der durch den Wind verursachten Oberflächengestaltung des Wassers ermittelten Windgeschwindigkeiten im allgemeinen gut überein. Größere Abweichungen lassen sich in der Hauptsache durch Fehlschätzungen des Windes, wenn die Meeresoberfläche durch Fallböen zu sehr aufgepeitscht wird, und durch lokale Beeinflussung der Druckwerte und der Windgeschwindigkeit bei Warmluft einbrüchen aus dem afrikanischen Kontinent erklären.
Steinhauser.

D. S. Subrahmanyam. A new theory of lapse rate. *Indian Journ. of Phys.* **13**, 43—55, 1939, Nr. 1. (A. C. Coll. Guntur.) Unter der Annahme kleiner vertikaler Verschiebungen einer ganzen Luftschicht (ähnlich den Vorgängen bei langen Gravitationswellen), bei denen das Volumen nicht geändert wird und der Druck nach den horizontalen Richtungen gleich bleibt, wird aus der Druckänderung in der Vertikalen und der dieser entsprechenden Änderung der kinetischen Energie bei Gleichgewichtslage als vertikaler Temperaturgradient der Betrag von 6,836° C/km berechnet. Dieser Wert entspricht den tatsächlichen vertikalen Temperaturgradienten in der Troposphäre oberhalb 3 km Höhe, womit dessen Zustandekommen erklärt erscheint. Eine kontinuierliche Vertikalbewegung der Luft denkt sich der Verf. in ständige Folgen von zwei Schritten zerlegt, wobei auf eine kleine Vertikalverschiebung im obigen Sinne ein horizontaler Ausgleich im Volumen so langsam erfolgen soll, daß er als isotherm anzunehmen ist. Aus der Übereinstimmung der mittleren vertikalen Temperaturgradienten mit den berechneten in der freien Atmosphäre zwischen 3 km Höhe und Tropopause wird geschlossen, daß diese sich im Gleichgewicht für Massenverschiebungen im Sinne der geschilderten „kumulativen“ Konvektion befindet. Die aufsteigende Bewegung in Zyklonen und das Absinken in Antizyklonen wird auf Druckgradienten in vertikaler Richtung

zurückgeführt. Damit ist das Zustandekommen dieser Bewegungen bei nicht-adiabatischen Gradienten erklärt. Die Temperaturgradienten sind in Zyklonen größer und in Antizyklonen kleiner, als dem Gradienten des kumulativen Gleichgewichtes entspricht. *Steinhausser.*

Gerhard Castens. Tropische Temperaturhäufigkeits-Klimatologie. Deutsch-Ostafrika: Daressalam, Tabora, Tandala. Ann. d. Hydrogr. **67**, 337—343, 1939, Nr. 6. (Deutsche Seewarte, Hamburg.) Gegenüber der in den Tropen wegen der geringen Veränderlichkeit sehr eintönigen Mittelwertsklimatologie empfiehlt der Verf. die die wirklichen Verhältnisse klarer zur Geltung bringende Häufigkeitsklimatologie und wendet diese auf die täglichen Temperaturextreme von Daressalam an der Küste, Tabora in 1200 m Höhe auf der Hochebene und der Bergstation Tandala (2000 m) an. Letztere Station kann als Sommerfrische der Tropen gelten. In bezug auf die nächtliche Abkühlung ist wegen seiner großen Häufigkeit von Temperaturminima von 20° und mehr (an 74 % aller Tage im Jahr) das Küstengebiet am ungünstigsten. Als erschwerend wirkt noch die lange Folge von heißen Nächten. *Steinhausser.*

Soubhi Mazloum. La composante annuelle de la température en Syrie et au Liban. C. R. **208**, 1921—1924, 1939, Nr. 24. Die Monatsmittel der Temperaturmessungen in Syrien, im Libanon und in den Nachbarländern wurden einer Analyse unterworfen. Die Jahreskomponente der Temperatur zeigt von Jahr zu Jahr geringe Phasenabweichungen und eine kontinuierliche Änderung von Station zu Station. Das Studium der Isophasenmittel läßt deutlich einen dreifachen Einfluß erkennen, nämlich den der Wüste, des Gebirges und des Mitteländischen Meeres. Mit Hilfe der Isophasen, die als ein geschlossenes Netz von Linien das Innere Syriens einschließen, kann man die einzelnen Gebiete in dieser Hinsicht abgrenzen. Die Umrise der Isophasen können vielleicht durch die Landschaft und die Windrichtungen erklärt werden. Für Regen gelten dieselben Verhältnisse, wie bereits in einer früheren Arbeit gezeigt wurde. *Krestan.*

Alfred Roschkott. Ein Beitrag zum Studium der Singularitäten. 1. Mitteilung. Meteorol. ZS. **56**, 181—185, 1939, Nr. 5. (Wien.) Durch Gegenüberstellung der Jahresgänge der Temperatur von Wien nach 30jährigen Mittelwerten von 1875/1904 gegen 1905/1934 wird die zeitliche Verschiebung einzelner singulärer Punkte im Temperaturverlauf gezeigt. Nach 160jährigen Beobachtungen finden sich im Gang der Häufigkeiten der Temperaturrückgänge gegenüber dem jeweiligen Vortag im Juni 6 singuläre Punkte. Bei Unterteilung der ganzen Reihe nach 80-, 40- bzw. 20jährigen und bei Bildung von übergreifenden Mitteln zeigen sich Verschiebungen im Datum dieser singulären Punkte, die aber ebenso wie die Änderungen in ihrer Verteilung keine Gesetzmäßigkeiten erkennen lassen. Auch in den Reihen der Niederschlagstage im Juni finden sich 6 Singularitäten, die ähnliche zeitliche Verlagerungen zeigen. *Steinhausser.*

Alfred Roschkott. Dasselbe. 2. Mitt. Ebenda S. 226—230, 1939, Nr. 6. Häufigkeitsauszählungen der Dauer der Kältewellen in den Monaten Mai bis Juli in Wien zeigten, daß der Juni gegenüber den Nachbarmonaten nicht verschieden war und daß ungefähr die Hälfte aller Kältewellen nicht länger als drei Tage dauern. Durch Zusammenfassung von Jahren mit charakteristischen Kaltlufteinbrüchen an Tagen von singulären Punkten wird gezeigt, daß die in der Mittelwertbildung aus allen Jahren gefundenen Singularitäten keinen innerlichen Zusammenhang haben. Eine tabellarische Zusammenstellung der Abweichungen der Pentadenmittel der Temperatur von Wien in den Monaten Mai bis August in den einzelnen Jahren 1875 bis 1938 von den Normalwerten zeigt die merkwürdige Erscheinung, daß die

Pentaden mit negativen Abweichungen diagonal die ganze Tabelle hindurch in dem Sinne sich aneinanderreihen, daß auf eine unternormale Pentade eines Jahres im Folgejahr die folgende Pentade unternormal war. Schwächer ausgebildet zeigt sich gleichzeitig auch eine diagonale Anordnung im Sinne einer Verfrühung negativer Pentadenabweichungen im Folgejahr. *Steinhauser.*

Gerhard Schindler. Eine bemerkenswerte Singularität. Meteorol. ZS. 56, 241, 1939, Nr. 6. (Podersam, Sudetengau.) Verf. weist darauf hin, daß in langjährigen Beobachtungsreihen der 11. Februar sehr häufig der kälteste Monatstag war. *Steinhauser.*

V. Sivaramakrishna Iyer. The advance monsoon in the west coast. Current Science 8, 258, 1939, Nr. 6. (Meteorol. Off. Trivandrum.) Zwischen der Gewitterzeit im April mit einem Regenmaximum am Nachmittag und dem Beginn des Südwestmonsuns ist in Travancore in Südindien eine Übergangszeit eingeschoben, in der ausgebreitete Gewitter mit ergiebigen, unabhängig von der Tageszeit fallenden Regenfällen auftreten. Die Wettererscheinungen in der heurigen Übergangszeit, in der heftige Gewitter durch den Einbruch feuchter Monsunluft in trockenere tropische Luft ausgelöst wurden, werden beschrieben. *Steinhauser.*

P. Raethjen. Advektive und konvektive, stationäre und gegenläufige Druckänderungen. Meteorol. ZS. 56, 133—142, 1939, Nr. 4. Berichtigung ebenda S. 288, Nr. 7. (Hamburg.) Verf. untersucht unter der Annahme eines hohen Druckausgleichsniveaus in 30 km Höhe den Zusammenhang der Druckänderungen am Boden mit den Temperaturänderungen in der Troposphäre und Stratosphäre. Es wird gezeigt, daß für eine advektive Vertiefung einer Zyklone die Gegenläufigkeit der Advektionsströme in Troposphäre und Stratosphäre und die Gegenläufigkeit des horizontalen Temperaturgefälles in Troposphäre und Stratosphäre notwendig sind. Auch auf konvektive Art, das heißt durch großräumige mittlere Vertikalbewegungen, ist eine Vertiefung der Zyklonen nur möglich, wenn über der aufwärts gerichteten troposphärischen Vertikalbewegung die stratosphärischen Luftmassen absinken. Damit wird auch der Palmensche Tropopausentrichter in Zusammenhang gebracht. Das Zusammenwirken advektiver und konvektiver Druckänderungen wird im Zusammenhang mit den Müggesehen Wettertypen, der Kompensation, der allgemeinen Zirkulation und der Divergenztheorie diskutiert. *Steinhauser.*

M. Rodewald. Hoch- und Tiefzeiten im Jahreslauf. Ann. d. Hydrogr. 67, 346—350, 1939, Nr. 6. (Deutsche Seewarte, Hamburg.) Nach einer Arbeit von G. Richter werden in einer Tabelle die Daten zusammengestellt, an denen die Neigung zu Depressionen überwiegt (Tiefzeiten) und die, an denen die Hochdruckneigung stärker ist (Hochzeiten). Unter Berücksichtigung dieser Tief- bzw. Hochzeiten in Abweichungen des Luftdruckes vom Mittelwert wird eine schematische Luftdruckkurve gezeichnet (als Beispiel für die Zeit vom 13. September bis 9. November) und gezeigt, daß in den letzten 6 Jahren die wirklichen Luftdruckkurven von Hamburg und München und die Mittelkurve aus beiden (zum Teil erst nach Verschiebungen von 2 bis 3 Tagen) mit der schematischen Mittelkurve ziemlich gut übereinstimmen. Wenn wegen der zeitlichen Verschiebungen der Singularitäten und ihrer wechselnden Intensität diese schematische Mittelkurve auch nicht direkt zu Wettervorhersagen benutzt werden kann, so weist sie doch den Prognostiker darauf hin, zur Zeit auf Anzeichen in der Wetterkarte besonders zu achten, die eine Umgestaltung der Großwetterlage im Sinne einer fälligen Tiefzeit oder Hochzeit in Aussicht stellen. *Steinhauser.*

G. Pogade. Über die interdiurne Veränderlichkeit der Höhenschwankungen der einzelnen Hauptisobarenflächen. Ann. d. Hydrogr. **67**, 277—281, 1939, Nr. 5. (Hamburg.) Zur Erklärung dafür, welche Vorteile die Betrachtung der Höhenschwankung bestimmter Druckniveaus gegenüber der Betrachtung von Druckschwankungen in bestimmten Höhen hat, weist der Verf. darauf hin, daß der Abstand zwischen zwei Hauptisobarenflächen nur von der virtuellen Mitteltemperatur der dazwischenliegenden Schicht abhängt, die Druckänderungen in zwei Niveaus aber noch dazu auch vom Druck selbst und ferner, daß einem bestimmten Gefälle einer Druckfläche in allen Höhen immer ein bestimmter Gradientwind entspricht, während bei gleichem Druckgefälle in der Horizontalen der Gradientwind auch von der Höhe, also vom Druck selbst abhängt. Nach Aufstiegen aus Soesterberg ergibt sich, daß die interdiurne Veränderlichkeit der Höhen der Hauptisobarenflächen von 1000 zu 900 mb etwas abnimmt, darüber aber mit der Höhe zunimmt und im Herbst und Winter am größten (43,3 gdm bei 1000 mb, 69,3 gdm bei 500 mb) und im Sommer am kleinsten (31,7 gdm bei 1000 mb und 53,2 gdm bei 500 mb) ist. Aus der Übereinstimmung der prozentualen Höhenverteilung der i. V. der Höhen der Hauptisobarenflächen oberhalb 900 mb mit der Höhenverteilung, die aus der in der Troposphäre in allen Höhen konstant gefundenen i. V. des Druckes berechnet wird, wird geschlossen, daß der Gradientwind im Mittel mit der Höhe annähernd logarithmisch zunimmt. Die Übereinstimmung mit der prozentualen Höhenverteilung der reziproken Dichtewerte besagt, daß in der Troposphäre im Mittel in allen Schichten der Massentransport konstant ist. Die Abnahme der i. V. der Höhen der Hauptisobarenflächen von 1000 auf 900 mb wird mit Kompensationserscheinungen in Zusammenhang gebracht, die bewirken, daß das Vorzeichen der Änderungen häufig innerhalb der untersten 5 km-Schicht wechselt. *Steinhausser.*

G. Pogade. Die Umgestaltung der Großwetterlage während der letzten Aprildekade 1939. Ann. d. Hydrogr. **67**, 316—319, 1939, Nr. 6. (Deutsche Seewarte, Hamburg.) Die zur Änderung der Großwetterlage führende Umgestaltung des Höhendruckfeldes konnte bereits am 25. April aus nordwesteuropäischen Höhenaufstiegen erkannt werden. Sie war bedingt durch einen Warmluftvorstoß zwischen einem Labradortief und einem Hoch nordnordwestlich der Azoren und durch einen Kaltluftvorstoß aus dem Gebiet der Bäreninsel gegen die Nordsee hin. Aus der Bodenwetterkarte allein wäre diese Umgestaltung der Großwetterlage nicht vorauszusehen gewesen. *Steinhausser.*

A. Schmauß. Zur Deutung der Klimaschwankungen. Sitzungsber. Bayer. Akad. 1938, S. 1—6, Nr. 1. (München.) Am Beispiel der Veränderlichkeit der Temperatur, ausgehend von den Änderungen in Sekunden über die in Minuten, Stunden, Monaten zu Jahrzehnten, führt der Verfasser ein Bild der verschiedenen Arten der Wetteränderungen von Mikrotemperaturschwankungen bis zur Steigerungsstufe der Klimaschwankungen vor, die durchaus nicht die Annahme außerterrestrischer Eingriffe notwendig machen, sondern sich als Zufallsergebnisse von Nachwirkungen der Änderungen unseres Wetters ergeben können, die aus der durch eigene Zuständigkeit der Atmosphäre erfolgten Verteilung und Verwertung der von der Sonne erhaltenen Energie folgen. *Steinhausser.*

Christ. Predescu. Insolation et nébulosité à Cluj. 18 S. Cluj (Roum), Tipografia Nationala Soc. Anonima, 1938. Mittelwerte, Jahres- und Tagesgänge und Summenwerte der Sonnenscheindauer in Cluj (Rumänien) nach Autographenregistrierungen und Bewölkungsverhältnisse nach Terminbeobachtungen (8, 14, 20 Uhr) für den 10 jährigen Zeitraum 1926—36. *H. Israël.*

R. Scherhag. Die gegenwärtige Milderung der Winter und ihre Ursachen. Ann. d. Hydrogr. **67**, 292—303, 1939, Nr. 6. (Reichsamt f. Wetterdienst, Berlin.) Es wird die Änderung des Winterklimas in Europa und der offene Zusammenhang mit solaren und geophysikalischen Vorgängen besprochen. Untersuchungen über die mittleren Temperaturen der letzten Jahrzehnte lassen einen deutlichen Temperaturanstieg erkennen. Die Temperaturerhöhung der Meeresoberfläche längs der amerikanischen Küste beträgt in den letzten 20 Jahren $0,5^{\circ}$, im Bereich des Labradorstromes mehr als 1° , in den Tropen in den letzten 50 Jahren etwa $0,3^{\circ}$, in Nordamerika und in Mitteleuropa im letzten Jahrzehnt ungefähr 1° . Die Temperaturerhöhung läßt sich bei sämtlichen Monaten nachweisen, ist jedoch in den Übergangsmonaten am geringsten. — Der Zeitraum zwischen strengen Wintern und ebenso zwischen milden Wintern beträgt ungefähr 90 Jahre. Dieselbe Zeitspanne liegt auch zwischen den langperiodischen Sonnenfleckenmaxima und zwischen den Sonnenfleckenminima. Es zeigt sich, daß 10 bis 20 Jahre nach dem langperiodischen Sonnenfleckenmaximum die europäischen Winter sehr kalt und ebenso viele Jahre nach dem Sonnenfleckenminimum sehr warm waren. Die Milderung der Winter setzte zuerst in Zentraleuropa ein, ging erst später auf den Norden und Süden über und ergriff dann bis auf kleine Ausnahmen fast die ganze Erde. Mit der Höhe nimmt die Verspätung der Milderung der Winter zu. Mit der Sonnenflecken-tätigkeit hängt eine Schwankung der atmosphärischen Zirkulation zusammen. Eine Bestätigung dafür ist die Phasenverschiebung in der Änderung der Eisbedeckung in der Davisstraße und bei Island. Die gegenwärtige Milderung der Winter ist ausgeprägter, als man nach der Sonnenflecken-tätigkeit erwarten könnte. Man konnte nachweisen, daß nach allen bedeutenden Vulkanausbrüchen strenge Winter eintraten. Da seit Beginn des 20. Jahrhunderts die Vulkantätigkeit sehr gering war, wurde das letzte Sonnenfleckenminimum in seiner Wirkung verstärkt. Die augenblickliche Zunahme der Sonnenflecken-tätigkeit läßt auf eine Temperaturerniedrigung in den nächsten Jahren schließen. In Grönland und über Zentraleuropa sind bereits Anfänge zu erkennen.

Krestan.

P. R. Krishna Rao. Weather forecasting for aviation with special reference to local forecasts. Proc. Nat. Inst. Sci. India **5**, 129—138, 1939, Nr. 1. (R. A. F. Meteorol. Karachi.) Es werden die Aufgaben der regionalen, der Strecken- und der lokalen Flugwettervoraussage dargestellt. Von der lokalen Voraussage für Karachi ist die Kenntnis der Entwicklung der Verhältnisse unter und oberhalb der dort von April bis September in Höhen von 3000 bis 5000 Fuß bestehenden Inversion auf Grund von Flugzeugaufstiegen wesentlich. Davon hängt die Möglichkeit der Voraussage von Gewittern und Bewölkung ab. An einzelnen Beispielen werden solche Voraussagen erläutert. Die von Oktober bis April in Karachi vorkommenden Strahlungsnebel werden auf Grund der 14 Uhr-Beobachtungsdaten mit Hilfe eines „Taylor-Diagrammes“ vorausgesagt.

Steinhausner.

William D. Flower. Sunshine in the southern Sudan. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **65**, 448—450, 1939, Nr. 281. (Meteorol. Service, Khartoum.)

Dede.

Fritz Schnaidt. Über die Absorption von Wasserdampf und Kohlensäure mit besonderer Berücksichtigung der Druck- und Temperaturabhängigkeit. Gerlands Beitr. **54**, 203—234, 1939, Nr. 3. (München.) Die Absorptionsspektren von Wasserdampf und Kohlensäure bestehen aus vielen einzelnen Linien, deren Form durch Druck und Temperatur Veränderungen erleiden. Nach Besprechung der wichtigsten Verbreiterungsursachen wird unter Zugrundelegung der sogenannten Dispersionsform der Absorptions-

linien auf die durch Druck und Temperatur bedingte Verbreiterung näher eingegangen. Aus der durch Messungen gut gesicherten Dispersionsform wird eine einfache Konstruktion abgeleitet, mit der theoretisch die Gesamtabsorption bei beliebigem Druck und Temperatur aus der „Normalabsorption“ erhalten werden soll. Der Vergleich mit Messungen Falckenbergs (diese Ber. 19, 1989, 1938) zeigt schlechte Übereinstimmung. Dagegen wird aus den Messungen von Falckenberg und v. Bahr (Diss. Uppsala 1908) eine andere Abhängigkeit erschlossen und im Anschluß daran eine „effektive Wasserdampfdichte“ definiert. Für die Dispersionsform wird ferner die „gesamte Linienabsorption“ bei beliebigen Schichtdicken und Halbwertsbreiten tabuliert. Mit ihrer Hilfe wird aus Messungen Falckenbergs ein „rationelles“ CO₂-Spektrum gewonnen. Nach Eingehen auf die Absorption des Wasserdampfes werden abschließend noch einige allgemeine Folgerungen gezogen.

Verleger.

Jean Debrach. Sur une relation entre le trouble atmosphérique et le rayonnement nocturne. C. R. 208, 1739—1741, 1939, Nr. 22. Der Vergleich von Messungen der nächtlichen effektiven Ausstrahlung mit dem Trübungsfaktor — aus Sonnenstrahlungsmessungen am vorhergehenden und folgenden Tag während wolkenloser und sonst ungestörter Perioden ermittelt — ergibt einen klaren Zusammenhang in der Weise, daß mit zunehmendem Trübungs-faktor die nächtliche effektive Ausstrahlung zunächst rasch, dann verlangsamt deutlich abnimmt (von etwa 0,15 gcal/cm² min bei $T = 2,3$ auf etwa 0.11 bei $T = 4$.

H. Israël.

J. R. Ashworth. Ultra-violet rays and the solar cycle. Mem. and Proc. Manchester Soc. 83, 81—86, 1939. Verf. hat mit Glasfiltern, von denen das eine nur im Ultraviolett durchlässig war (Maximum bei 3600 Å) und das andere im Ultraviolett undurchlässig, aber im Sichtbaren durchlässig war, mit einem Stufenkeil auf lichtempfindlichem Papier seit 1932 täglich UV-Strahlung und sichtbare Strahlung in Rochdale und anderen Orten gemessen. Es zeigte sich, daß die UV-Intensität zur Zeit des Sonnenfleckenminimums um 1933 im Durchschnitt niedrige Werte, zur Zeit des Maximums um 1937 aber hohe Werte erreichte. Die sichtbare Strahlung hatte dagegen um 1934 ein Maximum und um 1937 ein Minimum.

F. Steinhauser.

F. Link und V. Guth. Die Helligkeitsverteilung im Erdschatten bei der totalen Mondfinsternis vom 7. November 1938. ZS. f. Astrophys. 18, 207—211, 1939, Nr. 3. (Staatssternw. Klementinum Prag.) Verff. haben nach einem früher (Journ. Observ. 19, 129, 1936) angegebenen Verfahren die Isophoten und die optische Dichte des Erdschattens auf dem Mond bestimmt. Die Aufnahmen wurden mit Gelbfilter und Agfa-Isoschromplatten gemacht; der benutzte Spektralbereich hatte den Schwerpunkt bei etwa 5800 Å. Die Aufnahmen wurden mikrophotometrisch ausgemessen. Eine Deutung der systematischen Unterschiede der 5 gemachten Aufnahmen soll im Zusammenhang mit den meteorologischen Daten der zugehörigen Erdteile (Nord- und Südamerika) später erfolgen.

Riewe.

Ferdinand Steinhauser. Die Zunahme der Intensität der direkten Sonnenstrahlung mit der Höhe im Alpengebiet und die Verteilung der „Trübung“ in den unteren Luftschichten. Meteorol. ZS. 56, 172—181, 1939, Nr. 5. (Wien.) Aus mehrjährigen Beobachtungen an verschiedenen Orten im Ostalpengebiet wurden für 200, 500, 1000, 1500, 2000 und 3000 m Höhe mittlere Tagesgänge der direkten Sonnenstrahlung nach Sonnenhöhen von 5 zu 5° für die Mitte jeden Monats abgeleitet. Die Änderungen der Tages- und Jahresgänge mit der Höhe werden diskutiert. An den Jahresgängen der

Linke schen Trübungs faktoren in den einzelnen Niveaus und der spezifischen Trübungs faktoren der verschiedenen Höhengschichten wird die jahreszeitliche Änderung der Trübung und die Änderung der Verteilung der trübenden Massen mit der Höhe im Jahresgang gezeigt. In den untersten 1000 m ist die Trübung in allen Jahreszeiten nahezu gleich, in der 2000- bis 3000 m-Schicht ist sie aber im Sommer fast dreimal so groß wie im Winter. Für Tage mit wolkenlosem Himmel werden für die einzelnen Höhengniveaus Tagessummen der auf die zu den Strahlen senkrecht gerichteten Fläche und der auf die waagerechte Fläche einfallenden Strahlung angegeben. Pyranometermessungen von einzelnen Stationen werden als Grundlage zur Berechnung des Verhältnisses der diffusen Himmelsstrahlung zur direkten Sonnenstrahlung bei wolkenlosem Himmel in verschiedenen Höhenlagen verwendet. (Im Juni nimmt z. B. an wolkenlosen Tagen die Tagessumme der Himmelsstrahlung von 200 gcal/cm² in 200 m Höhe auf 85 gcal/cm² in 3000 m Höhe ab, während die Sonnenstrahlung von 588 auf 773 gcal/cm² zunimmt.) *Steinhausser.*

Josef Deinhofer und Friedrich Lauscher. Dämmerungshelligkeit (Beobachtungen und Überlegungen). *Meteorol. ZS.* **56**, 153—159, 1939, Nr. 4. (Wels u. Wien.) Bei wolkenfreiem Himmel ist nach neueren Beobachtungen das Ende der „bürgerlichen Dämmerung“ bei einem Sonnenstand von 7° unter dem Horizont anzunehmen. Die neuen Beobachtungen der Dämmerungsverkürzung bei durchbrochener Bewölkung und bei bedecktem Himmel bestätigen die von W. Malsch angegebenen Werte. Es werden auch Daten über die Dämmerungszeitverkürzung durch den Einfluß von Bäumen, Wäldern und Häusern bei wolkenfreiem und bewölktem Himmel mitgeteilt. Nach Beobachtungen von Schembor über den Helligkeitsabfall in der Dämmerung werden die Sonnentiefen zum Zeitpunkt des Endes der Tageshelle für verschiedene Stufenwerte der Lichtdämpfung berechnet. Die Lichtschwächung durch Bewölkung ist in der Dämmerung prozentual bedeutend größer als bei Tag, während die Lichtschwächung durch Wälder in der Dämmerung gleich der bei Tag gemessenen ist. In einer Tabelle werden Verhältniszahlen der Helligkeit an Orten mit eingeeengtem Horizont zur Helligkeit an freien Stellen zur Dämmerungszeit für verschiedene Abschirmwinkel bei Mulden oder Gassen verschiedener Richtung angeführt. *Steinhausser.*

W. Okolowicz. Eine Haloerscheinung im Eisnebel. *Meteorol. ZS.* **56**, 159, 1939, Nr. 4. (Wilno/Polen.) Verf. beschreibt die Beobachtungen von Haloerscheinungen in Wilno, deren Entstehung, da keine Cs-Wolken zu sehen waren, einem über dem Boden lagernden schwachen Nebel zugeschrieben wird, der, wie aus den Temperaturverhältnissen zu schließen ist, aus Eiskristallen gebildet war. *Steinhausser.*

Charles Combier. Sur quelques problèmes nouveaux posés par la photographie de l'ombre de la terre. *C. R.* **208**, 1520—1521, 1939, Nr. 19. Verf. hat aus zahlreichen photographischen Aufnahmen des Erdschattens, die eine genauere Verfolgung desselben ermöglichen, festgestellt, daß die Färbung dieser Erscheinung sehr veränderlich ist. Die Ursache dieser Farbunterschiede ist noch unbekannt. Bei derselben Sonnendepression ist der Höhenwinkel der Gegen-dämmerung nicht immer der gleiche. Es ist noch zu klären, ob diese Änderungen auf Änderungen der Transparenz der unteren Atmosphärenschichten zurückzuführen sind. *Steinhausser.*

Kurt Wegener. Grundsätzliches über das „Himmelsblau“. *Meteorol. ZS.* **56**, 239—240, 1939, Nr. 6. (Graz.) Kurze Bemerkungen über die Schwärze des Himmels an der Grenze der Troposphäre, sowie über den Weiß- und Blauschleier. *Szivessy.*

S. W. Visser. Halo's in Nederlandsch-Indië waargenomen in 1938. *Natuurk. Tijdschr.* **99**, 164—165, 1939, Nr. 4.

Georg Greim. Der Schneefall in Hessen in den Jahren 1901—1930. *Wiss. Abh. Reichsamt f. Wetterdienst* **5**, Nr. 8, 26 S., 1939. *Dele.*

Fritz von Kerner. Ein bemerkenswerter Fall von Änderung der jährlichen Niederschlagsperiode mit der Seehöhe. *Meteorol. ZS.* **56**, 200—201, 1939, Nr. 5. (Wien.) Am Haller Salzberg ist der prozentuale jahreszeitliche Anteil am gesamten Jahresniederschlag im Winter um 5,8 % größer und im Sommer um 5,9 % kleiner als in dem um 928 m tiefer gelegenen Hall in Tirol, während die Prozentzahlen der Niederschläge in den Übergangsjahreszeiten an beiden Orten nahezu gleich sind. *Steinhausser.*

S. P. Venkiteswaran. Rainfall due to winter disturbances and the associated upper air temperatures over Agra. *Proc. Nat. Inst. Sci. India* **5**, 117—120, 1939, Nr. 1. (Upper Air Obs. Agra.) Aus täglichen aerologischen Aufstiegen von Jänner bis April 1931 konnten 4 Folgen von Tagen ausgewählt werden, an denen bei ursprünglich bis 6 km Höhe trockener Luft zuerst oben eine feuchte Schicht auftauchte, die in den Folgetagen nach unten hin immer dicker wurde. Es handelt sich dabei um Durchzüge westlicher Störungen. Die dazu gehörigen Niederschlagskarten zeigen, daß die Niederschläge zuerst in der Ebene der westlichen vereinigten Provinzen fielen und von dort nach Norden und Nordwesten weitergriffen und gleichzeitig auch vom westlichen Himalaya nach Westen gegen Punjab. Die Ausbreitung der Niederschläge nach der Richtung hin, aus der die Störungen kamen, erscheint bemerkenswert. Die angeführten Fälle zeigen, daß aus der Temperaturverteilung über Agra auf die Niederschlagsverteilung im westlichen Himalaya und in Punjab geschlossen werden kann. *Steinhausser.*

B. A. Keen. What happens to the rain? *Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc.* **65**, 123—137, 1939, Nr. 280. Das Niederschlagswasser wird im Boden durch Abfluß, Verdunstung, Transpiration und Versickerung verbraucht. Verdunstung und Transpiration unter natürlichen Bedingungen sind messend noch nicht genügend erfaßt. Neue Erkenntnisse wurden in letzter Zeit über die Bewegung des Wassers im Boden gewonnen. Bei unbewachsenem Boden versickern in Rothamsted 50 % des Jahresniederschlagswassers. Die kapillare Saugkraft des Bodens reicht nicht über Tiefen von 3 bis 4 Fuß. Die Poren des Bodens sind nicht Kapillare, sondern kommunizierend miteinander verbundene Zellen. Die Wände sind mit einem Wasserhäutchen überzogen, das bei Steigerung der Feuchtigkeit bis zur Füllung der Verbindungsröhrchen und der Zellen anwächst. Damit hängt eine sprunghafte Zu- und Abnahme der Bodenfeuchtigkeit zusammen. Eine wesentliche Rolle spielt die Zusammensetzung des Bodens. Im Porenraum des natürlichen Bodens sind zu unterscheiden: Makroporen zwischen kompakten Teilen und Mikroporen in diesen kompakt gesetzten Teilchen. Die Bodenstruktur bedingt einen Hysteresiseffekt bei Änderung der Bodenfeuchtigkeit. Abschließend werden praktische Anwendungen der neuen Erkenntnisse über die Bodenfeuchtigkeit und die Wasserbewegung im Boden mitgeteilt. *Steinhausser.*

R. Narayanaswami. Some measurements of chloride, nitrate and nitrite present in the water of the monsoon rains at Bombay. *Proc. Indian Acad. (A)* **9**, 518—525, 1939, Nr. 6. Colorimetrische Analysen des Niederschlagswassers in Bombay ergaben einen durchschnittlichen Gehalt von 13,6 mg/Liter Chlorid (Schwankung bei verschiedenen Regenfällen von 2,7 bis 26,5 mg), 0,133 mg/Liter N als Nitrat (0,08 bis 0,24 mg) und 0,000 62 mg/Liter N als Nitrit (unmeßbar geringe Menge bis 0,0020 mg). Der Gehalt an Nitrat und

besonders an Nitrit ist bei Gewitterregen viel größer als bei anderen Regenfällen. Der Chloridgehalt ist bei Starkregen und bei schwachen Winden kleiner als bei schwachen Regen und bei starken Winden. In Tabellen sind zum Vergleich die Ergebnisse von Messungen aus England, Amerika, Deutschland, Frankreich, Skandinavien, Schweiz, Sizilien, Rußland, Südafrika und Indien zusammengestellt. Der Chloridgehalt schwankt sehr stark zwischen 0,23 mg im Innern von Nordamerika und 47 mg/Liter an der Westküste von Irland. In den gemäßigten Breiten scheint der Chloridgehalt von der Meeresküste gegen das Inland zu abzunehmen. In Bombay ist der Gehalt des Regenwassers an Chloriden und Stickstoffoxyden von derselben Größenordnung wie in höheren Breiten. *Steinhauser.*

G. Seligman. Sound absorption of snow. *Nature* **143**, 1071, 1939, Nr. 3634. (Warren Close, Kingston Hill, Surrey.)

Pierre Balavoine. Observations sur la neige. *C. R. Soc. de phys. Genève* **56**, 38—39, 1939, Nr. 1. (Suppl. zu *Arch. sc. phys. et nat.* (5) **21**, 1939, März/April.)

C. J. White. A remarkable „wall“ of cumulus seen near Launceston. *Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc.* **65**, 448, 1939, Nr. 281. (South Petherwin, N. Cornwall.) *Dede.*

Sverre Pettersen. Some aspects of formation and dissipation of fog. *Geofys. Publ. Oslo* **12**, Nr. 10, 22 S., 1939. Ausführliche Behandlung der verschiedenen meteorologischen Nebelbildungsvorgänge mit Anwendungen auf die Nebelprognose. *H. Israël.*

O. W. Torreson. Condensation-nuclei in the atmosphere at the Huanayo Magnetic Observatory, Peru, and their relation to atmospheric-electric and meteorological observations. *Terr. Magn.* **44**, 59—74, 1939, Nr. 1. (Carnegie Inst. Washington.) Verf. berichtet über ein großes Kernzählungsmaterial (945 tägliche Aitken-Messungen von Juni 1934 bis Dezember 1936). Die höchsten Werte überschreiten 200 000 Kerne/cm³. Werte über 100 000 kommen 27 mal vor. Eine einfache jährliche Periode mit einem Minimum im Winter (etwa 3000) und einem Maximum im Sommer (20 000 bis 40 000) verläuft etwa gleichsinnig mit dem Potentialgradienten, deutlich gegensinnig zur Leitfähigkeit und ausgeprägt gegensinnig zum vertikalen Leitungsstrom (berechnet aus Gefälle und Leitfähigkeit) mit einem Korrelationskoeffizienten von $-0,72 \pm 0,06$. — Nach den von F. I. W. Whipple und H. L. Wright aufgestellten Beziehungen wird die mittlere Kerngröße und das Verhältnis der geladenen Kerne zur Gesamtzahl bestimmt. Die Kerngröße nimmt von $12 \cdot 10^{-6}$ cm bei $N = 1400/\text{cm}^3$ mit zunehmender Zahl rasch ab und beträgt bei $N = 10\,000$ (100 000) etwa $3 (1) \cdot 10^{-6}$. Elektrisch geladen sind bei $N = 1400$ (10 000, 40 000, 100 000) 32 (19, 11, 5) %. Die Monatsmittel der Kernzahlen variieren invers zur Zahl der Tage mit Niederschlag. *H. Israël.*

St. Măracineanu. Répercussion des phénomènes radioactifs dans l'atmosphère. Pluie artificielle. *C. R. Inst. sc. Roum.* **3**, 162—166, 278—283, 1939, Nr. 2 u. 3. Versuch, die Radioaktivität von Boden und Atmosphäre als Ursache meteorologischen Geschehens, insbesondere der Niederschlagsbildung zu sehen. *H. Israël.*

Marcelin Godard. Le climat solaire et la croissance de la betterave sucrière. *C. R.* **208**, 1929—1931, 1939, Nr. 24. Studie über den Einfluß der strahlungsklimatischen Verhältnisse auf das Zuckerrübenwachstum. *H. Israël.*

H. Cauer. Einiges über den Einfluß des Meeres auf den Chemismus der Luft. *Balneologie* **5**, 409—415, 1938, Nr. 9. (Hygien. Inst. Berlin.)

Zur Lösung der Fragen, in welcher Menge und wie weit chloridreiche Niederschläge vom Meer in das Festland transportiert werden, wurden Chloridbestimmungen der Niederschläge gemacht. Die Ergebnisse werden in der Abhandlung erörtert, soweit es das vorliegende Material gestattet. Der Verf. bespricht ferner die Spritzwassertheorie Melanders (1897), die zu erklären versucht, wie chemische Stoffe aus dem Meer in die Atmosphäre gelangen. Da diese Theorie für die Halogene nicht zutreffend ist, stellt der Verf. diesbezüglich eine eigene Vermutung auf. — Das Wachstum der in die Luft gelangenden Meeresalze, die infolge ihres hygroskopischen Charakters als Kondensationskerne wichtig sind, wird in den verschiedenen Größenstadien diskutiert. Es wird eine Annahme über die Ladung der Salzsäuretröpfchen und der Tröpfchen konzentrierter Salzlösungen gemacht. Weitere Untersuchungen über die Art der Ladung der Tröpfchen, deren Beeinflussungen durch den Chemismus und durch die Konzentration sind nötig. Aus dem Untersuchungsmaterial ergibt sich auch ein bioklimatisch interessantes Ergebnis. Zur Feststellung der Herkunft der Luft vom Meer eignen sich am besten Chloridbestimmungen. Zum Schluß werden noch die chemischen und chemisch-physikalischen Reaktionen in der Luft kurz behandelt. Der Chemismus der Luft stellt noch ein großes Arbeitsgebiet für chemische Analytiker dar.

Krestan.

Heinrich Kruhl. Klima und Landschaftsgebiete von Deutsch-Ostafrika. Ann. d. Hydrogr. **67**, 332—337, 1939, Nr. 6.

Steinhausner.

Alfred Lu. A brief survey of the climate of Lhasa. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **65**, 297—302, 1939, Nr. 281. (Nat. Inst. Meteorol. Chungking, Czechuan China.)

Dede.

S. R. Savur. Seasonal forecasting in India. Proc. Nat. Inst. Sci. India **5**, 49—57, 1939, Nr. 1. (Meteor. Office Poona.) Nach einer historischen Übersicht über die Entwicklung der indischen Langfristprognose (Voraussage für Zeitabschnitte von mehreren Monaten), die in ihren Anfängen bereits auf 1885 zurückreicht und auf der Korrelationsmethode beruht, werden theoretische Erwägungen und Kriterien zur Beurteilung der Zuverlässigkeit der Prognose angeführt. Die Erfahrung hat die Berechtigung der Methode bestätigt. Sonnenfleckeneinflüsse und Perioden erwiesen sich als nicht brauchbar für Langfristprognosen in Indien. Verf. weist darauf hin, daß Vorbedingung für eine berechtigte Anwendung der Korrelationsmethode ist, daß die Häufigkeitsverteilung der Elemente annähernd der normalen Verteilung entspricht. Da diese Bedingung bei Mittelwerten über wenige Tage nicht erfüllt ist, ist die Korrelationsmethode zur Voraussage für kurze Zeiträume nicht brauchbar. Im Anhang werden die Faktoren angeführt, die in den Mehrfach-Korrelationsformeln der indischen jahreszeitlichen Voraussage Verwendung finden.

Steinhausner.

S. Basu. Medium-range weathers forecasts. Proc. Nat. Inst. Sci. India **5**, 61—71, 1939, Nr. 1. (Upper Air Obs. Agra.) Verf. berichtet über die 10-Tage-Vorhersage von F. Baur und über die russische Langfristvorhersage (10—14 Tage bis 2—3 Monate) nach B. P. M u l t a n o v s k y. Letzterer verwendet zur Prognose statistische, kinematische und dynamische Methoden. Er geht davon aus, daß das Wetter hauptsächlich durch Bereitstellung kalter Luft in nördlichen subpolaren Gebieten beeinflußt wird. Diese Kaltluftmassen bestimmen den Weg der Antizyklonen über Europa. Es werden 3 Typen von Trajektorien der Druckmaxima unterschieden: der von West nach Ost gerichtete normale Azorentypus, der vom Nordwestquadranten kommende normale Polartypus und der vom Nordostquadranten kommende Ultrapolartypus. Die natürlichen Perioden von 10 bis 12 Tagen im Ablauf der einzelnen Phasen dieser Typen ermöglichen zu Beginn

jeder Periode jeweils auf Grund der Kenntnis der dafür charakteristischen Witterungserscheinungen die Voraussage für die nächsten 7 bis 10 Tage. In Indien werden für die Schönwetterzeit auf Grund statistischer Beziehungen aufeinanderfolgender Wochen auch wöchentlich Voraussagen für Temperaturmaxima gemacht, aus denen sich auch auf die Temperaturminima schließen läßt. *Steinhausser.*

S. N. Sen and H. R. Puri. Air-mass analysis and short period weather forecasting in India. Proc. Nat. Inst. Sci. India 5, 75—91, 1939, Nr. 1. (Meteorol. Office Poona.) Im wesentlichen werden drei Arten von Luftmassen unterschieden: außertropische und tropische (mit mittlerer vertikaler Temperaturabnahme von 7 bis 8° C/km) und äquatoriale (mittlere vertikale Temperaturabnahme 4 bis 5° C/km). Die Identifizierung der Luftmassen erfolgt auf Grund der Isolethen des Dampfdruckes der Unterschiede der Temperaturextreme am Boden und in 1,5 km Höhe, der Oberwindrichtung, der Temperaturänderungen am Boden, der Abweichungen der meteorologischen Elemente vom Mittel und der horizontalen Gradienten einzelner Elemente am Boden. Die Entwicklung der Luftmassen in den verschiedenen Jahreszeiten und die Ausbildung von Diskontinuitäten bei Kaltluft- oder Monsunlufteinbrüchen werden beschrieben und an Zahlenbeispielen gezeigt. Für das Wetter von Indien sind Schwankungen und Verlagerungen von 4 Deformationsfeldern entscheidend. Diese liegen über Indien (in den monsunfreien Monaten), über China-Burma (in den Monsunmonaten), über Arabien und auf der südlichen Halbkugel. Die charakteristischen Wettervorgänge sind an Konvergenzgebiete von oft riesigem Ausmaß geknüpft. Die Grundlagen zu ihrer Bestimmung bilden Strömungskarten aus verschiedenen Höhenschichten. Auf Grund der Kenntnis der Abhängigkeit der Wetterentwicklung vom Zusammenwirken der Deformationsfelder und von der Entwicklung der Konvergenzen sind Wettervoraussagen für ein bis fünf Tage, je nach Jahreszeit und Gebiet, möglich. *Steinhausser.*

S. K. Pramanik. Upper air data and daily weather forecasts. Proc. Nat. Inst. Sci. India 5, 123—128, 1939, Nr. 1. (Met. Office Alipore, Calcutta.) Während in Indien nur wenige für Prognosenzwecke verwendbare Meteorographenaufstiege gemacht werden, steht ein gut ausgebautes Netz von Pilotstationen zur Verfügung. Die Ergebnisse der meist auf Höhen bis 6 km beschränkten Aufstiege werden zur Zeichnung von Strömungskarten und Trajektorien für verschiedene Höhenschichten verwendet und damit der täglichen Wetterprognose dienstbar gemacht. Zahlreiche Bodenstationen beobachten auch Richtung und Geschwindigkeit der Wolken. An einigen Kartendarstellungen wird die Verwendung der Daten aus der freien Atmosphäre zur Wettervorhersage erläutert. *Steinhausser.*

Volker Fritsch. Einiges über die Beziehungen der Funkgeologie zur Blitzforschung. Gerlands Beitr. 54, 245—328, 1939, Nr. 3. (Brünn.) Da die Blitzbahn im erdnahen Teil durch die Struktur des Untergrundes bestimmt wird und die Beanspruchung des geologischen Leiters bei einem Blitz ähnlich ist, wie durch einen hochfrequenten Wechselstrom in der ersten Viertelperiode, wendet Verf. die von ihm in zahlreichen Arbeiten veröffentlichten Gesichtspunkte der Funkgeologie an. Verf. untersucht den geologischen Leiter bei hochfrequenter Beanspruchung und den Mechanismus des Stromflusses in ihm. Die Funkmutung kann auch für die Beurteilung der Blitzgefährdung eines Ortes gute Anhaltspunkte geben, ebenso für die Beurteilung der Erdung selbst. Blitzschutz vom Standpunkt der geophysikalischen Forschung. Wegen des großen Umfangs und der zahlreichen Einzelheiten muß auf die eingehende Arbeit selbst verwiesen werden. *Riewe.*

Register der Geophysikalischen Berichte

Bearbeitet von H. Israëli

In den Geophysikalischen Berichten ist die Seitennumerierung der Physikalischen Berichte beibehalten (obere Seitenzahlen); auf diese sind die Registerzahlen bezogen. Außerdem ist eine fortlaufende Nummerierung der Seiten der Geophysikalischen Berichte durchgeführt (untere Seitenzahlen), die im Register nicht erscheinen.

Anmerkung: Ordnung in den einzelnen Unterkapiteln alphabetisch nach Verfasseramen. Ein Semikolon in der Überschrift eines Unterkapitels deutet auf eine weitere Gruppenunterteilung hin (im Text durch eine Lücke von einer Zeile kenntlich).

1. Allgemeines

- G. Badermann. Erinnerung an einen großen Forscher (Helmholtz). 2181.
- J. Bartels. Oswald Venske †. 2181.
- H. V. Gill. W. J. O'Leary. 2181.
- K. Keil. Hugo Hergesell (* 29. 5. 1859, † 6. 6. 1938). 2181.
- E. Kleinschmidt. Gustav Hellmann †. 2181.
- E. Kohlschütter. Nachruf auf Oskar Hecker. 1093.
- Meisser. Oscar Hecker †. 1093.
- W. Mörikofer. Julius Maurer 1857—1938. 1425.
- E. Reichel. Gustav Hellmann zum Gedenken. 2181.
- Hans Schinz und Konrad Ulrich. Julius Maurer (1857—1938). 2181.
- Anton Schlein †. 1425.
- G. C. Simpson. Dr. Edward Kidson †. 2537.
- Rudolf Spitaler zum 80. Geburtstag (7. Januar 1939). 1425.
- Weickmann. Hugo Hergesell †. 1093.
- L. Weickmann. Rede an der Bahre Hugo Hergesells (10. Juni 1938). 2181.
- V. Conrad. Ergebnisse der kosmischen Physik. 469.
- B. G. Escher. Moon and earth. 2185.
- G. Fanselau. Geophysikalische Arbeiten Prof. Filchner's in Inner-Asien. 1425.
- E. K. Fedorov. Observations géophysiques et astronomiques. 469.
- Geophysical and astronomical observations. 469.
- W. Filchner. Meine geophysikalischen Arbeiten in Zentral-Asien. 469.
- H. Fricke. Meteorologie und Schwerkraft. 469.
- Alfred Jatho. Begleitende Wellenerzeugung und deren Anwendung auf die periodischen Vorgänge in der Sonnen- und Erdatmosphäre. 495.
- Fritz von Kerner. 250 Jahre Paläoklimatologie, 125 Jahre Eiszeitforschung. 2181.
- E. Markus. Geographische Kausalität. 1093.
- Kirtley F. Mather. Earth structure and earth origin. 1425.
- National Research Council. Trans. Amer. Geophys. Union. Nineteenth annual meeting April 27 to 30, 1938, Washington, D. C. Regional meetings: Dec. 28

- to 29, 1937, Spokane, Wash.; Jan. 7 to 8, 1938, Davis, Cal.; June 21, 1937, Denver, Colorado. Part I: Reports and Papers, general assembly and sections of geodesy, seismology, meteorology, terrestrial magnetism and electricity, oceanography, volcanology, and hydrology. Part II: Reports and papers, section of hydrology and Western Interstate Snow-survey Conference. 1425.
- Report of the twenty-third meeting of the Australian and New Zealand Association for the Advancement of Science. 1425.
- Pritam Sen. Internal constitution of Planets. 1096.
- Swedish Polar Year expedition, Sveagravan, Spitzbergen, 1932—1933. 2198.
- M. Toperczer. Laufbild im Dienste der meteorologischen Wissenschaft. 1785.
- L. Weickmann. 25-Jahr-Feier des Geophysikalischen Instituts der Universität Leipzig. Beiträge der Mitarbeiter. 469.
- C. S. Wright. Geophysical research in polar regions. 1425.
- ## 2. Apparate, Meß- und Berechnungsmethoden
- Gravimetrie; Seismik; Magnetismus; Luftelektrizität und Radioaktivität; Ultrastrahlung; Sonnen- und Himmelsstrahlung; Meteorologie; Chemie, Sonstiges
- Gérard Bertrand. Mesure rapide de gen valeur relative. 470.
- Maurice Ewing. Marine gravimetric methods and surveys. 101.
- A. Graf. Statischer Schweremesser zur Messung und Registrierung lokaler und zeitlicher Schwereänderungen. 469.
- Bestimmung der Gravimeterkonstante bei einem frei hängenden Federsystem. 1426.
- Großentfernungsmessungen mit dem Askania-Gravimeter in Texas. 2181.
- Amédée Guillet. Accélération g de la chute des corps dans le vide. 470.
- Albert J. Hoskinson. Certain reductions and adjustments in pendulum observations. 1426.
- Heinz Lettau. Horizontaldoppelpendel. 470.
- O. Meißer. Absolute Schweremessung. 1425.
- D. Owen. Bar pendulum. 2181.
- Robert Schwinner. Auswahl der Stationsorte für Schweremessung im Gebirge. 1093.
- St. v. Thyssen. Wirkungsweise von einigen feldfähigen Federgravimetern. 2181.
- F. E. Wright and J. L. England. Improved torsion gravity meter. 1426.
- F. C. Bullard and T. F. Gaskell. Seismic methods in submarine geology. 801.
- Rolf Bungers. Methodik der Nahbebearbeitung. 2190.
- Gunnar L. Eriksson. Observations sismographiques faites à l'Observatoire météorologique d'Upsala pendant juillet 1937—Juin 1938. 1093.
- Gaston Grenet et Mme Paul Queney. Comparaison de sismographes électromagnétiques. 1427.
- A. Herrmann. Piezoelektrische Beschleunigungsmesser. 1427.
- Piezoelektrische Beschleunigungsmesser hoher Empfindlichkeit ohne Verstärker. 2182.
- T. A. Jaggard. Seismoscope. 1427.
- G. Krumbach. Stationsseismometer für optische Registrierung. 1426.
- Heinz Lettau. Zeitmarkierung für optisch registrierende Seismographen. 470.
- J. B. Macelwane and W. F. Sprengnether. Seismograph for microseisms. 1427.
- and J. E. Ramirez. Electromagnetic microbarograph and its performance. 1427.
- H. Martin. Erschütterungsmesser und Aufzeichnung nichtsinusförmiger Bewegungen. 1426.
- Systematik der Einschwingvorgänge I. 2182.
- O. Meißer. Kurzperiodisches Galvanometer für langsame elektrische Schwingungen. 1785.
- P. L. Mercanton. Sismographe Kreiswanner du Service suisse de sismologie. 470.
- P. Mildner. Durch künstliche Einflüsse entstehende Störungen in den Erdbebenregistrierungen. 470.
- Zu G. Fritzsche: Von Maschinen, Fahrzeugen und Wind hervorgerufene Boden- und Gebäudeschütterungen nach Registrierungen eines Benioff-Vertikal-Seismographen. 470.
- Konstanten der Benioff-Seismographen. 471.
- St. v. Thyssen und O. Rülke. Gerät zur Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit elastischer Wellen in Gesteinsproben und einige Meßergebnisse. 2191.

- Weng Wen-Po. Sensitivity of the geophone. 2537.
- H. Herbert Howe. Testing the orientation of a declination-variometer by its temperature-coefficient. 1785.
- E. A. Johnson. Alternating-current method of measuring magnetic polarization of rocks. 1427.
- Heinz Lettau. Natürliche thermische Bedingungen im erdmagnetischen Variationshaus des Collberg-Observatoriums. 474.
- Gustaf S. Ljungdahl. Swedish magnetic-survey boat compass. 2541.
- J. H. Nelson. Electromagnetic method of determining induction-coefficients of magnetometer-magnets. 1785.
- G. L. Turney and G. E. Cousins. Portable direct-reading magnetometer. 801.
- Franz Běhounek. Gehalt der Luft an Ionen und Staub bei Klimaanlage. 2183.
- F. Běhounek. Reliability of dustcounters. 2537.
- H. Le Boiteux et Ouang te Tchao. Loi de répartition des mobilités des gros ions. 1093.
- Clark Goodman and Robley D. Evans. Determination of the radon and thoron content of air. 1460.
- G. W. Gorschkow. Einfluß der sekundären γ -Strahlen auf die Aktivitätsbestimmung von radioaktiven Substanzen nach den γ -Strahlen. 804.
- Norman B. Keevil. Radon condensation method of determining geologic age. 471.
— Calculation of geological age. 1785.
- Fritzi Kropf. Methodische Fragen zur Bestimmung kleinster Emanations- und Radiummengen und der Radiumgehalt von Kalkgestein. 2187.
- Paul Quenet. Compteur de gros ions donnant directement le spectre de mobilités. 2537.
- E. Rumpf, W. Fogy und W. Fröhlich. Bestimmung des Radon- und Thorongehaltes abgeschlossener Lufträume. 1093.
- E. Salles. Appareil destiné à l'enregistrement de la conductibilité électrique de l'air. 471.
- Ouang Te-Tchao. Spectre de mobilités des gros ions. 1806.
- E. J. Workman and R. E. Holzer. Recording generating voltmeter for lighting studies. 1797.
- E. J. Workman and R. E. Holzer. Recording generating voltmeter for the study of atmospheric electricity. 2182.
- H. Brinkman. Wilson cloud-chamber with several expansions per second. 2554.
- Karl Erik Forsman. Konstanzbereich von Zählrohren und Auflösungsvermögen von Verstärkern. 2553.
- H. Osterwisch. Bestimmung des Null-effektes an Zählrohren. 1443.
- Rudolf Steinmaurer. Erforschung der kosmischen Strahlung im letzten Jahr-fünft. 811.
- M. Bider. Vergleich der Registrierungen des Maurerschen Heliographen und des Campbell-Stokesschen Auto-graphen. 1787.
- Willy M. Cohn. Motion picture polarigraph for sky light investigations. 1429.
- Władysław Gorczyński. Solarigraphs as recorders for diffuse sky radiation. 101.
- W. Hecht und W. Mörikofer. Kritik und Verbesserung der Graukeilphotometer-methode. 2184.
- L. F. Miller. Factors affecting the measurement of solar radiation by pyr-heliometers. 101.
- W. Mörikofer. Erfahrungen mit einem einfachen Strahlungsintegrationsinstrument (Destillationsaktinometer Bellani). 1786.
— Meteorologische Strahlungsmethoden für Mediziner und Biologen. 1787.
- L. W. Pollak und F. Fuchs. Objektive Prüfung weiterer Quarzeströhrchen des bioklimatischen UV-Dosimeters. 474.
— und H. Wilhelm. Verwendung von Flächenpolarisatoren in der meteorologischen Optik. 1788.
- Harold S. Stewart, Jr. and Brian O'Brien. Automatic spectrograph and accessory equipment for solar spectrum photography. 101.
- L. Takács. Registrierung von Sonnen- und Himmelsstrahlung in Ungarn mit Robitzsch-Aktinographen. 2539.
- C. Wirtz. Einwirkung von Temperatur, Strahlungsstärke und Trübung auf Aktinometerangaben. 801.
- F. Albrecht und F. Becker. Meßmethoden des Wärmehaushalts des Meeres. 2184.
- H. Benndorf und W. Zimmermann. Luftdruckvariograph. 472.

- Hellmut Berg. Temperatureichung von Flugzeugmeteorographen. 1786.
- Vergleichbarkeit der Temperaturangaben verschiedener aerologischer Methoden. 2538.
- Brian O'Brien and Harold S. Stewart, Jr. Photomechanical method for the determination of atmospheric ozone. 123.
- Charles F. Brooks. Wind-shields for precipitation-gages. 1428.
- Katharine Clarke-Hafstad. Statistical method for estimating the reliability of a station-year Rainfall-record. 1427.
- Dust Counter. 1095.
- L. F. Curtiss, A. V. Astin, L. L. Stockmann and B. W. Brown. Radio meteorograph on the Olland principle. 2537.
- Harry Diamond, Wilbur S. Hinman, Jr. and F. W. Dunmore. Investigation of upper-air phenomena and its application to radio meteorography. 802.
- Jean Duclaux. Sondage de l'atmosphère par rayon lumineux. 101.
- Francis W. Dunmore. Electric hygrometer and its application to radio meteorography. 472.
- G. L. Eriksson. Neue Konstruktion des Köhlerschen Apparates zur Bestimmung des Wassergehaltes der Wolken. 2537.
- W. Findeisen. Temperaturerhöhung an schnell bewegten Thermometern. 1094.
- Vladimir Frolov. Marégraphes des États-Unis. Faits et hypothèses. 1095.
- Globe thermometer. 1094.
- Karl Gödecke. Praktische Vorschläge zur Verbesserung der Temperaturmessungen bei Registrierballonaufstiegen. 1094.
- K. Gödecke. Trägheitskoeffizienten von Bimetallen in Abhängigkeit von der Ventilation und der Temperatur. 2538.
- H. Goldschmidt. Vergleichsmessungen mit Schalenanemometern. 1786.
- Walter Grundmann. Tyndallometer und seine Verwendbarkeit in der Meteorologie. 1095.
- E. Huß. Auswertpraxis. 2184.
- W. Immler. Luvwinkelberechnungen bei sich ändernden Winden. 2561.
- T. H. Johnson and S. A. Korff. Improved radiobarograph. 1787.
- Otto Kessler. Tauschreiber Kessler-Fuess. 2183.
- J. B. Kincer. Determination of the dependability of rainfall-records by comparison with nearby records. 1428.
- Horst-Günther Koch. Einfachanschnitte bei verschiedenen Wetterlagen. 1786.
- W. Kreutz. Spezialinstrumente und Einrichtungen der Agrarmeteorologischen Forschungsstelle des Reichsamtes für Wetterdienst in Gießen und deren Verwendungszweck. 2539.
- Jean Lugeon. Détermination instantanée et sans calcul de toute altitude d'une radio-sonde. 1788.
- Altimètre intégrateur pour sondage aérologique. 2183.
- J. B. Macelwane and J. E. Ramirez. The electromagnetic microbarograph and its performance. 1427.
- A. Mäde. Einfadenwiderstandsthermometer als Meßgerät zur Bestimmung der Oberflächentemperatur von Blättern. 1788.
- H. Maurer. Kartennetze für meteorologische Zwecke; allgemeine Weltkarten; neuartige breitenkreistreue (äquiparallele) Weltkarten. 2185.
- P.-L. Mercanton. Pluviomètre aérodynamique neutre. 1095.
- Pluviomètre aérodynamiquement neutre. 1786.
- P. Mildner. Über eine Vorrichtung zur Anbringung von Zeitmarken an meteorologischen Registrierinstrumenten. 471.
- Moisture tester. 2184.
- Momente an einer Räumlichen Windfahne. 2539.
- Jarrett Oliver and N. W. Cummings. Recording evaporimeter. 1428.
- G. Pogade. Verwendung von Bergbeobachtungen beim Zeichnen von Höhenwetterkarten. (Absolute Topographie der 500 mb-Fläche.) 1460.
- Herbert S. Riesbol. Results from experimental rain-gages at Coshocton, Ohio. 1428.
- M. Robitzsch. Welchen Einfluß hat die Temperaturabhängigkeit der Verdampfungswärme des Wassers und die Temperatur- und Feuchtigkeitsabhängigkeit der spezifischen Wärme feuchter Luft auf den Zahlenwert der Psychrometernkonstante? 1095.
- Genauigkeit der psychrometrischen Feuchtigkeitsbestimmung bei verschiedenen Temperaturen und Barometerständen. 2538.
- W. Rudloff. Abschätzung der örtlichen Druckänderung aus der Druckänderung eines fahrenden Schiffes. 2539.
- Teiji Sano. Investigations with the Robinson cup-anemometer and with vanes of various shapes and forms. 101.

- Alfons Schröder. Windstruktur und Bau der Windmeßgeräte. 498.
- H. R. Scultetus. Zeißscher Registriertheodolit. 2183.
- W. Semmelhack. Thermo-Hygrograph Steffens-Semmelhack. 802.
- H. A. Thomas. Determination of the meteorological conditions of the atmosphere by the use of radio-sounding balloons. 473.
- A. J. Turner. Rapid calculation of relative humidity from readings of the sling hygrometer. 2223.
- Vilho Väisälä. Finnish radio-sound and its use. 473.
- L. Weickmann. Taschenthermohygrograph als bioklimatisches Forschungsmittel. 1427.
- A. Weinländer und F. Jodl. Zuverlässigkeit von Niederschlagsmessungen im Hochgebirge. 819.
- Werner Wilk. Summenschreiber nach Robitzsch. 2183.
- F. Aubell. Vorschlag zur Normung der Höhenkreise. 1095.
- Zóltan Bay. Elektronenvervielfacher als Elektronenzähler. 1798.
- P. Berger. Mesure des altitudes. 1096.
- Pierre Berger. Mesure des altitudes. 1788.
- R. Bottler und O. H. Knoll. Kohlenbogenlampe (Albertus-Sonne). Messungen mit dem neuen bioklimatischen UV-Dosimeter. 512.
- Geo. J. Bouyoucos and A. H. Mick. Method for obtaining a continuous measurement of soil moisture under field conditions. 1787.
- Werner Brückner. Methode zur Bestimmung der Korngrößenverteilung verfestigter Sedimente im Dünnschliff. 1429.
- Helmer Dahl and Odd Dahl. Low velocity oceanographic current recorder. 803.
- Esztó und Hornoch. Parameterveränderung bei den Jäderin-Drähten. 1788.
- Maurice Ewing and Allyn Vine. Deep-sea measurements without wires or cables. 1429.
- Sebastian Finsterwalder. Astronomische Ortung von Flugaufnahmen. 2540.
- Volker Fritsch. Messung der Antennenersatzkapazität in der Funkmutung. 471.
- Jos. Geiger. Mechanische und elektrische Verfahren zum Messen rasch veränderlicher Vorgänge. 2182.
- Benno Huber und Karl Rinner. Einschaltung von Aufnahmepunkten in ein Dreiecksnetz durch Streckenzüge mit optischer Längenmessung. 2189.
- Azmy Iskander. Oscillation hysteresis in a simple triode generator with periodic capacity variations. 471.
- Tyūzō Itakura. Calculation for adjustment of fundamental triangulation nets by mechanical sketch method. 2541.
- W. Jaekel. Lichtelektrisches Meßgerät zur Prüfung von Kulturböden. 511.
- Thomas A. Jagggar. Star zenith-finder. 1425.
- H. Martin. Verfahren zur Frequenzmessung. 1788.
- Sadahiro Matsuo. Direct-reading radio-wave-reflection-type absolute altimeter for aeronautics. 1095.
- H. Maurer. Ist die Winkeltreue des als Erdkarte aufgefaßten Weirschen Azimutdiagramms selbstverständlich? 1425. — Kegelgerade oder Kartengerade? 1425.
- P. L. Mercanton. Stereoskopie und Meeresströmungen. 2540.
- P. Mildner. Vorrichtung zur Anbringung von Zeitmarken an meteorologischen Registrierinstrumenten. 471.
- L. Nenadović. Graphische Darstellungsweise von Analysen der Mineralwässer. 801.
- Eric Pellerin. Bouteille pour prise d'eau. 1789.
- Appareils d'océanographie fluvio-maritime. 2540.
- J. S. McPetrie and B. G. Pressey. Using horizontally polarized waves for the calibration of short-wave field-strength measuring sets by radiation. 801.
- O. Proöcke. A contribution to the estimation of calcium and magnesium in water. 801.
- H. B. Sapsford. Non-cyclic change. 2540.
- Hugo Schilling. Entwicklung des Heizungswesens und das geheizte Thermometer. 802.
- Franklin F. Snyder. Synthetic unit-graphs. 1093.

3. Erdkörper; Schwere usw.

Allgemeines,

Bewegungsmechanismus, Alter

- L. Carnera. Studio delle variazioni di latitudine negli anni 1936 e 1937. 2186.
- Herman L. Fairchild. Selenology and cosmogeology. Cosmic and geologic import of the lunar features. 1429.

- K. Himpel. Entstehung der Tektite. 1097.
- H. R. Hulme. Comparison of the declinations of the Boss general catalogue with those derived from the observations with the Cookson floating telescope to determine the variation of the latitude at Greenwich during the years 1911—1936. 2186.
- Preliminary values of the variation of latitude at Greenwich during 1936—1938, together with an account of the new observing programme. 2186.
- Harold Jeffreys. Constant of nutation. 2185.
- H. Spencer Jones. Determination of the constant of nutation from the Greenwich latitude variations. 2185.
- Tidal effect on the variation of latitude at Greenwich. 2186.
- Norman B. Keev. Radon condensation method of determining geologic age. 471.
- G. Kirsch. Physikalische Betrachtungen zur Erdgeschichte. 102.
- Alois F. Kovarik and Norman I. Adams, Jr. Disintegration constant of thorium and the branching ratio of thorium C. 475.
- Saburo Nakano. Harmonic analysis of 19 years material of latitude variations observed at some International latitude Stations. 1789.
- Teodor Schlomka. Drehimpulsstrahlung der Erde. 803.
- R. Schumann. Polhöschwankung in Batavia August 1931 bis September 1936. 474.
- Figur, Masse, Schwere, Isostasie
- Filip Andersson. Variation der Tageslänge infolge der Deformation der Erde durch fluterzeugende Kräfte. 805.
- G. Angenheister. Beziehung zwischen Meereshöhe und Schwere in gestörten Gebieten. 477.
- William Bowie. Shape and size of the earth. 803.
- Maurice Ewing. Marine gravimetric methods and surveys. 101.
- and H. H. Pentz. Proposed investigation of Vening Meinesz anomalies. 1433.
- Godofredo Garcia et Alfred Rosenblatt. Formule de Stokes dans la théorie de la gravité. 1098.
- A. Graf. Großentfernungsmessungen mit dem Askania-Gravimeter in Texas. 2181.
- B. L. Gulattee. Gravity reductions and the figure of the earth. 476.
- Takahiro Hagiwara. Changes in the inclination of the earth's surface at Mt. Tukuba. 805.
- Sigmund Hammer. Investigation of the vertical gradient of gravity. 1432.
- W. Heiskanen. Neuere isostatische Untersuchungen. 1098.
- Harry Hammond Hess. Gravity anomalies and island arc structure with particular reference to the West Indies. 103.
- Chang Hung-Chi. Gravitité dans l'Ouest du Yunnan chinois. 2542.
- Heinrich Jung. Dichtebestimmung im anstehenden Gestein durch Messung der Schwerebeschleunigung in verschiedenen Tiefen unter Tage. 1430.
- Karl Jung. Zur Isostasiefrage. 1432.
- Jean Lagrula. Nouvelles mesures de l'intensité de la pesanteur dans les Départements d'Alger et de Constantine. 1432.
- Mesures de l'intensité de la pesanteur en Tunisie. 2189.
- Résultat de mesures récentes de l'intensité de la pesanteur en Tunisie. 2189.
- Walter D. Lambert. Formulas and tables for the deflection of the vertical. 1433.
- Jean Legrand. Causes des oscillations de longue période des niveaux moyens annuels à Brest et sur les côtes de la Mer du Nord. 806.
- Pierre Lejay. Gravitité aux Iles Philippines. 805.
- Carte gravimétrique des Philippines. 1098.
- L'isostasie et les anomalies positives de la gravité en certains massifs montagneux et en particulier dans la chaîne de Zambales. 1432.
- Carte gravimétrique des Philippines. 1789.
- Heinz Lettau. Lotschwankungen am Gebirgsrand zur Zeit der Schneeschmelze. 2542.
- Chester R. Longwell. Geologic interpretation of gravity-anomalies in the Northeastern United States. 1433.
- H. Lorenz. Theorie des Erdaufbaus. 475.
- X. Mihal. Bestimmung der Differenzen zwischen den äquatorialen und meridionalen Trägheitsmomenten der Erde mit Hilfe von Gravitationsbeobachtungen. 475.
- Takeshi Minakami. Explosive activities of Volcano Asama and tiltings of the earth's surface. 805.

- Katuhiko Muto. Determining the geoid by means of levelling. 102.
 — Gravity anomalies and deviations of the vertical in Izu-Osima. 103.
- Takesi Nagata. Magnetic anomalies and the corresponding subterranean structure. 810.
- Th. Niethammer. Zu Karl Jung: Vollständig isostatische Reduktion. 477.
- Georges Roux. Intensité de la pesanteur au Maroc. 805.
- Marcel Schlumberger et Vladimir Baranov. Anomalies de pesanteur dans la région d'Alençon. 1098.
- Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Gravitational stability of the earth. 803.
- Carlo Somigliana. Complementi alla teoria del campo gravitazionale ellissoidico. 2189.
- O. H. Truman. Variations of gravity at one place. 2189.
- Chûji Tsuboi. Approximately determining the thickness of the isostatic earth's crust. 804.
- Chuji Tsuboi. Gravity anomalies and the corresponding subterranean mass distributions. 804.
- Chûji Tsuboi and Takato Fuchida. Relation between gravity anomalies and the corresponding subterranean mass distribution. 804.
- George P. Woollard. Effect of geologic corrections on gravity-anomalies. 1433.
- Aggregatzustand des Erdinneren, Zusammensetzung, Temperatur, Radioaktivität, Sonstiges
- J. P. Andrews. Thermal diffusivity of the soil at Colombo Observatory. 102.
- Claudio Antoniani. Complessi colloidali del suolo. VII. Comportamento dei complessi unico-minerali al congelamento. 2188.
- Tom. F. W. Barth. Radium and the petrology of certain granites of Finland. 1431.
- P. W. Bridgman. High pressure behavior of miscellaneous minerals. 1430.
- E. C. Bullard. Temperatures within the earth. 2541.
- K. E. Bullen. Composition of the earth at a depth of 500 — 700 km. 474.
 — Constitution of the earth and certain of the planets. 1429.
- Th. Dahlblom. Increase of the temperature downwards in the crust of rocks. 475.
- Alexandre Dauvillier. Structure interne du Globe et la genèse des Continents et des Océans. 803.
- Milton B. Dobrin. Recreating geological history with models. Experimental study of the earth's crustal deformations. 2541.
- Robley D. Evans, Arthur F. Kip and E. G. Moberg. Radium and radon content of Pacific ocean water, life, and sediments. 476.
- R. D. Evans, Clark Goodman, N. B. Keevil, A. C. Lane and W. D. Urry. Intercalibration and comparison in two laboratories of measurements incident to the determination of the geological ages of rocks. 2541.
- Hubert Garrigue. Mesures de radioactivité et de température dans la région du Lyngmarksbraeen (Groenland septentrional). 1431.
- R. E. Gibson. General considerations of the effect of pressure on solubility. 1431.
- V. M. Goldschmidt. Geochemische Verteilungsgesetze der Elemente. IX. Mengenverhältnisse der Elemente und der Atom-Arten. 1097.
- H. P. Greenwald. Physics of subsidence and ground movement in mines. 477.
- Aristid v. Grosse. Actinium series of radioactive elements and their influence on geological age measurements. 2541.
- H. Haalck. Die Physik des Erdinneren betreffende atomtheoretische Beziehungen. 474.
- E. Hirt. Leitfähigkeit des Bodens in Abhängigkeit von seiner Feuchtigkeitsverteilung. 102.
- Josef Hoffmann. Uran in Gesteinen und Sedimenten des Sudentengaus. 2541.
- Kumizi Iida. Normaltangential viscosity ratio and Poisson's elasticity ratio in certain soils. 805.
- Yosirô Ikeda, Mituo Aramata and Katuhiko Yoneta. Size and specific gravity of seashore sand. 478.
- H. Israël und J. Saldukas. Bodenemanation und Gammastrahlung diluvialen Sandbodens (Potsdam). 1430.
- H. Israël-Köhler. Aufgaben und Ziele der Boden-Emanations-Forschung. 511.
- H. Jensen. Druck-Dichte-Diagramm der Elemente bei höheren Drucken am Temperaturnullpunkt. 1096.
 — Druck-Dichte-Beziehung der Materie bei hohen und mittleren Drucken und $T = 0$. 1096.
 — Druck-Dichte-Beziehung der Elemente bei höheren Drucken am Temperaturnullpunkt. 1096.

- Norman B. Keevil. Thorium-Uranverhältnisse von Gesteinen und ihre Beziehung zur Genese von Bleimineralien. 1097.
 — Calculation of geological age. 1785.
- Friedrich Koczy. Heliumbestimmungen an Steinsalz und Sylvin. 2186.
- Werner Kolhörster, Viktor Masuch und Erwin Miehlnickel. Die Erdstrahlung auf dem Gelände des Meteorologisch-Magnetischen Observatoriums Potsdam. 1430.
- Fritzi Kropf. Methodische Fragen zur Bestimmung kleinster Emanations- und Radiummengen und der Radiumgehalt von Kalkgestein. 2187.
- Ilse Lahner. Uran- und Thoriumbestimmungen an Kalken und Dolomiten und die Frage des radioaktiven Gleichgewichtes in diesen Gesteinen. 2187.
- Esper S. Larsen and P. W. Bridgman. Shearing experiments on some selected minerals and mineral combinations. 477.
- Arnold N. Lowan and Frederick King. Evaluation of the earth's temperatures arising from radioactivity. 1789.
- C. E. Marshall. Colloidal properties of the clays as related to their crystal structure. 1099.
- Vlastimil H. Matula. Radiologic investigations in Francis Bath and its vicinity. 804.
- Charles Snowden Piggot. Radium in rocks: V. Radium content of the four groups of pre-Cambrian granites of Finland. 1431.
- Kurt Pukall. Frage des Sonnenbrandes der Basalte. 1097.
- Lord Rayleigh. Nitrogen, argon and neon in the earth's crust with applications to cosmology. 2187.
- F. Rost. Spektralanalytische Untersuchungen an sulfidischen Erzlagerstätten des ostbayerischen Grenzgebirges. Ein Beitrag zur Geochemie von Nickel und Kobalt. 2541.
- Edmond Rothé et Mme Arlette Hée. Prospection de la carrière de trapp et de granit de Raon-l'Étape par les radiations pénétrantes. 1431.
- Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Plastic state of certain planets under gravitational forces. 102.
 — — Effect of cooling on a plastic earth under gravitational forces. 803.
- Karl von Terzaghi. Soil mechanics. 2189.
- Russell G. Wayland. Optical orientation in elongate clastic quartz. 1434.
- 4. Erdkruste, Seismik usw.**
 ·
 Oberflächengestaltung
 (Gebirgsbildung, Verwitterung, Vereisung, Kontinentalverschiebung, Gezeiten der festen Erdrinde, Vulkanismus)
- E. M. Anderson. Dynamics of sheet intrusion. 2187.
- D. Aubert. Glaciers quaternaires d'un bassin fermé: la vallée de Joux (Canton de Vaud). 475.
- R. Billwiller. Firnzuwachs pro 1937/38 in einigen schweizerischen Firngebieten. 2190.
- Joachim Blüthgen. Vereisung von Meeresräumen. 478.
- Raymond Chevallier. Mesure de l'aimantation naturelle d'une lave mexicaine. 1797.
- Reginald A. Daly. Roots of volcanoes. 1435.
- Arthur L. Day. Symposium on the physics of volcanic processes. Introductory. Applying physics to volcanoes. 1435.
- Marcel E. Denaeyer. Reproduction expérimentale de la structure cone-in-cone. Ses conséquences au point de vue de la tectonique. 2542.
- Gerard de Geer. Periodic variations in the ablation of prehistoric land-ice. 806.
- T. P. Hughes, M. Perutz and G. Seligman. Glaciological results of the Jungfrauoch reserarch party. 1099.
- Kumizi Iida. Mud flow that occurred near the explosion-crater of Mt. Bandai on May 9 and 15, 1938, and some physical properties of volcanic mud. 1789.
- T. A. Jaggar. Structural development of volcanic cones. 1435.
- Yosio Katô. Magnetic properties of the rocks constituting the earth's crust. 103.
 — Changes in the earth's magnetic field accompanying earth-quakes or volcanic eruptions. 478.
- Fritz von Kerner. 250 Jahre Paläoklimatologie, 125 Jahre Eiszeitforschung. 2181.
- G. Kirsch. Ursachen der Eiszeiten und ihrer Gliederung. 478.
- Walther Klüpfel. Eruptionsgesetz der vorquartären Vulkane und die vulkanischen Zyklen. 2190.
- Alfred Kreis und Wilh. Jost. Eisdickenmessungen der Gletscherkommission der S. N. G. auf dem Unteraargletscher. 1434.

- Hisashi Kuno. Daruma volcano, Izu, Japan. 2543.
- Alfred Lacroix. Étapes silencieuses de la formation d'un nouveau cratère à faciès de Caldeira, au sommet du Piton de la Fournaise (Ile de la Réunion). 1099.
- Ponces dacitiques flottant sur l'Océan entre les Fiji, les Nouvelles-Hébrides et la Nouvelle-Calédonie. 1789.
- Remarques sur les volcans sous-marins, à propos de ponces rhyolitiques recueillies sur l'atoll Marutea du Sud (Archipel des Tuamotu). 1434.
- P. L. Mercanton. Présentation d'un film de la crue du glacier Supérieur du Grindelwald. 1099.
- Présentation d'un film de la crue du Glacier supérieur du Grindelwald. 1434.
- Takeshi Minakami. Magnetic surveys of volcano Kusatu-Sirane. 110.
- Magnetic surveys of volcano Asama. 110.
- Explosive activities of Volcano Asama and tiltings of the earth's surface. 805.
- Takesi Nagata. Geophysical studies of Mihara Volcano, Oosima Island. IV. Minor activity of volcano Mihara, August 11, 1938. 2543.
- Jacques Noetzelin. Volcanisme et chimie nucléaire. 2190.
- Volcanisme et chimie nucléaire. 2543.
- Walther Scheffen. Wellenbewegung der Erdkruste. Von älteren und neueren Versuchen zur Klärung der Gebirgsbildung. 1434.
- Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Effect of cooling on a plastic earth under gravitational forces. II. 1789.
- — Effect of viscosity on the gravitational stability of the earth at its liquid cooling stage. 2542.
- R. Spitaler. Sommerliche und winterliche solare Bestrahlungskurve während der quartären Eiszeit. 2219.
- Gliederung der alpinen Eiszeit. 2543.
- Rudolf Streiff-Becker. Eisbewegung im Firn und Gletscher und ihre Wirkung. 1434.
- Ryûtarô Takahasi, Takesi Nagata and Kintarô Hirano. Geophysical studies of volcano Mihara, Oosima Island. Microtremor measurements in Oosima. 103.
- Chuji Tsuboi. Deformations of the earth's crust as disclosed by geodetic measurements. 1789.
- Kurt Wegener. Erhaltung der Gebirge. 1099.
- Stuart H. Wilson. Measurement of the amount of steam escaping from areas of volcanic or solfataric activity. 2190.
- E. G. Zies. Surface-manifestations of volcanic activity. 1434.
- Seismik
- (Allgemeines und Methodisches; Entstehung, Arten und Häufigkeit von Erdbeben; Erdbebenwellen; Herdtiefe, Bodenunruhe, Sonstiges)
- H. P. Berlage, Jr. Aardbevingen in den Oost-Indischen Archipel waargenomen gedurende het jaar 1936, verzameld en bewerkt door het Koninklijk Magnetisch en Meteorologisch Observatorium te Batavia-Centrum. 103.
- Francis Birch and Dennison Bancroft. Elasticity of certain rocks and massive minerals. 1435.
- W. D. Cairns. Seismology from a mathematical view-point. 1790.
- Earthquake in Chile. 1435.
- Gunnar L. Eriksson. Observations sismographiques faites à l'Observatoire météorologique d'Upsala pendant juillet 1937—juin 1938. 1093.
- Ross R. Heinrich. Study of the seismicity of Missouri. 1435.
- Win Inouye. Origin of earthquakes. 104.
- Harold Jeffreys. Remarks on the paper of G. Schmerwitz on Central European earthquakes. 2192.
- Karl Jung. Erdbebenkunde. 806.
- G. Krumbach. Seismische Registrierungen in Jena 1. Januar bis 31. Dezember 1937. 1790.
- Tokitaro Saita. Vibrations of the keep of Nagoya Castle due to earthquake and wind pressure. 104.
- Gerhard Schmerwitz. Ausgleichung der besten Stationsbeobachtungen mitteleuropäischer Erdbeben. 1099.
- Katsutada Sezawa. Amplitudes of Rayleigh-waves with discontinuities in their dispersion curves. 104.
- Max Toperczer. Beitrag zur theoretischen Behandlung des Erdbebenstoßes. 1100.
- Ernst Wanner. Definition der Seismizität einer Gegend. 1435.
- K. E. Bullen. Ellipticity correction and deep-focus earthquakes. 1792.
- Takahiro Hagiwara and Syun'itirô Omote. Comparative observations of the acceleration of earthquake motions in the compound of the Tokyo Imperial University. (Part I.) 1791.

- N. H. Heck. Role of earthquakes and seismic method in submarine geology 104.
- Win Inouye. Origin of earthquakes. (Sixth paper.) 1790.
- Harold Jeffreys. Some Japanese deep-focus earthquakes. 1790.
- Deep-focus earthquakes. 1792.
- C. D. Perrine. Cause of earthquake ruptures. 1099.
- I. Popescu-Cernăuți. Épicentres des tremblements de terre ressentis en Dobroudja. 2192.
- Tokitaro Saita (Saida). Peculiarity of Chinese earthquake disasters and the seismic intensities as deduced from remaining pagodas. 806.
- A. Sieberg. Erdbeben im Vogtland. 1790.
- R. Stoneley. Two double earthquakes. 1791.
- E. Tams. Frage der regionalen Verkopplung von Erdbeben. 1099.
- H. C. Versey. North sea earthquake of 1931 June 7. 1792.
- S. W. Visser. Seismic isobaths in the East Indian Archipelago. 479.
- E. Wanner. Definition der Seismizität einer Gegend. 1099.
- Seiti Yamaguti. Seasonal distributions of earthquakes in the world. 806.
- H. Bateman. Rayleigh waves. 479.
- Hugo Benioff. Determination of the extent of faulting with application to the Long Beach earthquake. 1101.
- B. Gutenberg. Focal points of SKS. 1101.
- and C. F. Richter. Observed times of the Montana earthquakes, 1935. 1101.
- — Seismic waves. (Fourth paper.) 2191.
- Kumizi Iida. Velocity of elastic waves in sand. 105.
- Yosirô Ikeda and Mituo Aramata. Propagation of shock through sand on the beaches of Iwanai and Isikari. 479.
- G. Joos und J. Teltow. Deutung der Knallwellenausbreitung an der Trennschicht zweier Medien. 2190.
- H. Landsberg and H. Neuberger. Relations of travel-time curves to the seismic wave-velocities in the continental and suboceanic lithosphere. 1436.
- William A. Lynch and Joseph Lynch. Body-waves of long path in the Banda sea earthquake of February 1, 1938. 1436.
- Genrokuro Nishimura and Takeo Takayama. Seismic waves due to tractions applied to the inner surface of a spherical cavity in an elastic earth. 806.
- Yûkiti Nomura. Propagation of elastic waves over the surface of a spherical body. 1791.
- Oswald v. Schmidt. Knallwellenausbreitung in Flüssigkeiten und festen Körpern. 1100.
- O. v. Schmidt. Neue Ergebnisse bei der Ausbreitung von Knallwellen in Flüssigkeiten und festen Körpern. 1100.
- Kopfwellen in der Seismik. 2190.
- Katsutada Sezawa. Anomalous dispersion of elastic surface waves. 807.
- and Kiyoshi Kanai. Anomalous dispersion of Rayleigh-waves. 1435.
- — Damping of periodic visco-elastic waves with increase in focal distance. 1791.
- — Formation of boundary waves at the surface of a discontinuity within the earth's crust. 1791.
- — Anomalous dispersion of elastic surface waves. II. 2543.
- A. J. Westland. Epicenter and P-curve of the April 16, 1937, Fiji Island earthquake. 1436.
- Katuhiko Yoneta. Wave propagation on the surface of a sand mass. 479.
- Ethel F. Bellamy. Epicentres of earthquakes 1913—1932. 1790.
- Perry Byerly and James T. Wilson. Microseisms recorded at Berkeley. 1436.
- Akitune Imamura. Crustal deformation as revealed through revision of levels linking Hirosima with Sindi. 806.
- Kiyoshi Kanai. Model experiments of a dynamic damper for seismic structural vibration. Irregular vibration. 104.
- Three-dimensional vibrations of a framed structure. I. 1792.
- Yosio Katô. Investigation of the changes in the earth's magnetic field accompanying earthquakes or volcanic eruptions. 478.
- Naomi Miyabe. Subsidence of the earth's surface in the Kôtô region, Tokyo II. 2542.
- Saemon Tarô Nakamura and Yosio Katô. Variations in the magnetic dip in Central Japan. 810.
- Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Seismic vibration of a gozyûnotô. 105.
- G. L. Smit Sibinga. Relation between deep-focus earthquakes, gravity and morphologie in the Netherlands East Indies. 479.

Fukuhei Takabeya and Tadaaki Sakai. Experimental investigations on the Weakest point in the resistance of tall building frames against earthquake. 1101.

5. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde und Verwandtes

Erdmagnetismus

(Allgemeines, permanentes Feld, Säkularvariation; periodische Variationen. Aktivität, Störungen, Zusammenhang mit anderem, Erdstrom)

G. Atanasiu. Eléments du magnétisme terrestre en Transilvanie. 1797.

— Magnétisme terrestre en Transylvanie, en 1938. 2549.

Henri Besairie. Réseau magnétique 1939 de la Côte française des Somalis. 2549.

R. Bock. Magnetische Reichsvermessung II. Ordnung und ihre ersten vorläufigen Ergebnisse. 2198.

Louis Eblé et Gaston Gibault. Valeurs des éléments magnétiques à l'Observatoire de Chambon-la-Forêt (Loiret) au 1er janvier 1939. 2199.

J. A. Fleming. General magnetic field of the earth and its secular variation. 2199.

Mankiti Hasegawa and Yûiti Tamura. Regular progressive changes of the magnetic field of diurnal variations of terrestrial magnetism. 111

St. Kalinowski. Zu E. Stenz: Observations de la composante verticale du magnétisme terrestre à Swider. 2200.

J. G. Koenigsberger. Stabilität der magnetischen Thermoremanenz in Tongegenständen und Gesteinen bei Bestimmungen des magnetischen Erdfeldes in der Vergangenheit. 483.

Jean Mariani. Interprétation possible des champs magnétiques terrestre et solaire. 810.

A. Crichton Mitchell. Chapters in the history of terrestrial magnetism. 2537.

A. G. McNish and E. A. Johnson. Preliminary report on measurement of magnetization of oceanic sediments. 1440.

— Magnetization of sediments from the bottom of the Atlantic Ocean. 1440.

— Magnetization of unmetamorphosed varves and marine sediments. 2198.

St. Procopiu. Mesures magnetiques en Roumanie, en 1938. I. La déclinaison magnetique et la composante horizontale. 2550.

P. H. Rose. Regionale magnetische Anisotropie der Ukraine und ihre Verbindung mit der Geotektonik. 483.

Teodor Schlomka. Elektrodynamik des rotierenden Erdmagneten. 1101.

Adolf Schmidt. Erdmagnetische Säkularvariation in Deutschland während der letzten Jahrzehnte. 483.

Edward Stenz. Observations de la composante verticale du magnétisme terrestre à Swider. 483.

Swedish Polar Year expedition, Sveagruvan, Spitzbergen, 1932—1933. 2198.

Max Toperczer. Säkulare Änderung der magnetischen Deklination in Österreich im Zeitraum 1930—1935. 810.

B. Trumpy and K. F. Wasserfall. Results from the magnetic station at Dombás 1934—1936 ($g = 62^\circ$, $\lambda = 9^\circ$ E. Gr.). 110.

J. Bartels. Potsdamer erdmagnetische Kennziffern. 111.

— Potsdamer erdmagnetische Kennziffern. 3. Mitt. 1108.

— Potsdamer erdmagnetische Kennziffern. 4. Mitt. 2200.

— Besprechung erdmagnetischer Registrierungen im Hinblick auf Vorgänge in der Ionosphäre und Wirkungen in der Höhenstrahlung. 1439.

W. Brunner. Provisorische Züricher Sonnenflecken-Relativzahlen für das dritte Vierteljahr 1938. 809.

— Provisorische Züricher Sonnenflecken-Relativzahlen für das vierte Vierteljahr 1938. 1795.

— Provisorische Züricher Sonnenflecken-Relativzahlen für das erste Vierteljahr 1939. 2195.

— Provisorische Züricher Sonnenflecken-Relativzahlen für das zweite Vierteljahr 1939. 2545.

— Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 3. Vierteljahr 1938. 1105.

— Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 4. Vierteljahr 1938. 2195.

— Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 1. Vierteljahr 1939. 2195.

— Tägliche Sonnenflecken-Relativzahlen für das 2. Vierteljahr 1938. 108.

J. Coulomb. Influence du soleil sur le magnétisme terrestre. 2550.

Jean Coulomb et Georges Dugast. Variations du magnétisme terrestre accompagnants les éruptions chromosphériques. 112.

- Jean Coulomb et Georges Dugast. Intervalle de temps entre les éruptions solaires et les orages magnétiques. 2550.
- G. van Dijk. Magnetischer Charakter der Jahre 1890—1905. 484.
- Endgültige Sonnenflecken-Relativzahlen im Jahre 1938. 2533.
- J. A. Fleming. Terrestrial magnetism and oceanic structure. 110.
- S. E. Forbush. Variations in cosmic-ray intensity associated with magnetic storms. 118.
- Cosmic-ray effects associated with magnetic storms. 1450.
- F. Göschl. Dreizehnmönatige Periode des Erdmagnetismus. 108.
- Leiv Harang. Pulsations in an ionized region at height of 650—800 km during the appearance of giant pulsations in the geomagnetic records. 2548.
- Victor F. Hess, A. Demmelmair und R. Steinmaurer. Beziehungen zwischen erdmagnetischer Feldstärke und der kosmischen Strahlung. 814.
- Thomas H. Johnson. Geomagnetic effects and their bearing upon the fundamental problems of the cosmic ray investigation. 1449.
- Cosmic-ray intensity and geomagnetic effects. 1450.
- J. Juilfs. Polarlichter und magnetische Stürme. 1797.
- Yosio Katô. Changes in the earth's magnetic field accompanying earthquakes or volcanic eruptions. 478.
- Liste der in Zürich beobachteten größeren chromosphärischen Eruptionen 3. Vierteljahr 1938. 809.
- Liste der in Zürich beobachteten größeren chromosphärischen Eruptionen 4. Vierteljahr 1938. 1439.
- Takeshi Minakami. Magnetic surveys of volcano Asama. 110.
- Magnetic surveys of volcano Kusatsu-Sirane. 110.
- Takesi Nagata. Magnetic anomalies around volcanic craters. 484.
- Saemon Tarô Nakamura and Yosio Katô. Variations in the magnetic dip in Central Japan. 810.
- Seth B. Nicholson. Great sunspot of January 1938. 2197.
- and Elizabeth Sternberg Mulders. Provisional solar and magnetic character-figures, Mount Wilson Observatory October, November, and December, 1938. 2547.
- — Provisional solar and magnetic character-figures, Mount Wilson Observatory January, February and March 1939. 2547.
- A. G. McNish and H. F. Johnston. American magnetic character-figure C_A for 1937. 111.
- — Correlation of magnetic activity with disturbance of radio transmission. 1796.
- Numerischer magnetischer Charakter der Tage 1937. 484.
- K. R. Ramanathan. Earth's magnetism and the upper atmosphere. 1440.
- M. Rössiger. Charakteristischer Verlauf eines erdmagnetischen Sturms, nach Potsdamer Registrierungen. 112.
- B. Rolf † and J. Olsen. Overhead current systems in the arctic during magnetic storms, based on observations during the first and second International Polar Year. 105.
- W. J. Rooney. Lunar diurnal variation in earthcurrents at Huancayo and Tucson. 1108.
- E. G. Steinke und A. Sittkus. Ultrastrahlung und magnetische Stürme im Januar, April und Mai 1938. 117.
- O. W. Torreson. Electric characterization of days at the Huancayo Magnetic Observatory for the twelve years, 1925—1936. 1102.
- M. S. Vallarta. Present status of the theory of the effect of the earth's magnetic field on cosmic rays. 1449.
- Polarlicht, Nachthimmelslicht
- Cataldo Agostinelli. Moto di un corpuscolo elettrizzato in presenza di un dipolo magnetico. 2200.
- Albert Arnulf, René Bernard, Démetre Cavassilas and Georges Déjardin. Spectre du ciel nocturne dans la région ultraviolette. 2553.
- V. A. Bailey. Generation of auroras by means of radio waves. 1108.
- Daniel Barbier. L'émission de particules électrisées par le soleil et la théorie des aurores polaires. 1440.
- C. S. Beals. Complex structure in lines of interstellar sodium. 486.
- René Bernard. Enhancement of the sodium D lines in the twilight sky light. 113.
- Vorhandensein von Natrium in der Atmosphäre auf Grund von interferometrischen Untersuchungen der D -Linie im Abend- und Nachthimmellicht. 1109.
- Origine de la coloration des aurores boréales du type B. 2201.

- René Bernard. Presence of the nitrogen forbidden line ${}^2P \rightarrow {}^4S$ in the auroral spectrum. 2201.
- Résultats relatifs à l'aurore polaire. 2201.
- Présence possible des bandes du cyanogène dans le spectre des aurores rouges du type B. 2552.
- J. Cabannes, J. Dufay and J. Gauzit. CH bands in the night sky spectrum. 1108.
- — — CN bands in the night sky spectrum. 2202.
- G. Cario. Monochromatische Photometrie sehr schwacher Lichtquellen. 114.
- Alexander Cowie. Aurora of February 24, 1939. 2548.
- Jean Debrach. Variations du rayonnement nocturne effectif, au cours des nuits claires. 2203.
- Sure une relation entre le trouble atmosphérique et le rayonnement nocturne. 2567.
- Georges Déjardin. Bandes rouges du cyanogène dans le spectre du ciel nocturne. 1441.
- et René Bernard. Altitude de la couche atmosphérique où sont émises les raies D et sur l'origine des atomes de sodium présents dans cette couche. 113.
- James Franck and Carol Anger Rieke. Explanation of the D -lines in the spectrum of the night sky. 2203.
- J. Gauzit. Probable dissociation of nitrogen molecules in the high atmosphere. 485.
- M. Geddes. Characteristics of auroras in New Zealand. 2551.
- L. Gialanella. Moto di un corpuscolo elettrizzato in presenza di un dipole magnetico. I. 2200.
- F. W. Paul Götz. Zum Nordlicht vom 25. Januar 1938. 1108.
- Spektren des Nordlichtes vom 25. Januar 1938. 1441.
- und R. Penndorf. Nordlicht vom 24./25. Februar 1939 in Arosa. 2200.
- Raymond Grandmontagne. Couleur du ciel nocturne. 487.
- Variations annuelles de la lumière du ciel nocturne. 487.
- Remarques sur les variations de la couleur du ciel nocturne. 1441.
- Couleur et variations de la lumière du ciel nocturne. 2202.
- Évaluation de la brillance du ciel nocturne au moyen d'une cellule photoélectrique au caesium. 2202.
- Leiv Harang. Auroral observatory at Tromsø. 107.
- Höhenänderungen des unteren Bandes der Nordlichter beim Übergang von der dunklen zu der sonnenbelichteten Atmosphäre. 2200.
- and E. Tønsberg. Auroral observatory at Tromsø. Results of magnetic observations for the year 1937. 110.
- Lewi Herman et Mme Renée Herman. Existence de la phosphorescence de l'oxygène dans le spectre du ciel nocturne. 2553.
- M. C. Holmes. Earth's electric field and the aurorae. 2552.
- J. Juilfs. Über Polarlichter und magnetische Stürme. 1797.
- Josef Kaplan. Identifizierung der Aurorastrahlung. 112.
- Erzeugung des Auroraspektrums im Laboratorium. 113.
- Bands 2963, 2977 in night sky spectra. 487.
- Where does the light of the night sky originate? 1441.
- Zu W. E. Bowls: Second Townsend coefficient. 1441.
- Preparation and properties of auroral afterglows. 2201.
- Excitation of the new nitrogen line. 2552.
- Production of highly vibrating molecules. 2552.
- New nitrogen afterglow spectrum. 2553.
- S. K. Mitra and A. K. Banerjee. Fringe of the atmosphere and ultraviolet light theory of aurora and magnetic disturbances. 2550.
- B. Mukhopadhyay. Änderung der Intensität der grünen Nordlichtlinie des Nachthimmels. 113.
- M. Nicolet. Vorkommen atomaren Stickstoffs in der hohen Atmosphäre. 1441.
- Marcel Nicolet. Mechanism of excitation of the forbidden lines of oxygen and nitrogen in the spectra of the aurora and the night sky. 2202.
- A. G. McNish. Heights of auroral-zone currents. 2193.
- James Paton. Auroral corona, February 24, 1939. 2551.
- H. H. Plaskett. Polar aurora and night-sky light. 1108.
- Jessie Rudnick. Relation of the brightness of the night sky to zenith distance. 486.
- A. Severnyi. Intensities of telluric bands of oxygen and nitrogen. 485.

- Carl Störmer. Photographische Höhenmessungen und Spektre des großen Nordlichtes vom 25. bis 26. Januar 1938. 484.
- Blue sunlit aurora rays and their spectrum. 1109.
- Red auroral lines on September 14—16. 1109.
- Blue auroral rays situated in the sunlit part of the atmosphere. 2551.
- Height and spectra of aurorae over Southern Norway during 1936. 2551.
- L. Vegard. Vorgänge und Zustände in der Nordlichtregion. 484.
- Atomic lines in the auroral spectrum. 485.
- Variation of the relative intensity of the green and red lines in the auroral spectrum and its physical explanation. 485.
- Nordlichtspektrum und der Zustand der Nordlichtregion. 1440.
- Very small intensity of the red O I triplet during the auroral displays of September 14—16. 1441.
- Weak bands and atomic lines in the auroral spectrum. 2552.
- N. Wassmuth, V. Werzner, S. Tibilov et S. Freivert. Intensité variante de la raie verte dans l'émission lumineuse du ciel nocturne. 487.
- Luftelektrizität
- (Allgemeines, elektrisches Feld, Vertikalstrom; Ionen, Leitfähigkeit, Raumladung, Radioaktivität; Gewitterelektrizität, Sonstiges)
- J. Alan Chalmers. Theories of the electric fields below clouds. 2192.
- O. H. Gish. Universal aspects of atmospheric electricity. 1792.
- S. M. Mukherjee. Atmospheric electric potential gradient, conductivity and air-earth current on electrically „quiet“ days at Colaba. 1792.
- Jules Rouch. Champ électrique de l'atmosphère en mer. 807.
- H. Rudolph. Negative Aufladung der Ionosphäre der Erde. 1107.
- Giuseppina Aliverti. L'effluvio elettrico, l'aerosol atmosferico e le misure di radioattività dell'aria. 1794.
- S. K. Banerji. Interchange of electricity between solids, liquids and gases in mechanical actions. 2193.
- A. C. Banerji and P. L. Bhatnagar. Intensity of ionization in the earth's atmosphere. 1795.
- Franz Behounek. Gehalt der Luft an Ionen und Staub bei Klimaanlage. 2183.
- H. Le Boiteux et Ouang te Tchao. Loi de répartition des mobilités des gros ions. 1093.
- N. E. Bradbury and H. J. Meuron. Diurnal variation of atmospheric condensation nuclei. 479.
- D. Brunt. Artificial dissipation of fog. 2222.
- J. A. Chalmers and E. W. R. Little. Electric charge on soft hail. 1793.
- L. J. L. Deij. Metingen van het radongehalte in de atmosfeer. 1794.
- W. Findeisen. Kondensationskern. Entstehung, chemische Natur, Größe und Anzahl. 1806.
- O. H. Gish and H. G. Booker. Nonexistence of continuous intense ionization in the troposphere and lower stratosphere. 2197.
- and K. L. Sherman. Latitude-effect in electrical resistance of a column of atmosphere. 2544.
- Clark Goodman and Robley D. Evans. Determination of the radon and thoron content of air. 1460.
- J. P. H. de Kruijff. Meting van elektrische lading van regen te Soerabaia. 1794.
- H. Landsberg. Atmospheric condensation nuclei. 1459.
- St. Marăcineanu. Répercussion des phénomènes radioactifs dans l'atmosphère. Pluie artificielle. 2570.
- J. Moussiégt. Mesures de la conductibilité et de l'ionisation de l'air dans les Alpes. 1437.
- J. J. Nolan and P. J. Nolan. (Appendix by P. G. Gormley.) Diffusion and fall of atmospheric condensation nuclei. 1459.
- Sverre Petterssen. Formation and dissipation of fog. 2570.
- Georges Reboul et Frantz Perrier. Particularité de l'air ionisé par les rayons X. 1436.
- Mlle Juliette Roquet. Diffusion turbulente d'un jet par la mesure de la concentration du radon. 2543.
- D. C. Rose. Variation of the electrical conductivity of the atmosphere with height. 105.
- J. Sayers. Ionic recombination in air. 1436.
- Ouang Te-Tchao et André Langevin. État d'équilibre entre gros ions et petits ions dans un gaz. 1793.

- Ouang Te-Tchao. Spectre de mobilités des gros ions. 1806.
- et Henri Le Boiteux. Coefficient d'absorption des petits ions par les particules neutres en suspension dans l'air. 2193.
- Mme Odette Thellier. Variation diurne de la conductibilité électrique de l'air et des nombres d'ions et de noyaux de condensation à l'Observatoire de Chambon-la-Forêt. 2192.
- Variations diurnes du courant électrique vertical, de la mobilité des ions et de la charge spatiale de l'air à l'Observatoire géophysique de Chambon-la-Forêt. 2544.
- O. W. Torreson. Condensation-nuclei in the atmosphere at the Huancayo Magnetic Observatory, Peru, and their relation to atmospheric-electric and meteorological observations. 2570.
- G. R. Wait. Radioactive content of the atmosphere as affected by the presence of condensation nuclei. 2193.
- S. Ziemecki. Ionization in the troposphere. 2554.
- T. E. Allibone. Funkenentladung. 809.
- Camille Dauzère. Répartition géographique des points de chute de la foudre dans le département du Gers. 1107.
- Chutes de la foudre dans le département de la Haute-Garonne. 1107.
- et Joseph Bouget. Répartition des coups de foudre et des chutes de grêle dans le département des Hautes-Pyrénées. 2198.
- H. M. Davis. Multiple strokes in lightning. 1107.
- H. L. Dean. Stroboscopic illusions caused by lightning. 1107.
- K. B. McEachron. Multiple lightning strokes. 809.
- Lightning to the empire state building. 1797.
- R. Foitzik. Versuche mit großen Stoßströmen. 1439.
- Volker Fritsch. Beziehungen der Funkgeologie zur Blitzforschung. 2572.
- Rodolphe Garreau. Observation d'un coup de foudre en boule. 2549.
- Boh. Hrudička. Säkularperiode der Gewitterhäufigkeit. 482.
- J. Letzmann. Kugelblitze in Estland. 2198.
- B. F. J. Schonland, D. J. Malan and H. Collens. Progressive lightning. VI. 1107.
- B. Walter. Entstehung eines Blitzes durch fallende Hagelkörner? 482.
- Entstehungsweise der Bahnlinie eines Blitzes und die weiteren Vorgänge in ihr. 1796.
- Rudolf Weixleder. Alpine Gewittertätigkeit. 2549.
- E. J. Workman and R. E. Holzer. Quantities of charge transfers in lightning discharges. 2198.
- Ausbreitung elektrischer Wellen in der Atmosphäre, atmosphärische Störungen; Ionosphäre
- E. V. Appleton. Radio transmission and solar activity. 480.
- and R. Naismith. Scattering of radio waves in polar regions. 1439.
- V. A. Bailey and J. M. Somerville. Magneto-ionic theory of wave propagation by means of simple formulae, linkages and graphical devices. 2546.
- A. K. Banerjee. Elektrische Konstanten von ionisierter Luft für Mikrowellen. 1437.
- S. S. Banerjee and R. D. Joshi. Dielectric constant and conductivity of soil at high radio frequencies. 106.
- L. V. Berkner. Nature of radio fade-out. 2197.
- Tommaso Boggio. Intégrale nouvelle des équations du mouvement d'une particule électrisée dans un champ électrique et dans un champ magnétique superposés. 1798.
- George H. Brown. Velocity of radio waves in air. 2545.
- O. Burkard. Zu E. Fendler: Die Änderungen in den Übertragungsbedingungen einer Grenzwellen (10 m) in den Jahren 1935 bis 1937. 1438.
- L. Cagniard. Propagation d'un signal dans une atmosphère raréfiée ionisée. 2196.
- Manindra Kumar Chakravarty and S. R. Khastgir. Direct determination of the electrical constants of soil at ultra-high radio-frequency. 1102.
- Rush F. Chase. Occurrence of „tweeks“ on a telephone line. 1107.
- E. H. Conklin. 56-megacycle reception via sporadic-E-layer reflections. 1796.
- Dobiesław Doborzynski. Kurzwellenempfang in Kalksteinhöhlen. 479.
- G. Eckart. Beugungstheorie der Ausbreitung ultrakurzer Wellen. 1795.
- und H. Plendl. Überwindung der Erdkrümmung bei Ultrakurzwellen durch die Strahlenbrechung in der Atmosphäre. 2194.

- T. L. Eckersley and G. Millington. Limiting polarization of medium waves reflected from the ionosphere. 1106.
- C. R. Englund, A. B. Crawford and W. W. Mumford. Ultra-short-wave transmission and atmospheric irregularities. 1106.
- Ernst Fendler. Änderungen in den Übertragungsbedingungen einer Grenzwellen (10 m) in den Jahren 1935 bis 1937. 109.
- Saraju Prasad Ghosh. Dispersion, absorption and polarisation curves for radio wave propagation in the ionosphere. 2195.
- Theodore R. Gilliland, Samuel S. Kirby, Newbern Smith and Stephen E. Reymer. Maximum usable frequencies for radio skywave transmission, 1933 to 1937. 481.
- T. R. Gilliland, S. S. Kirby, N. Smith and S. E. Reymer. Maximum usable frequencies for radio sky-wave transmission, 1933 to 1937. 1106.
- D. R. Goddard. Observations on sky-wave transmission on frequencies above 40 megacycles. 1796.
- Marion C. Gray. Diffraction and refraction of a horizontally polarized electromagnetic wave over a spherical earth. 2195.
- Leiv Harang and Willi Stoffregen. Scattered reflections of radio waves from a height of more than 1,000 km. 1438.
- and Willy Stoffregen. Der Polarisationszustand der Radiowellen bei der Reflexion an Schichten, die während erdmagnetischer Störungen und Nordlichter gebildet werden. 2549.
- M. C. Holmes. Polar molecules in the earth's electric field as absorbers of wireless waves. 108.
- Henry Hubert et J. Barberon. Étude des parasites atmosphériques au moyen de l'oscillographe cathodique. 480.
- R. D. Joshi. Effect of temperature on the electrical constants of soil at radio frequencies. 106.
- G. W. Kenrick and Gerard Lavergne. Meteorological aspects of certain radio-transmission phenomena. 1106.
- S. R. Khastgir and M. K. Chakravarty. Attenuation of ultra-short radio waves along the earth. 808.
- and K. Sirajuddin. Einfluß von Verzerrungen durch nichtlineare Gleichrichtung auf die Messung von Dielektrizitätskonstanten mittels der Schwelbungs-methode. 1437.
- T. H. Laby, F. G. Nicholls, A. F. B. Nickson and J. J. McNeill. Reflection of atmospherics by the ionosphere. 482.
- J. P. V. Madson. Radio Research. 1437.
- K. Maeda and T. Tukada. Propagation of 30-megacycle radio waves. 110.
- Vitale Majeru. Propagation des ondes électriques dans les gaz ionisés compris entre deux cylindres coaxiaux. 1796.
- R. C. Majumdar. Reflection of electromagnetic waves in the ionosphere. 2545.
- D. F. Martyn. Nature of radiofade-out. 2197.
- and G. H. Munro. Lorentz „polarization“ correction and the behaviour of radio echoes from the ionosphere at frequencies near the gyro-frequency. 1103.
- Lorentz-polarization-correction in the ionosphere. 2545.
- G. Millington. Ionospheric transmission phenomena at oblique incidence and at vertical incidence. 808.
- Diffraction of wireless waves round the earth. 2544.
- D. N. Nasilov and A. S. Pogosjan. Rôle of meteorological processes in radio-measurements. 110.
- and Kh. Pogosjan. Rôle of meteorological processes in radio measurements. 1105.
- K. F. Niessen. Erdabsorption bei horizontalen Dipolantennen. 106.
- Entscheidung zwischen horizontalen oder vertikalen elektrischen Dipolen zwecks minimaler Erdabsorption bei gegebener Bodenart und Wellenlänge. 807.
- A. G. McNish and H. F. Johnston. Correlation of magnetic activity with disturbance of radio transmission. 1796.
- W. Ochmann und H. Plendl. Ausbreitung der Ultrakurzwellen. 107.
- J. H. Piddington. Origin of radio-wave reflections in the troposphere. 1103.
- Origin of radio-wave reflections in the troposphere. 2197.
- J. A. Pierce and H. R. Mimno. Unusual range of radio signals. 808.
- Balth. van der Pol and H. Bremmer. Propagation of radio waves over a finitely conducting spherical earth. 106.
- Propagation of radio waves over a finitely conducting spherical earth. 2194.
- Karl Rawer. Elektrische Wellen in einem geschichteten Medium. Partielle Reflexion und Berechnung der scheinbaren Höhe von Ionospherenschichten. 2547.
- Yves Rocard. Affaiblissement des champs électromagnétiques sur ondes ultra-courtes au passage des rivières. 1437.

- M. N. Saha and K. B. Mathur. Propagation and the total reflection of electromagnetic waves in the ionosphere. 2545.
- J. P. Schafer and W. M. Goodall. Peak field strength of atmospherics due to local thunderstorms at 150 megacycles. 2195.
- S. L. Seaton. Radio fade-outs at Huan-cayo and Watheroo Magnetic Observatories, February 1937 through June 1938. 1796.
- B. N. Singh. Effect of a longitudinal magnetic field on the conductivity and refractive index of ionized air. 809.
- Newbern Smith. Application of vertical incidence ionosphere measurements to oblique incidence radio transmission. 481.
- , Samuel S. Kirby and Theodore R. Gilliland. Application of graphs of maximum usable frequency to communication problems. 2198.
- F. Vilbig. Reflexionskoeffizienten der Heavessideschicht im Wellenbereich von 200 bis 2000 m bei verschiedenen Abstrahlwinkeln. 2545.
- M. Waldmeier. Sonneneruptionen und ihr Einfluß auf die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen. 1105.
- Max Waldmeier. Sonneneruptionen und ihr Einfluß auf die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen. 2548.
- Rolf M. Wundt. Einfluß der Beugung auf die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen im Bereich jenseits des Horizontes auf Grund der Theorie von B. v. d. Pol und H. Bremmer. 1102.
- E. V. Appleton. Ionosphere. 1438.
- and K. Weekes. Tides in the upper atmosphere. 508.
- , R. Naismith and L. J. Ingram. Critical-frequency method of measuring upper-atmospheric ionization. 1103.
- Averages of critical frequencies and virtual heights of the ionosphere, observed by the National Bureau of Standards, Washington, D. C., October to December, 1938. 2547.
- V. A. Bailey. Some effects caused in the ionosphere by electric waves. 1103.
- Resonance in radio interaction and the possibility of influencing the ionosphere by means of a feeble radiator. 1439.
- R. R. Bajpai and B. D. Pant. F' -region of the ionosphere. 481.
- — F -region at Allahabad. 2547.
- J. Bartels. Besprechung erdmagnetischer Registrierungen im Hinblick auf Vorgänge in der Ionosphäre und Wirkungen in der Höhenstrahlung. 1439.
- D. R. Bates, R. A. Buckingham, H. S. W. Massey and J. J. Unwin. Dissociation, recombination and attachment processes in the upper atmosphere. II. Rate of recombination. 2196.
- B. Beckmann, W. Menzel and F. Vilbig. Veränderungen in der Ionosphäre beim Auftreten von Nordlicht. 2548.
- — — Zeitliches Auftreten des Dellinger Effektes und seine Intensitätsverteilung auf verschiedene Funklinien. 2548.
- N. E. Bradbury. Nocturnal E. layer ionization. 2196.
- L. V. Berkner. Ionospheric disturbances coincident with magnetic storms. 1105.
- J. N. Bhar. Stratification of the ionosphere and the origin of the E_1 layer. 1104.
- H. G. Booker and L. V. Berkner. Ionospheric investigation concerning the Lorentz polarization correction. 480.
- N. S. Bose. Total reflection of electromagnetic waves in the ionosphere. 480.
- O. Burkard. Grenzwellen und Ionosphäre II. 109.
- Otto Burkard. Grenzwellen und Ionosphäre III. 1438.
- Corpuscular eclipse of 1940 October 1. 1105.
- John Howard Dellinger. Sudden disturbances of the ionosphere. 107.
- J. H. Dellinger. Ionospheric researches of the National Bureau of Standards during 1937. 1795.
- W. Dieminger und H. Plendl. Ergebnisse von Dauerregistrierungen der Ionosphäre. 1104.
- J. C. Dobbie, W. Moss and A. D. Thackeray. Two solar eruptions. 480.
- — — Two solar eruptions. 1103.
- F. T. Farmer, C. B. Childs and A. Cowie. Critical frequency measurements of wireless waves reflected obliquely from the ionosphere. 1104.
- T. R. Gilliland, S. S. Kirby and N. Smith. Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., May, 1938. 109.
- — — Characteristics of the ionosphere at Washington, June 1938. 109.
- — — Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., July, 1938. 481.
- — — Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., August 1938. 808.
- — — Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., September 1938. 808.
- — — Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., October 1938. 809.

- T. R. Gilliland, S. S. Kirby and N. Smith. Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., November, 1938. 1438.
- — — Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., December, 1938. 1438.
- — — Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., January, 1939. 1795.
- — — Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., february, 1939. 2196.
- — — Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., march, 1939. 2196.
- — — Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., April, 1939. 2547.
- — — Characteristics of the ionosphere at Washington, D. C., May, 1939. 2547.
- R. G. Giovanelli. Eruptive prominences and ionospheric disturbances. 1105.
- W. M. Goodall. Midday F_2 -region critical frequencies for Deal. 2546.
- The F_2 region as an indicating mechanism for solar activity. 2546.
- Leiv Harang. Annual variation of the critical frequencies of the ionized layers at Tromsø during 1938. 2547.
- Pulsations in an ionized region at height of 650—800 km during the appearance of giant pulsations in the geomagnetic records. 2548.
- E. O. Hulburt. Ionosphere. 1795.
- E region of the ionosphere. 2549.
- Ionospheric eclipse of 1940 October 1. 482.
- H. F. Johnston. American URSI broadcasts of cosmic data, October to December, 1938, with American magnetic character-figure C_A , November, 1938, to January, 1939, and summary of C_A for year 1938. 2547.
- Joseph Kaplan. Dellinger phenomenon. 1105.
- S. S. Kirby, N. Smith and T. R. Gilliland. Nature of the ionosphere storm. 481.
- K. Kreielsheimer and D. Brown. Ionospheric observations at Auckland, New Zealand. 1439.
- Pierre Lejay. Ionosphère à Changhai; observation de changements de fréquence des ondes réfléchies par les couche ionisées. 1795.
- J. H. C. Lisman. Zonne-activiteit en radioontvangst in 1937. 1105.
- R. C. Majumdar. Theory of molecular dissociation and the fundamental mechanism in upper atmosphere. 108.
- Mme Irène Mihul et Constantin Mihul. Réflexion mixte dans des milieux d'indices optiques variables; application à l'ionosphère. 481.
- G. Millington. Attenuation and group retardation in the ionosphere. 108.
- Harry Rowe Mimno. Long-distance radio reception and the E-region of the ionosphere. 482.
- S. K. Mitra. Origin of the E layer of the ionosphere. 1104.
- , J. N. Bhar and S. P. Ghosh. Lower Ionosphere. 2195.
- R. Naismith and W. J. G. Beynon. Bright solar eruptions and the ionosphere. 107.
- W. C. Parkinson and L. S. Prior. Ionosphere at Watheroo, Western Australia May to December 1938. 2547.
- G. A. Peddie. Results of ionospheric observations at Wellington, New Zealand. 1438.
- John Alvin Pierce. Abnormal ionization in the E region of the ionosphere. 109.
- K. R. Ramanathan. Earth's magnetism and the upper atmosphere. 1440.
- Karl Rawer. Partielle Reflexion und Berechnung der scheinbaren Höhe von Ionosphärenschichten. 2546.
- Kantaro Senda. Temperatur der ultrahohen Erdatmosphäre nach der Dissoziationstheorie. 124.
- Newbern Smith. Relation of radio sky-wave transmission to ionosphere measurements. 2198.
- , Theodore R. Gilliland and Samuel S. Kirby. Trends of characteristics of the ionosphere for half a sunspot cycle. 2196.
- P. L. Sung and C. T. Kwei. Ionospheric measurements at Central China College, Wuchang, China, October 1937 to June 1938. 1795.
- Keikitiro Tani, Yoji Ito and Hiroshi Sinkawa. Long-period variations in the F_2 region of the ionosphere. 1104.
- H. W. Wells and H. E. Stanton. Ionosphere at Huancayo, Peru, January, February and March 1938. 1105.
- — The ionosphere at Huancayo, Peru, April, May, and June, 1938. 1796.
- — Ionosphere at Huancayo, Peru, July, August, and September, 1938. 2547.
- — Ionosphere at Huancayo, Peru, October, November and December 1938. 2547.

- M. V. Wilkes. Theoretical ionization curves for the E region. 1104.
 J. Zenneck. Physik der hohen Atmosphäre. 808.

6. Ultrastrahlung

Allgemeines; Ursprung und Natur der Strahlung; Ionisation

- Hannes Alfvén. Motion of cosmic rays in interstellar space. 2205.
 — Atomic nuclei in primary cosmic radiation. 2210.
 J. Bartels. Besprechung erdmagnetischer Registrierungen im Hinblick auf Vorgänge in der Ionosphäre und Wirkungen in der Höhenstrahlung. 1439.
 G. Bernardini. Systematische Registrierung der Intensität der kosmischen Strahlen im Nationalen Institut für Geophysik in Rom. 2210.
 P. M. S. Blackett. High altitude cosmic radiation. 488.
 I. S. Bowen, R. A. Millikan and H. Victor Neher. New light on the nature and origin of the incoming cosmic rays. 117.
 J. Clay and P. H. Clay. Absolute intensity of cosmic radiation on sealevel. 1111.
 — and F. Westerhof. Determination of small amounts of emanation in water. 2213.
 Georges Guében. Rayonnement cosmique. 811.
 A. R. Hoog. Observations on cosmic ray intensity. 1446.
 Thomas H. Johnson. Nature of the primary cosmic radiation. 488.
 — Geomagnetic effects and their bearing upon the fundamental problems of the cosmic ray investigation. 1449.
 J. Juilfs. Kosmische Höhenstrahlung (Ultrastrahlung). 488.
 W. Kolhörster, I. Matthes and E. Weber. Gekoppelte Höhenstrahlen. 1445.
 E. J. Schremp. Identifying the primary cosmic. 116.
 Rudolf Steinmaurer. Erforschung der kosmischen Strahlung im letzten Jahrzehnt. 811.
 W. F. G. Swann. Work of the Bartol Research Foundation, 1937—38. 811.
 — What are cosmic-rays? 1445.
 M. S. Vallarta. Present status of the theory of the effect of the earth's magnetic field on cosmic rays. 1449.
 — and R. P. Feynman. Scattering of cosmic rays by the stars of a galaxy. 2206.
- Volney C. Wilson. Nature of the penetrating cosmic rays. 1446.
 — Nature of the penetrating cosmic rays. 115.
- Geographische Verteilung, Richtungsverteilung, Breiteneffekt, Periodizität
- Hannes Alfvén. Sideral time variation of the cosmic radiation. 114.
 Reinhold Auer. Allseitige Intensität der Ultrastrahlung in der Atmosphäre. 2203.
 A. H. Compton and P. S. Gill. Significance of sidereal time variations of cosmic rays. 2206.
 S. E. Forbush. World-wide changes in cosmic-ray intensity. 1444.
 I. A. Getting. Galactic rotation and the variation of cosmic-ray intensity. 114.
 Radhesh Chandra Ghosh. Winkelverteilung der Elektronenpaare. 2208.
 Piara S. Gill. Long period variations of cosmic rays. 2206.
 B. Gross. Latitude effect of cosmic rays. 1443.
 R. Albagli Hutner. Penumbra of cosmic radiation. 1443.
 William P. Jesse and Piara S. Gill. Latitude effect for very large cosmic-ray bursts. 2207.
 T. H. Johnson and J. G. Barry. East-west asymmetry of the cosmic radiation at very high elevations near the equator. 2206.
 R. A. Millikan and H. V. Neher. Incoming cosmic-ray energies as function of latitude more accurately determined. 2206.
 G. Occhialini. Mesures de l'effet de latitude pour les gerbes. 1444.
 E. J. Schremp. General theory of the earth's shadow effect of cosmic radiation. 488.
 — Shadow cone of cosmic radiation. 489.
 Julian L. Thompson. Solar diurnal variation of cosmic-ray intensity as a function of latitude. 114.
 — Critical analysis for sidereal time variations of cosmic rays on the Pacific. 1445.
 — Diurnal variations of cosmic rays on the Pacific Ocean. 2206.
 M. S. Vallarta, C. Graef and S. Kusaka. Galactic rotation and the intensity of cosmic radiation at the geomagnetic equator. 1444.
 Paul Weiß. Mesotron und die Richtungsverteilung der Höhenstrahlung. 1799.

- Paul Weisz. Vertikaler Zählrohreffekt der Höhenstrahlung bei Proportionalzählern. 2204.
- Schauer, Stöße
- N. Arley. Theory of coincidence experiments on cosmic rays. 1110.
- Pierre Auger. Grandes gerbes de rayons cosmiques à 3500 m d'altitude. 812.
- et Roland Maze. Grandes gerbes cosmiques à 2800 m d'altitude. 812.
- — Grandes gerbes cosmiques de l'atmosphère. 1445.
- — et Mme Thérèse Grivet-Meyer. Grandes gerbes cosmiques atmosphériques contenant des corpuscules ultra-pénétrants. 812.
- —, Paul Ehrenfest Jr. et André Fréon. Grandes gerbes de rayons cosmiques. 2208.
- J. Barnóthy und M. Forró. Zeitliche Änderung der Schauerintensität und Mesotronenzerfall. 2207.
- W. Bothe. Hard cosmic ray showers. 490.
- J. D. Crawshaw. Cosmic-ray showers produced under thirty metres of clay. 490.
- Alexandre Dauvillier. Identification des chocs d'Hoffmann avec les gerbes d'électrons produites par les rayons cosmiques. 2208.
- H. Euler. Durchdringende Komponente der kosmischen Strahlung und die von ihr erzeugten Hoffmannschen Stöße. 489.
- Erzeugung Hoffmannscher Stöße durch Multiplikation. 489.
- Diskussion der Hoffmannschen Stöße und der harten Komponente in der Höhenstrahlung. 1445.
- Darol K. Froman and J. C. Stearns. Altitude variation of the relative frequency of occurrence of pairs and larger cosmic-ray showers. 489.
- — Cosmic-ray showers and bursts. 812.
- H. Geiger und Fr. Maria Heyden. Strahlenmultiplikation bei Schauern. 811.
- G. Herzog. Harte Teilchen in Höhenstrahlungschauern. 114.
- D. Iwanenko and A. Sokolow. Mathematical formalism of the theory of showers. 115.
- — Equations of the theory of showers. 490.
- L. Jánossy. Relation of shower frequency to general cosmic-ray intensity. 490.
- and A. C. B. Lovell. Nature of extensive cosmic ray showers. 2554.
- S. A. Korff. Bursts in cosmic-Ray ionization in the equatorial zone. 115.
- H. Maier-Leibnitz. Untersuchungen mit der „langsamem“ Wilson-Kammer. 2205.
- C. G. Montgomery and D. D. Montgomery. Multiplicative theory of showers as applied to large bursts of cosmic-ray ionization. 491.
- — Production of showers by cosmic rays. 2554.
- W. M. Nielsen. Primary and secondary cosmic rays, showers and bursts. 2555.
- E. Regener und A. Ehmert. Schauer der kosmischen Ultrastrahlung in der Stratosphäre. 2207.
- K. Schmeiser. Messungen über harte Ultrastrahlungschauern. 1110.
- Albert Sittkus. Größenverteilung der Ultrastrahlungsstöße aus 10 cm Eisen. 2554.
- H. Snyder. Transition effects of cosmic rays in the atmosphere. 492.
- A. Sokolow. Ausstrahlung eines Teilchenpaares durch eine Ladung. 811.
- W. F. G. Swann and W. E. Ramsey. Cosmic-ray electron showers in a mine 100 feet below sea level. 488.
- — Automatic apparatus for recording the history of shower phenomena primarily in relation to showers produced by penetrating cosmic rays. 2208.
- S. Szczeniowski, St. Ziemecki et K. Narkiewicz-Jodko. Specific ionization characteristic of cosmic rays. 1111.
- Gleb Wataghin. Indétermination dans l'espace des moments et l'origine des gerbes à explosion. 491.
- Quantum theory and relativity. 491.
- G. Wataghin. Teoria quantica e l'origine di alcuni sciame di raggi cosmici. 2203.
- und M. Damy de Souza Santos. Erzeugung der Schauer in der Tiefe. 1110.
- G. Wentzel. Angular spread of hard cosmic-ray showers. 1446.
- John A. Wheeler and Willis E. Lamb Jr. Influence of atomic electrons on radiation and pair production. 2554.
- Höhen- und Energieverteilung, Zusammensetzung, Absorption; Sekundäreffekte, Zusammenhang mit anderem, Sonstiges
- Carl D. Anderson and Seth H. Neddermeyer. Mesotron (intermediate particles) as a name for the new particles of intermediate mass. 814.
- J. H. Bartlett, Jr. Stopping-power for cosmic-ray electrons. 115.

- James H. Bartlett jr. Stopping power of mercury and of nitrogen for cosmic-ray electrons. 2210.
- Samuel B. Batdorf and Erich W. Beth. Radiative losses by particles of anomalous magnetic moment. 116.
- Gilberto Bernardini und Bruno Ferretti. Elektronischer Anteil der Höhenstrahlung. 2210.
- H. J. Bhabha. Fundamental length introduced by the theory of the mesotron (meson). 1799.
- W. Bothe. Schnelle und langsame Mesotronen in der kosmischen Ultrastrahlung. 2211.
- I. S. Bowen, R. A. Millikan and H. V. Neher. Energy distribution of incident cosmic-ray electrons. 118.
- E. M. Bruins. Decay of the penetrating cosmic rays. 1448.
- P. H. Clay. Penetrating component of cosmic radiation. 2211.
- J. Clay and F. J. H. Duvergé. Number of secondary electrons accompanying the penetrating component of cosmic rays in different materials. 2208.
- , A. v. Gemert and P. H. Clay. Decrease of the intensity of cosmic rays in water to a depth of 440 m, measured with counters and ionization chamber. 813.
- P. H. Clay, A. v. Gemert and J. Clay. Penetrating cosmic radiation in water and rock down to 450 m water. 2209.
- J. Clay, K. H. J. Jonker and J. T. Wiersma. Decay of the penetrating cosmic radiation in different directions. 2209.
- , J. T. Wiersma and K. H. J. Jonker. Distribution of the intensity of cosmic radiation for different directions round the vertical. 813.
- Giuseppe Cocconi. Erzeugung der Yukonen. 2212.
- Josiah Crudup. Absorption of the shower-producing component of cosmic radiation in iron and lead. 812.
- L. F. Curtiss, A. V. Astin, L. L. Stockmann and B. W. Brown. Cosmic-ray measurements in the stratosphere by Geiger-Müller counters in an integrating circuit. 2204.
- Karl K. Darrow. Particles of the cosmic rays. 1798.
- Particles of the cosmic rays. 1798.
- Paul Ehrenfest jr. Perte d'énergie du rayonnement cosmique pénétrant dans un écran de 9 cm d'or. 813.
- et André Fréon. Désintégration spontanée des mésotons, particules composant le rayonnement cosmique pénétrant. 813.
- Erwin Fünfer. Neutronen der kosmischen Ultrastrahlung. 1443.
- B. Gross. Deutung der Absorptionskurve der kosmischen Strahlung. 492.
- W. Heisenberg. Absorption der durchdringenden Komponente der Höhenstrahlung. 1799.
- J. I. Hopkins, W. M. Nielsen and L. W. Nordheim. Cloud-chamber analysis of barytron secondaries. 1448.
- L. Jánossy. Penetrating power of cosmic-ray shower particles. 813.
- T. H. Johnson. Cosmic-ray intensity at high elevations in northern latitudes. 488.
- Thomas H. Johnson and Martin A. Pomerantz. Difference in the absorption of cosmic rays in air and water and the instability of the barytron. 1448.
- T. H. Johnson and M. A. Pomerantz. Difference in the absorption of cosmic rays in air and water and the mean life of the barytron. 2211.
- J. Juilfs. Ionisationsmessungen in der Troposphäre. 1449.
- Minoru Kobayasi and Taisuke Okayama. Creation and annihilation of heavy quanta in matter. 1451.
- W. Kolhörster und I. Matthes. Nachweis der Mesotronen der Höhenstrahlung durch Luftdruckkompensation. 1447.
- S. A. Korff and T. H. Johnson. Absence of solar component of cosmic radiation at high elevations. 2204.
- H. Kulenkampff, H. Kappler und H. Martin. Durchdringende Komponente der Ultrastrahlung. 1446.
- R. M. Langer. Mass of cosmic-ray particles. 493.
- R. C. Majumdar and D. S. Kothari. Meson and its transformation into heavy particles. 2212.
- Robert A. Millikan. Mesotron as the name of the new particle. 1448.
- Seth H. Neddermeyer and Carl D. Anderson. Cosmic-ray particles of intermediate mass. 116.
- W. M. Nielsen and K. Z. Morgan. Absorption of the penetrating component of the cosmic radiation. 115.
- — Absorption of the penetrating component of the cosmic radiation. 491.
- Y. Nishina, M. Takeuchi and T. Ichimiya. Mass of the mesotron. 2211.
- L. W. Nordheim. Theory of energy losses of high energy particles. 1442.

- J. A. Rebooul. Étude d'un rayonnement ionisant émis par les métaux ordinaires. 2212.
- Marcel Schein and Volney C. Wilson. Production of penetrating cosmic-ray particles by photons. 2209.
- Mario Schönberg. Vielfachprozesse der kosmischen Strahlung in Höhenatmosphäre. 2211.
- R. Serber. Transition effects of cosmic rays in the atmosphere. 491.
- Francis R. Shonka. New evidence for the existence of penetrating neutral particles. 1447.
- W. F. G. Swann. Hard and soft component of cosmic radiation in terms of a common primary background. 492.
— Theory of energy losses of high energy particles by L. W. Nordheim. 1443.
- S. Szczeniowski and St. Ziemecki. Residual currents and deep water measurements of cosmic rays. 493.
— Fluctuations of residual ionization current at great depths. 494.
- , S. Ziemecki and K. Narkiewicz-Jodko. Specific ionization of gases by soft cosmic rays, residual currents and deep water measurements. 494.
- Ig. Tamm. Transmutations of the cosmic-ray electrons and the nuclear forces. 492.
- M. S. Vallarta. Are there multiple charged primary particles in cosmic radiation? 2207.
- Joseph A. Vargus, Jr. Multiple scattering of cosmic-ray particles in 1 cm of platinum. 2209.
- Z. Wasitynska and L. Wertenstein. Search for exchange phenomena in cosmic rays. 814.
- E. J. Williams. Concerning the scattering of fast electrons and of cosmic-ray particles. 1798.
- J. G. Wilson. Energy loss of penetrating cosmic-ray particles in copper. 115.
- F. L. Arnot. Heavy electrons and β -decay 493.
- Erich Bagge. Reichweite der Kernkräfte und die Zertrümmerungsprozesse der Ultrastrahlung. 2212.
- P. M. S. Blackett. Instability of the barytron and the temperature effect of cosmic rays. 1447.
- Marietta Blau. Photographic tracks from cosmic rays. 811.
- Arthur Bramley. Range of cosmic-ray particles. 116.
- James W. Broxon and George T. Merideth. Gammaray ion currents in air at high pressures and high gradients at high and low temperatures. 2204.
- Paul S. Epstein. Influence of the solar magnetic field upon cosmic rays. 118.
- S. E. Forbush. Variations in cosmic-ray intensity associated with magnetic storms. 118.
— Cosmic-ray effects associated with magnetic storms. 1450.
— Cosmic-ray effects associated with magnetic storms. 1799.
- W. Heitler. Nuclear disintegrations by cosmic rays. 1448.
- Victor F. Hess, A. Demelmair und R. Steinmaurer. Beziehungen zwischen erdmagnetischer Feldstärke und der kosmischen Strahlung. 814.
- Thomas H. Johnson. Cosmic-ray intensity and geomagnetic effects. 1450.
- Werner Kolhörster. Sonnenaktivität und Höhenstrahlen. 1449.
- L. W. Nordheim and G. Nordheim. Production of heavy electrons. 493.
- Henri D. Rathgeber. Barometereffekt der kosmischen Ultrastrahlung und das Mesotron. 1447.
- Marcel Schein and Volney C. Wilson. Production of penetrating secondary cosmic-ray particles in the atmosphere. 492.
- E. M. Schopper und E. Schopper. Energiereiche Kernprozesse der Ultrastrahlung. 2205.
- Václav Šebesta. Neutrones et leurs effets biologiques. 117.
- E. G. Steinke und A. Sittkus. Ultrastrahlung und magnetische Stürme im Januar, April und Mai 1938. 117.
- Herbert Tielsch. Beeinflussung der Ultrastrahlung durch das Wetter nach Messungen während der Jahre 1932/34 zu Königsberg (Pr.). 117.
- B. Trumpy. Sekundärwirkungen der weichen und durchdringenden Komponente der Ultrastrahlung. 1111.
- Hertha Wambacher. Mehrfachzertrümmerung von Atomkernen durch kosmische Strahlung; Ergebnisse aus 154 Zertrümmerungsternen in photographischen Platten. 1109.
- J. G. Wilson. Production of secondary electrons by cosmic ray particles. 117.
- Johannes Zirkler. Barometereffekt bei ungepanzelter Ultrastrahlenmessung. 814.

7. Physik des Meeres und der Gewässer

Ozeanographie; Hydrologie

- Léopold Berthois. Influence des courants sur les dépôts marins. 815.
- Gabriel Bertrand. Quantité de zinc contenue dans l'eau de mer. 1112.
- Joachim Blüthgen. Vereisung von Meeresräumen. 478.
- Marcel Brillouin. Instabilité inévitable d'un liquide pesant qui tourne, sans mouvement relatif, avec un noyau solide qu'il entoure. Conséquences océanographiques et géodésiques. 1112.
- Kurt Buch. Beobachtungen über das Kohlensäuregleichgewicht und über den Kohlensäureaustausch zwischen Atmosphäre und Meer im Nord-Atlantischen Ozean. 2212.
- Kohlensäure in Atmosphäre und Meer an der Grenze zum Arktikum. 2213.
- J. Clay and F. Westerhof. Determination of small amounts of emanation in water. 2213.
- N. A. Critikos. Schlinger der Meermühlen von Argostoli. 2558.
- A. Defant. Aufbau und Zirkulation des Atlantischen Ozeans. 495.
- Druck- und Stromfeld in Stromsystemen und ihre Wechselbeziehungen zueinander. 2557.
- V. Walfrid Ekman. Ergebnisse und Probleme zur Theorie der Konvektionsströme im Meere. 1800.
- Robley D. Evans, Arthur F. Kip and E. G. Moberg. Radium and radon content of Pacific ocean water, life, and sediments. 476.
- George F. McEwen. Dynamical oceanography: Achievement of applications to ocean observations of principles of mechanics and heat. 494.
- J. A. Fleming. Terrestrial magnetism and oceanic structure. 110.
- Ernst Föyn, Berta Karlik, Hans Pettersson and Elisabeth Rona. Radioactivity of sea water. 1800.
- Louis Glangeaud et Mme Yvonne Bonnichon. Causes dynamiques des variations de la turbidité et du débit solide dans la Garonne maritime et la Gironde au cours des marées. 2213.
- Erich Goedecke. Mittlere Temperaturverhältnisse im Oberflächenwasser der Irischen See. 814.
- R. D. Goodrich. Causes and control of major floods. 1452.
- Grenzen der Ozeane und ihrer Nebenmeere. 2555.
- F. B. Groissmayr. Schwere und leichte Eisjahre bei Neufundland und das Vorwetter. 1112.
- H. B. Hachey. Origin of the cold water layer of the Scotian shelf. 1452.
- Walter Hansen. Amplitudenverhältnis und Phasenunterschied der harmonischen Konstanten in der Nordsee. 494.
- J. Hauptmann-Andersen. Ebbe og flod. Tidevandets teori og praksis. 814.
- Koji Hidaka. Ocean waves. 119.
- Horizontal oscillations of bay water induced by tidal currents. 2557.
- Free oscillation of water in an oval basin. 2558.
- Norman E. A. Hinds. Geological evidences of recent floods. 1452.
- C. O'D. Iselin. Promising theory concerning the causes and results of long-period variations in the strength of the gulf stream system. 1452.
- K. Kalle. Leuchtender Strahlenkranz an der Meeresoberfläche. 2557.
- Kurt Kalle. Bestimmung des gelösten Sauerstoffs im Meerwasser. 2558.
- K. Kalle und H. Wattenberg. Kupfergehalt des Ozeanwassers. 495.
- Bradford F. Kimball. Probability-distribution curve for flood-control studies. 2213.
- W. B. Langbein. Channel-storage studies and their application to the determination of infiltration. 2213.
- Ludwig Mecking. Periodizität der Eisbedeckung in der Davis-Straße. 1112.
- Otto Meißner. Extremwasserstände einiger Ostseestationen in den Jahren 1902 bis 1935. 495.
- Ragnar Melin. Yttemperaturer i Svenska vattendrag. 814.
- P. L. Mercanton. Zu K. Kalle: Strahlenkranz an der Meeresoberfläche. 2558.
- Fr. Model. Niedriger Wasserstand am 24. November 1938 an der deutschen Ostseeküste. 2557.
- R. B. Montgomery. Analysis of the flow-patterns on two surfaces of constant potential density in the Southern North Atlantic. 1452.
- Versuch, den vertikalen und seitlichen Austausch in der Tiefe der Sprungschicht im äquatorialen Atlantischen Ozean zu bestimmen. 2555.
- Relationships of vertical stability to salinity and oxygen extremes in the Atlantic. 2556.
- Håkon Mosby. Svalbard waters. 494.
- Katuhiko Muto and Naomi Miyabe. Fluctuations in the heights of yearly mean sea-levels. 120.

- Gerhard Neumann. Triftströmungen an der Oberfläche bei „Adlergrund“-Feuerschiff. 1451.
- Edith A. T. Nicol. Brackish-water lochs of Orkney. 495.
- Torakichi Nishikawa, Toshiro Okuno, Midori Maeda and Yoshihiro Ogata. Ocean water taken in various part of the world. 2213.
- Yûkiti Nomura. Waves of water of finite depth due to disturbance on the surface. 119.
- H. Oellrich. Eisverhältnisse des Winters 1937/38 in den außerdeutschen europäischen Gewässern. 1112.
- A. E. Parr. Relative merits of dynamic topographies and isopycnic distributions for the study of ocean-current trajectories. 1451.
- Otto Pratz. Aufgaben und Ziele der Grundprobensammlung der Deutschen Seewarte. 1452.
- Sedimentation in der südlichen Ostsee. 2588.
- J. Proudman. Currents in the North Channel of the Irish Sea. 1451.
- Norris W. Rakestraw and Victor M. Emmel. Solubility of nitrogen and argon in sea water. 815.
- Burt Richardson. Photoelektrische Bestimmungen der Eindringungstiefe von Licht in Seewasser und photoelektrische Messungen des Absorptionskoeffizienten an Seewasserproben im Laboratorium. 2558.
- Vsevolod Romanovsky. Tourbillons dans les boues épaisses. Application aux terrains polygonaux arctiques. 1799.
- J. W. Sandström. Geophysische Untersuchungen im Nordatlantischen Meer. 494.
- Gerhard Schott. Äquatoriale Strömungen des westlichen Stillen Ozeans. 2557.
- A. Schumacher. Oberflächenschöpfer nach O. Sund. 1118.
- H. R. Seiwell. Use of non-conservative properties of sea water to physical oceanographical problems. 118.
- Ganz- und halbtägige Mondkomponente der internen Wellen im Westlichen Nordatlantischen Ozean. 495.
- F.-P. Shepard, R. Revelle and R. S. Dietz. Ocean-bottom currents off the California coast. 2556.
- L. K. Sherman. Determination of infiltration rates from surface-runoff. 2213.
- P. P. Shirshov. Oceanological observations. 118.
- Theodor Stocks. Neues zur Morphometrie des Atlantischen Ozeans. 1112.
- Ken Sugawara. Dichotomous microstratification of p_H . 1800.
- Yoshikazu Toyohara. Inclination of the strand along a sandy sea-shore. 1800.
- John P. Tully. Some relations between meteorology and coast gradient-currents of the Pacific Coast of North America. 1451.
- H. Wattenberg. Entstehung der sauerstoffarmen Zwischenschicht im Ozean. 2558.
- Georg Wüst. Bodentemperatur und Bodenstrom in der atlantischen, indischen und pazifischen Tiefsee. 1112.
- R. T. Young, Jr. Transparency of seawater in the Pacific Ocean. 1112.
- M. Afzal and V. I. Vaidhianathan. Capillarity and subsoil water-table. 2189.
- Pierre Balavoine. Variation de la composition de l'eau du lac de Genève. 2556.
- E. Berck. Quellenbeobachtung und Quellenforschung. 2188.
- Merrill Bernard. Hydrometeorologie. A coordination of meteorologie and hydrologie. 1452.
- J. Lloyd Bohn and Francis H. Nadig. Determination of the radon content of the spring waters of Fairmount Park. 2541.
- E. Briner et E. Perrottet. Détermination des solubilités de l'ozone dans l'eau et dans une solution aqueuse de chlorure de sodium; calcul des solubilités de l'ozone atmosphérique dans les eaux. 1801.
- H. Cauer. Jodwässer des Landes Österreich. 2188.
- Mengli Enikeff. Salinité des eaux souterraines de la partie ouest du delta intérieur du Niger. 2558.
- Mengli Guirey Enikeff. Transport de sels dissous par le Niger en 1938. 2556.
- Léopold Escande. Écoulement entre piles de ponts. 2556.
- Claude Francis-Boeuf. Mesures de salinité des eaux de l'Orne, entre Caen et l'embouchure (Franceville). 1800.
- Vladimir Frolov. Analyse du maximum annuel du Dniepr. 119.
- Eaux souterraines du Hauran (Syrie). 2558.
- Erich Goedecke. Hydrographie der Helgoland umgebenden Gewässer. II. Mittlere hydrographische Verhältnisse bei den Helgoländer Terminstationen. 2555.

- Shôitiro Hayami. Hydrological studies on the Yangtze River, China. Variations in stage of the Yangtze River at Hankow and some climatic changes in Central China inferred from them. 119.
- Hydrological studies on the Yangtze River, China. III. The effect of the Tungting and Poyang Lakes on the Yangtze River. 2213.
- Hülsemann. Einrichtung zur Beobachtung des elastischen Verhaltens der Sperrmauer der Gothaer Talsperre. 2213.
- Ota Hynie. Spurce de Piešťany. 807.
- B. A. Keen. What happens to the rain? 2569.
- G. Knetsch. Mineralquellen im nordöstlichen Bayern unter besonderer Berücksichtigung der Kohlensäurewässer. 2188.
- E. Maliwa. Experimentelle Erforschung der Sulfidbäder. 2187.
- Vlastimil H. Matula. Radiologic investigations in Francis Bath and its vicinity. 804.
- Wolfgang Pichler. Almtümpel als Lebensstätte. 2556.
- Ladislav Pražák. Sources minérales inconnues de la Slovaquie moyenne. 807.
- R. R. Reman. Thermal- und Mineralquellen der Türkei und Badewesen bei den Türken. 2188.
- William W. Rubey. Force required to move particles on a stream bed. 2556.
- E. Ruschitzka und H. Wallner. Emanationsmessungen der Gasteiner Thermalquellen. 2188.
- Franz Sauberer. Lichtverhältnisse der Binnenseen. 1800.
- W. W. Shoulejkin. Drift of ice-fields. 119.
- André Sivade. Mouvement des eaux souterraines. Existence d'un potentiel des vitesses. 2214.
- S. W. Souci. Naturgeschichtliche Bemerkungen zum Vorkommen des Calciums in Mineralwässern. 2188.
- M. Sturza. Moore und Schlamm Rumäniens. 2187.
- C. W. Thornthwaite and Benjamin Holzman. Interpretation of the hydrologic cycle. 1451.
- V. I. Vernadsky. Current problems in the study of the ice of the arctic regions. 119.
- Shinkichi Yoshimura. Limnology of two lakes on the oceanic Island, Kita-Daitô-zima. 119.
- R. T. Young, Jr. Calculation of Absorption Coefficients of Daylight in Natural Waters. 1112.

S. Physik der Atmosphäre

- Allgemeines; Zusammensetzung der Atmosphäre; Beobachtungen und Beobachtungsergebnisse (s. auch „Klimatologie“), Wettervorhersage
- Henri Bénard et Douchan Avsec. Fourbillons cellulaires et les tourbillons en bandes applications à l'astrophysique et à la météorologie. 1801.
- Z. Berkes. Wirkungen der Erscheinungen der Sonnenoberfläche auf die Erdatmosphäre. 2217.
- Merrill Bernard. Hydrometeorologie. A coordination of meteorologie and hydrologie. 1452.
- B. Hrudička. Angewandte Meteorologie. 2214.
- Meteorologie im Dienste der Versicherungstechnik. 2223.
- K. Keil. Meteorologie in aller Welt. 2214.
- G. W. Kenrick and Gerard Lavergne. Meteorological aspects of certain radio-transmission phenomena. 1106.
- Hilding Köhler. Meteorologische Beobachtungen auf dem Pärtetjåkko ($H = 1834$ m Seehöhe, $\varphi = 67^{\circ}09'22,6''$ N; $\lambda = 17^{\circ}37'57''$ E v. Greenw.) während des Beobachtungsjahres 1. Juli 1915 bis 30. Juni 1916. 2214.
- F. Linke, F. Bauer und H. Philipps. Meteorologisches Taschenbuch 4. Ausgabe. 2559.
- , T. Bergeron, C. Kassner, K. Keil und K. Knoch. Météorologisches Taschenbuch. 1800.
- D. Nasilov and Kh. Pogosjan. Rôle of meteorological processes in radio measurements. 1105.
- H. Philipps. Hauptprobleme der theoretischen Meteorologie. 2559.
- M. Robitzsch. Äquivalente Temperatur. 1804.
- Miguel Simonoff. Coordinacion de los principios de la metrologia. 2559.
- M. Toperczer. Das Laufbild im Dienst der meteorologischen Wissenschaft. 1785.
- C. Wirtz. Vorläufiger Bericht über eine Forschungsfahrt im Sommer 1938 an Bord des D. S. „Buenos Aires“ (Reederei Hamburg-Süd). 1116.
- S. Yazima. Oszillierende Bewegung des Atmosphärgürtels. 1113.
- R. Auer. Täglicher Gang des Ozongehalts der bodennahen Luft. 2224.
- Daniel Barbier et Daniel Chalonge. Température nocturne des hautes couches de l'atmosphère. 2223.

- R. Bernard. Vorhandensein von Natrium in der Atmosphäre auf Grund von interferometrischen Untersuchungen der D-Linie im Abend- und Nachthimmellicht. 1109.
- René Bernard. Identification and the origin of atmospheric sodium. 1442.
- Brian O'Brien and Harold S. Stewart, Jr. A photomechanical method for the determination of atmospheric ozone. 123.
- D. Brunt and A. K. Kapur. Amount of water vapour in the stratosphere and upper troposphere. 510.
- J. Cabannes, J. Dufay and J. Gauzit. Sodium in the upper atmosphere. 1442.
- J. Gauzit. Ozone atmosphérique. 820.
- F. W. Paul Götz. Vertikale Verteilung des atmosphärischen Ozons. 1113.
- Clark Goodman and Robley D. Evans. Determination of the radon and thoron content of air. 1460.
- E. O. Hulburt. Density and temperature of the atmosphere to about 60 km from twilight sky brightness measurements. 820.
- Brightness of the twilight sky and the density and temperature of the atmosphere to about 60 km. 2223.
- M. Nicolet. Vorkommen atomaren Stickstoffs in der hohen Atmosphäre. 1441.
- F. A. Paneth and J. L. Edgar. Concentration and measurement of atmospheric ozone. 120.
- — Concentration and measurement of atmospheric ozone. 815.
- L. A. Ramdas. Variation with height of the water vapour content of the air layers near the ground at Poona. 510.
- P. R. Krishna Rao and K. L. Bhatia. Temperatures and humidities up to 3 kms over Karachi. 510.
- Victor H. Regener. Vertikale Verteilung des Ozons in der Atmosphäre. 511.
- Messungen des Ozongehaltes der Luft in Bodennähe. 2223.
- William C. Reynolds. Concentration and measurement of atmospheric ozone. 815.
- Fritz Schnaidt. Relative Schichtdicken des Wasserdampfes in der Atmosphäre. 509.
- Kantaro Senda. Temperatur der ultrahohen Erdatmosphäre nach der Dissoziationstheorie. 124.
- Mme Arlette Vassy. Coefficients d'absorption de l'ozone dans la région des bandes de Chappuis. 123.
- E. Vassy. Ozone et température de l'atmosphère. 820.
- Mme Arlette Vassy et Étienne Vassy. Variations journalières de la température moyenne de l'ozone atmosphérique. 1118.
- — Nouvelle preuve expérimentale du relèvement de la température des hautes couches de la stratosphère. 2223.
- J. Zenneck. Physik der hohen Atmosphäre. 808.
- H. Arakawa. Increasing daily minimum temperature in large, developing cities. 2217.
- R. A. Bagnold. Measurement of sand storms. 499.
- Pierre Balavoine. Observations sur la neige. 2570.
- S. Basu. Medium-range weather forecasts. 2571.
- Richard Becker. Jährlicher Temperaturgang auf dem Indischen und Stillen Ozean. 121.
- Hellmut Berg. Mammatusbildungen. 509.
- Charles Bois. Pluies torrentielles en Tunisie. 1806.
- O. Brandt. Einfluß des Wasserdampf- und Nebelgehaltes der Luft auf die Absorption von Schall- und Ultraschallstrahlen. 819.
- Jean Bricard. Couronnes et anticouronnes dans les brouillards naturels au sommet du Puy de Dôme. 506.
- A. Hampton Brown. Meteorological Observations at Brockhurst Observatory. 2539.
- J. A. Chalmers and E. W. R. Little. Electric charge on soft hail. 1793.
- Deutscher Witterungsbericht für Januar — Dezember 1938. 2217.
- E. Dinies. Wetterskizzen. Steuerung der Kaltfront am 25./26. Dezember 1937. 121.
- Methodik der Wettervorhersage. 1119.
- H. Duhm. Ungewöhnlich hohe Temperaturen der unteren Troposphärenhälfte über Mitteleuropa in der zweiten Hälfte des Oktober 1937. 2216.
- Georges Durand-Viel. Cyclone en Nouvelle-Calédonie. 2215.
- A. W. Forbes. New England hurricane of 1938, made at Worcester, Mass. 1114.
- K. Glass. Wolkenbildung durch Flugzeugauspuffgase. 2222.
- Heinrich Gutersohn. Lokale Winde im Gebiet der Baye de Montreux. 2215.
- R. Heischmann. Überraschende Ausbildung eines V_b -artigen Tiefdruck-

- gebietes über Mitteleuropa, 20. bis 21. August 1938. 1455.
- Henry Hubert. Origine africaine d'un cyclone tropical dévastateur dans la région de New York. 1804.
- Ronald L. Ives. Weather phenomena of the Colorado Rockies. 1119.
- S. P. Kachurin. Frozen grounds recede. 511.
- H. Koschmieder. Staubstürme und Staubwände. 1458.
- J. P. H. de Kruijff. Meting van electriche lading van regen te Soerabaia. 1794.
- E. Kuhlbrodt. Flugzeug bewirkte auf seiner Bahn gleichzeitig Wolkenauflösung und Wolkenbildung. 2222.
- Fritz Loewe. Cold spell of mid-march in Victoria. 1804.
- O. Lucke und S. Rose. Wie pflanzen sich die Luftdruckschwankungen im Erdboden fort? 502.
- K. Maier. Straßenwetterdienst in Westdeutschland. 2223.
- G. Manley. Occurrence of snow-cover in Great Britain. 1457.
- Gordon Manley. The helm wind of crossfell. 1802.
- M. Mézin. Prévision synoptique du vent à brève échéance par l'intermédiaire de la prévision barométrique. 820.
- Hans Müller. Schneefälle in kontinentalarktischer Kaltluft über der Nordsee. 1805.
- W. Naegler. „Nasse Woche“ vom 20. bis 26. August 1938. 2218.
- „Lautloses“ Gewitter über Dresden am 11. August 1938. 2218.
- A. Peppler. Luftdruckfeld über dem Nordatlantischen Ozean und den angrenzenden Kontinenten im Januar . . . Dezember 1938. 2214.
- G. Pogade. Absterbende Warmsektorzyklonen. 120.
- Bedeutung außereuropäischer Hoch- und Tiefdruckgebiete für die Wetterentwicklung über Europa. (Wetterlage vom 1. bis 9. Oktober 1938.) 1803.
- Umgestaltung der Großwetterlage während der letzten Aprildekade 1939. 2565.
- S. K. Pramanik. Upper air data and daily weather forecasts. 2572.
- L. Ramdas and A. K. Mallik. Thickness of the surface layer of the soil exchanging moisture with the adjacent air layers during the clear season at Poona. 2224.
- P. R. Krishna Rao. Weather forecasting for aviation with special reference to local forecasts. 2566.
- Josef Reger. Doppelanschnitte von Registrierballonen am Observatorium Lindenberg 1936—1937. 473.
- Georges Remp. Frontières et les relations entre le macroclimat, le mésoclimat et le microclimat et entre le climat physique et le bioclimat. 512.
- O. Reya. Außerordentlich starker Sturm in Nord-Slowenien (Südost-Alpen). 2215.
- Gertraud Richter. Singularitäten der Zyklonenfrequenz in einzelnen 5°:10°-Feldern. 504.
- M. Rodewald. Hoch- und Tiefzeiten im Jahreslauf. 2564.
- S. R. Savur. Seasonal forecasting in India. 2571.
- Gerhard Schindler. Altocumulus und seine Bedeutung als „Wettervorzeichen“. 2218.
- G. Schindler. Perspektivisches Wolkenwachstum. 2222.
- A. Schmauß. Tief mit kalter Stratosphäre. 817.
- Synoptische Singularitäten. 1115.
- Erwiderung an F. Zimmer: Synoptische Singularitäten. 1804.
- Alfons Schröder. Untersuchungen über die Windstruktur und den Bau der Windmeßgeräte. 498.
- G. H. Schwabe. Witterungsverlauf in der winterlichen Regenzeit auf der Insel Calbuco. Beobachtungstage: 19. und 24. Juli sowie 9. August 1937. 1119.
- Witterungsverlauf an Winter- und Frühlingstagen auf der Insel Calbuco. Beobachtungstage: 1. bis 3. und 14. September sowie 13. Oktober 1937. 1455.
- G. Seligman. Sound absorption of snow. 2570.
- S. N. Sen and H. R. Puri. Air-mass analysis and short period weather forecasting in India. 2572.
- V. Sivaramakrishna Iyer. Advance monsoon in the west coast. 2564.
- F. Steinhäuser und G. Perl. Perioden und Andauer heiteren, wolkgigen und trüben Wetters in den Ostalpen. 504.
- J. Stephan. Tauprobem. 510.
- S. P. Venkiteshwaran. Rainfall due to winter disturbances and the associated upper air temperatures over Agra. 2569.
- Sir Gilbert T. Walker. Cloud forms. 1805.
- Emil J. Walter. Föhn trotz steigendem Luftdruck. (24.—28. Oktober 1937.) 2215.
- C. J. White. Wall of cumulus seen near Launceston. 2570.
- Witterung in Deutschland im Jahr 1938. 2215.

- Walter Wundt. Verdunstung vom Meere in der Passatzzone und von freien Wasserflächen im allgemeinen. 1806.
- P. Zedler. Temperaturdauermessungen mit einem Aspirationspsychrometer. 2216.
- Franz Zimmer. Zu A. Schmauß: Synoptische Singularitäten. 1804.
- Mechanik und Thermodynamik der Atmosphäre, Aerologie
- A. S. E. Ackermann. Curious atmospheric phenomenon. 510.
- Aerologische Übersicht für den Monat Januar . . . Dezember 1938. 2215.
- H. Arakawa. Austausch in horizontaler und vertikaler Richtung im Licht der Wurfbewegungsprobleme. 497.
- Arbeitsvorrat instabiler Vertikalschichtungen oder horizontaler Temperaturunterschiede. 499.
- Douchan Avsec. Tourbillons thermoconvectifs et la condensation de la vapeur d'eau. 509.
- Franz Baur. Allgemeiner Luftkreislauf in der gemäßigten Zone. 500.
- Allgemeiner Luftkreislauf im nordatlantisch-europäischen Raum im Winter 1928/29. 1114.
- Hellmut Berg. Strömung und Zustandsverteilung eines Instabilitätsschauers. 1114.
- Robert Bourgeois. L'exploration quotidienne de l'atmosphère par les radiosondages. Son développement sur terre et sur mer. 496.
- R. Bureau, M. Douguet et Ph. Wehrlé. Radiosondages dans les mers australes. 2559.
- M. Čadež. Einfluß der vertikalen adiabatischen Bewegungen auf die Temperatur der trockenen Atmosphäre. 1804.
- G. Chatterjee and N. K. Sur. Results of soundings of temperature and humidity at Ihikargacha (Bengal) in April and May 1929. 1428.
- B. N. Desai and S. Mal. Thundersqualls of Bengal. 498.
- Hans Ertel. Hydrodynamische Gleichungen in prae-kanonischer Form und Variationsprinzipien der atmosphärischen Dynamik. 2214.
- Thermodynamische Begründung des Richardsonschen Turbulenzkriteriums. 2214.
- Variationsprinzip der atmosphärischen Dynamik. 2215.
- und Jeou-jang Jaw. Integration der Rossbyschen Differentialgleichung der Antizyklogensis. 2214.
- H. Externbrink. Entstehung Westindischer Orkane. 498.
- E. Gherzi. Nature of the tropical cyclones. 499.
- H. Gräfe. Über Zusammenhänge zwischen Bodenwind, Luftdruckverteilung und vertikaler Temperaturschichtung in großen Räumen der Äquatorzone des Atlantischen Ozeans. 2562.
- G. Grimminger. Intensity of lateral mixing in the atmosphere as determined from isentropic charts. 1458.
- Chr. Hoffrogge. Bodennahe Luftströmungen am Hang und im ebenen Gelände. 2561.
- H. Kinzl und A. Wagner. Pilotaufstiege in den peruanischen Anden. 1113.
- Kiugora Kitagawa. Turbulence du courant d'air. 497.
- Fr. Kortüm. Strahlungsbedingte Temperaturänderungen in der oberen Troposphäre im Bereich von Antizyklonen. 2216.
- P.-L. Mercanton. Ce que l'avalanche peut enseigner au météorologiste. 1803.
- J. van Mieghem. Dynamische lichte-drukveranderingen in een polaire atmosfeer zonder frontvlakken. 1114.
- V. Mironovitch et A. Viaut. Structure complexe de la basse stratosphère. 816.
- Fritz Möller. Pseudopotentielle und äquivalentpotentielle Temperatur. 1454.
- Jerome Namias. Forecasting significance of anticyclonic eddies on the isentropic chart. 1453.
- C. L. Pekeris. Wave-distribution in a homogeneous current. 1453.
- Wilhelm Peppeler. Bögigkeit in der freien Atmosphäre nach den Beobachtungen in den Jahren 1931—1935. 815.
- Rolf Pfau. 10tägige Luftdruckwelle im Sommer 1934 und ihre Dämpfungserscheinungen. 502.
- Horst Philipps. Anwendung von Linienintegraltheoremen auf die Hydrodynamik irdischer und kosmischer Wirbel. 1453.
- C. H. Pierce. Use of isentropic cross-sections. 1453.
- G. Pogade. Interdiurne Veränderlichkeit der Höhengschwankungen der einzelnen Hauptisobarenflächen. 2565.
- W. Portig. Entstehung einer Golfstromzyklone. 2215.
- S. K. Pramanik. Upper air data and daily weather forecasts. 2572.
- P. Raethjen. Schrumpfung und Dehnung. Front und Frontalzone. 501.
- Praktische Anwendung der Margules-schen Gleichgewichtsbedingung. 1801.

- P. Raethjen. Konvektionstheorie der Aufgleitfronten. 2215.
 — Vertikalzirkulation der Uccle-Front vom 25. Januar 1935. 2216.
 — Advective und konvektive, stationäre und gegenläufige Druckänderungen. 2564.
- P. R. Krishna Rao and K. L. Bhatia. Distribution of temperature and humidity in the upper air over Karachi. 1458.
- H. Regula. Geschwindigkeitsverteilung in Warm- und Kaltluftströmungen über See. 2560.
- Friedrich Karl Rehorn. Kompensation aus Vertikalbewegung oder aus Advektion? 1802.
- R. Renner. Abkühlung unter Gewittern. 810.
 — Temperatur in entwicklungsfähigen Quellwolken. 1458.
- F. Reuter. Halbjährige Luftzirkulation im NO-Passatgebiet des Nordatlantischen Ozeans über Teneriffa. 1802.
- M. Robitzsch. Feuchttemperatur als aerologische Größe. 1118.
- M. Rodewald. Konvergenz der Höhenströmung über Hochdruckgebieten. 1114.
- C.-G. Rossby. Solenoidal circulations resulting from lateral mixing. 1452.
- I. I. Schell. Interdependence of the atmospheric circulations of the northern and southern hemispheres. 2216.
- R. Scherhag. Untersuchungen europäischer Zyklonen durch Serienaufstiege. 120.
 — Erwärmung des Polargebiets. 1803.
 — Kälteeinbruch Mitte Dezember 1938. 2218.
- Zd. Sekera. Bedeutung der Übergangsschicht in der Theorie der Helmholtz-schen Luftwogen. 1113.
- K. Stumpff. Morphologie von Luftdruckkurven. 501.
- D. S. Subrahmanyam. Theory of lapse-rate. 2562.
- G. A. Suckstorff. Kaltluftherzeugung durch Niederschlag. 501.
- N. K. Sur. Latent instability in the atmosphere and its consequences. 2560.
- H. U. Sverdrup. Logarithmic law of wind structure near the ground. 1802.
- József Száva-Kováts. Europäischer Monsun. 2561.
- Chang-wang Tu. Results of aerological investigations in China. 2539.
- A. Wagner. Zu F. Baur's: Messung des allgemeinen Luftkreislaufes in der gemäßigten Zone. 1114.
- W. Werenskiöld. Equal-area transformations of the indicator diagram, and a new aerological chart. 500.
- Walter Wünsche. Existenz langsamer Luftdruckschwingungen auf der rotierenden Erde. 503.
- Franz Zimmer. Veränderung des Isobarenbildes einer Zyklone durch Stau und Föhn. 1453.
- Klimatologie, Mikroklimatologie, Bioklimatologie
- C. G. Abbot. Periodicities in solar physics and terrestrial meteorology. 122.
- W. Amelung und W. Kuhnke. Anforderungen an einen Kurort, heilklimatisch gesehen. 1115.
- H. Amende. Exposition, photochemische Ortshelligkeit, Heliotherapie und Platzwahl von Krankenanstalten. 820.
- R. G. Bateson. Humidity in the British Isles. 1118.
- Richard Becker. Häufigkeit der Windstillen und schwachen veränderlichen Winde auf den Ozeanen. 2561.
- Franz Běhounek. Gehalt der Luft an Ionen und Staub bei Klimaanlage. 2183.
- F. Běhounek and J. Kletschka. Ionization of air in an air-conditioned building. 817.
- Hellmut Berg. Meteorotropie bei Bewußtseinsstörungen infolge einer Kriegsverletzung. 1460.
- C. Braak. Climate of the Netherlands. 820.
- E. Brezina, W. Hellpach, R. Hesse, E. Martini, B. de Rudder, A. Schittenhelm, A. Seybold, L. Weickmann. Klima, Wetter, Mensch. 1455.
- C. E. P. Brooks. Climate of Chios. 1808.
- George Canellopoulos. Étude dynamique du climat. 512.
- Gerhard Castens. Tropische Temperaturhäufigkeits-Klimatologie. Deutsch-Ostafrika: Daressalam, Tabora, Tandalala. 2563.
- H. Cauer. Einfluß des Meeres auf den Chemismus der Luft. 2570.
- V. Conrad. Höheneinfluß auf die Jahres-schwankung des Luftdrucks. 1115.
- Glen N. Cox. Evaporation-studies at Baton Rouge, Louisiana. 1458.
- E. Dostal. Luftkörperhäufigkeit in Deutschland im Jahre 1938. 2216.
- O. Eckel. Schwankungen der Schnee-verhältnisse in Davos. 1806.

- E. Ekhart. Mittlere Temperaturverhältnisse der Alpen und der freien Atmosphäre über dem Alpenvorland. 1454.
- Mittlere Temperaturverhältnisse der Alpen und der freien Atmosphäre über dem Alpenvorland. Beitrag zur dreidimensionalen Klimatologie. II. Temperaturverhältnisse der freien Atmosphäre über München und Vergleich mit den Alpen. 1803.
- Robley D. Evans and Clark Goodman. Radioactive air inhalation as a health hazard. 1460.
- J. S. Farquharson. Diurnal variation of wind over tropical Africa. 2562.
- F. Firbas. Vegetationsentwicklung und Klimawandel in der mitteleuropäischen Spät- und Nacheiszeit. 1789.
- Hermann Flohn. Meteoropathologie vom meteorologischen Standpunkt. 512.
- Volker Fritsch. Möglichkeit einer funkphysikalischen Arbeitshypothese zur Erklärung geopathologischer Phänomene. 2224.
- Gerhard Fritz. Normalwerte des Niederschlages auf dem Brocken. 508.
- H. Gams. Neue Arbeiten über das Klima der letzten Eiszeit. 1099.
- K. Glass. Nebelverhältnisse in Steinheid (Thüringer Wald). 2222.
- Marcelin Godard. Climat solaire et la croissance de la betterave sucrière. 2570.
- Alois Gregor. Medizinisch-klimatologische Station Bad Luhačovice. 817.
- Georg Greim. Schneefall in Hessen in den Jahren 1901—1930. 2569.
- F. B. Groissmayr. 50jährige Periode der Wintertemperatur im Nordseeraum. 505.
- H. C. Gunton. Phenological observations in the British Isles from December, 1937, to November, 1938. 1807.
- Shôitiro Hayami. Hydrological studies on the Yangtze River, China. Variations in stage of the Yangtze River at Hankow and some climatic changes in Central China inferred from them. 119.
- Hugo Herrig. Staubverteilung in Marburg a. d. Lahn. Lufthygienische Studie. 510.
- K. Himpel. Astronomische Klimaschwankungen. 503.
- Max Hottinger. Luftzustand und Behaglichkeit in Höhenlagen von etwa 1500 bis 2700 m ü. M. 2218.
- Boh. Hruďička. Säkularperiode der Gewitterhäufigkeit. 482.
- Bohuslav Hruďička. Optische und akustische Eigenschaften des Klimas einer Großstadt. 504.
- V. Doraiswamy Iyer and Mohammad Zafar. Distribution of heavy rainfall over India. 819.
- J. C. Jensen. Evaporation and rainfall studies in the Northwest Minnesota Lake Region. 124.
- S. P. Kachurin. Frozen grounds recede. 511.
- K. Kähler und G. Brandtner. Staubgehalt der Luft in Bad Tölz. 510.
- Fritz von Kerner. 250 Jahre Paläoklimatologie. 2181.
- Änderung der jährlichen Niederschlagsperiode mit der Seehöhe. 2569.
- Wilhelm von Kesslitz. Hochwasser und Sonnenflecken. 1118.
- K. Kirde. Meteorological elements characterized by frequency-curves. 1116.
- W. Köppen. Täglicher Gang der Bewölkung auf dem Meere. 124.
- Regenzeit 1936—1937 in Palästina und Syrien. 1806.
- Heinrich Kruhl. Klima und Landschaftsgebiete von Deutsch-Ostafrika. 2571.
- W. Lammert. Erfahrungen aus der agrarmeteorologischen Beratung des Sommers 1938. 2218.
- Friedrich Lauscher. Mikroklimatische Temperaturbeobachtungen an einem Wintertag im Gebirge. 820.
- Walter Leistner. Wattenmeer- und Küstenklima Nordfrieslands und sein Einfluß auf den menschlichen Organismus. 505.
- Arno T. Lenz. Monthly variation of rainfall-intensities in Wisconsin. 1457.
- Walther Liese. Luftelektrizität im Raum. 105.
- Raumklimatische Bewertungsgrundsätze in der Heizungs- und Lüftungstechnik. 124.
- A. Johannes ter Linden. Sommerklima in Gebäuden. 505.
- Winterklima in Gebäuden. 505.
- F. Linke. Äquivalenttemperatur. 816.
- Grundgedanken einer Lichtklimatologie. 1807.
- Alfred Lu. Climate of Lhasa. 2571.
- R. Luft. Bad Klima von Bonn-Beuel. Mit besonderer Berücksichtigung des Siebengebirgswindes. 2218.
- Hermann Mai. Einige ärztliche Beobachtungen am Strahlungsklima Münchens. 1807.
- M. Manig. Nachweis von Kaltluft durch erfrorene Dahlien. 1788.
- H. B. Maris. Sidereal daily variation of barometric pressure. 1115.
- C. Mayer. Einfluß der Radiumemanation auf das Pflanzenwachstum. 2218.

- Soubhi Mazloum. Composante annuelle de la pluie en Syrie et au Liban. 1457.
 — Composante annuelle de la température en Syrie et au Liban. 2563.
- W. Meinardus. Temperaturverhältnisse der südlichen Halbkugel. 1454.
 — Temperaturverhältnisse der südlichen Halbkugel. 2216.
- Heinrich A. Meixner. Die heutigen Anschauungen über die Frage der Luftelektrizität im Raum. 1455.
- Walther Liese. Stellungnahme des Verfassers. 1455.
- M. Milankovitch. Astronomische Theorie der Klimaschwankungen. 816.
- André Missenard. Physiologische Einflüsse bei verschiedenen Wärmeeinwirkungen unter besonderer Berücksichtigung der Strahlungsheizung. 124.
- R. Narayanaswami. Chloride, nitrate and nitrite present in the water of the monsoon rains at Bombay. 2569.
- Robert L. Nichols. Nieves penitentes near Boston, Massachusetts. 1808.
- Alf Nyberg. Temperature measurements in an air layer very close to a snow surface. 2217.
- Reinhard Orth. Strahlung, Lichtfeld und Pflanze. 820.
- H. Pfeleiderer. Strahlungs-Bioklimatik. 1117.
- Christ. Predescu. Insolation et nébulosité à Cluj. 2565.
- L. A. Ramdas and A. K. Mallik. Loss of water by evaporation from the upper surfaces of soil columns resting on a water table. 2540.
- Georges Rempp. Frontières et les relations entre le macroclimat, le mésoclimat et le microclimat et entre le climat physique et le bioclimat. 512.
- R. A. Ropp and T. R. Tannahill. Lunar atmospheric pressure variations at Glasgow. 2222.
- Martin Röttschke. Meteorologie der Staubatmosphäre. 496.
- Alfred Roschkott. Singularitäten. I. und II. 2563.
- B. de Rudder. Jahreszeit und Wetter in der Biologie des Menschen. 817.
- Frederick Sargent and A. J. Nedzel. Cold front and the toxicity of morphine sulphate. 1808.
- R. Scherhag. Gegenwärtige Milderung der Winter und ihre Ursachen. 2566.
- Gerhard Schindler. Singularität. 2564.
- A. Schmauß. Deutung der Klimaschwankungen. 2565.
- G. H. Schwabe. Klima im Küstengebiet von Südhile. Allgemein-klimatische, bio- und anthropoklimatische Beobachtungen auf der Insel Calbuco und in Puerto Puyuhuapi. 1119.
- K. Schwalb. Luftkörperhäufigkeit in Deutschland im Jahre 1937. 500.
- G. Schwalbe. Frühling 1938 in Mitteleuropa. 2218.
- Edward Soucek and J. W. Howe. Study of the variability of precipitation. 1457.
- R. Spitaler. Sommerliche und winterliche solare Bestrahlungskurve während der quartären Eiszeit. 2219.
 — Versuch, Isothermenkarten des Winters und Sommers für Europa und Sibirien in der Eiszeit zu zeichnen. 2542.
- Ferdinand Steinhauser. Hochgebirgsmeteorologie nach Ergebnissen 50jähriger Beobachtungen des Sonnblick-Observatoriums, 3106 m. 121.
- M. Sturza. Bäder und Klima am schwarzen Meer. 2218.
- Karl Süpfle. Einfluß des künstlichen Klimas auf den Menschen. 124.
- R. Süring. A. Ångström über Temperaturformeln und Temperaturänderungen in Schweden. 1115.
- Józef Száva-Kováts. Verteilung der Luftfeuchtigkeit auf der Erde. 510.
- Ferd. Travníček. Säkulare Variation der Windgeschwindigkeit in Mitteleuropa. 815.
 — Meteorologische Säkularschwankungen am Beispiel der Hamburger Windaufzeichnungen. 1801.
- Chang-Wang Tu. Chinese air mass properties. 1803.
- F. J. Veihmeyer. Evaporation from soils and transpiration. 1458.
- A. Viaut. Grands raids et météorologie. 820.
- A. Vogl. Bakterien im Hagel. 1118.
- Kurt Wegener. Bioklimatische Bemerkungen über die Ostmark. 505.
- L. Weickmann. Schwankungen der Temperatur und Feuchtigkeit an arbeitenden Menschen. 505.
- Ludwig Weickmann. Klima und Wetter im Lebensraum des Menschen. 1460.
- H. Wexler and J. Namias. Mean monthly isentropic charts and their relation to departures of summer rainfall. 1457.
- Ralf R. Woolley and J. Cecil Alter. Precipitation and vegetation. 1457.
- Paul Zedler. Niederschlagsverteilung an der deutschen Küste. 509.

- Sonnen- und Himmelsstrahlung, Solarkonstante, Trübung, Sicht, atmosphärische Optik
- C. G. Abbot. Variations of the solar constant and their relation to weather. Reply to Paranjpe and Brunt. 2220. Solar variation and the weather. 2220.
- Arthur Adel. Further detail in the rock-salt prismatic solar spectrum. 1456.
- and C. O. Lampland. Band in the absorption spectrum of the earth's atmosphere. 508.
- — Analysis of the infrared limit of atmospheric transmission. 1456.
- J. R. Ashworth. Ultra-violet rays and the solar cycle. 2567.
- Hellmut Berg. Ergebnisse 25jähriger Sichtbeobachtungen auf dem Königstuhl bei Heidelberg. 506.
- Mario Bossolasco und Fernando Dalmaso. Beobachtung einer seltenen Haloerscheinung in Messina. 1118.
- A. Boutaric. Production et propriétés des brouillards artificiels. 510.
- Jean Bricard. Couronnes et anticouronnes dans les brouillards naturels au sommet du Puy de Dôme. 506.
- Couronnes dans les brouillards naturels au sommet du Puy de Dôme. 819.
- Jean-Ph. Buffle, Charles Jung et Paul Rossier. Observations d'un phénomène d'optique lacustre: l'iris du 8 mars 1938 sur le lac de Genève. 1456.
- Charles Combier. Photographie de l'ombre de la terre. 2568.
- V. Conrad. Komponenten der Jahres-Schwankung der Sonnenscheindauer. 1456.
- Jean Debrach. Relation entre le trouble atmosphérique et le rayonnement nocturne. 2567.
- Josef Deinhofer und Friedrich Lauscher. Dämmerungshelligkeit. 2568.
- W. M. Elsasser. Atmospheric absorption caused by the rotational water band. 123.
- Günther Falckenberg. Experimentelles zur Eigenstrahlung dünner wasserdampfhaltiger Luftschichten. 1805.
- E. Flach. Haloerscheinung am 22. und 23. März 1938. 2221.
- William D. Flower. Sunshine in the southern Sudan. 2566.
- Friedrich Fuchs und Ernst Langer. UVE-Studien auf Island. 497.
- K. Glass. Regenbogenbildung ohne Niederschlag. 2218.
- F. W. Paul Götz. Sonnenaktivität und Strahlungsklima. 1805.
- Ernest Gold. Practical method of determining the visibility number V at night. 2220.
- Raymond Grandmontagne. Décroissance des lumières bleue et rouge à la fin du crépuscule. 1118.
- H. Grimm. Aschgraues Mondlicht im Jahre 1936 und 1937. 122.
- Aschgraues Mondlicht im Jahre 1938. 1805.
- P. Gruner. Dämmerungsforschungen. 817.
- und Th. Klec. Helligkeit des Himmels im Sonnenvertikal. 818.
- Yusuke Hagihara. Zerstreung des Koronalichtes in der Erdatmosphäre. 123.
- Bohuslav Hrudicka. Himmelsblaufrage. 2221.
- E. O. Hulburt. Brightness of the twilight sky and the density and temperature of the atmosphere to about 60 km. 2223.
- W. J. Humphreys. Why we seldom see a lunar rainbow. 819.
- R. Kern. Beobachtung seltener Haloerscheinungen am 22. März 1938 in Frankfurt a. M. 2221.
- K. O. Kiepenheuer. Nachweis der Sonnenstrahlung bei — 2150 Ä.-E. 507.
- Nachweis der Sonnenstrahlung bei 2150 Ä. 1455.
- Sonnenstrahlung bei 2150 Ä.-E. 2221.
- Masao Kinoshita, Kiyoshi Uchiyama and Tadashi Nakajima. Penetration of light through dense fog. 1117.
- Tien Kiu. Absorption atmosphérique d'après les observations faites à Montézuma de 1920 à 1930, par la Smithsonian Institution. 818.
- Pierre Lejay. Coefficients caractérisant le trouble atmosphérique. Variations de ce trouble au voisinage de Shanghai. 506.
- F. Link und V. Guth. Helligkeitsverteilung im Erdschatten bei der totalen Mondfinsternis vom 7. November 1938. 2567.
- Antoine Marsat. Conséquences de la diffusion de la lumière par les corpuscules en suspension dans l'atmosphère. 2221.
- Th. Mendelssohn und H. Dember. Bewegung des Erdschattens in der Atmosphäre. 2222.
- Hans Müller. Sichrückgang in arktischer Kaltluft über der Ostsee. 1456.
- W. Okolowicz. Haloerscheinung im Eisnebel. 2568.
- G. R. Paranjpe, Y. G. Naik and P. B. Vaidya. Scattering of light by large water drops. Part I. 2219.

- R. Penndorf. Haloerscheinung am 28. Dezember 1938. 2218.
- Je. A. Poljakowa. Grenze des Sonnenspektrums im ultravioletten Gebiet. 817.
- A. Renaud. Halo à la surface de la neige. 508.
- André Renaud. Halo auf der Oberfläche einer Schneedecke. 508.
- F. Reuter. Sonnenflecken und Wärmestrahlung der Sonne. 817.
- Franz Sauberer. Spektrale Messungen der Strahlungseigenschaften von Schnee und Eis mit Photoelementen. 473.
- Strahlungsmessungen auf dem Hohen Sonnblick. 1116.
- Friedr. Schmid. Großartige Fata Morgana auf dem Sueskanal. 1805.
- Fritz Schnaidt. Relative Schichtdicken des Wasserdampfes in der Atmosphäre. 509.
- Absorption von Wasserdampf und Kohlensäure mit besonderer Berücksichtigung der Druck- und Temperaturabhängigkeit. 2566.
- R. Schütze. Optische Erscheinungen in der Atmosphäre. 505.
- W. Schwerdtfeger. Wasserglorien und Eisglorien. 507.
- W. W. Spangenberg. Messungen der Ultravioletten-Erythem-Strahlung. 122.
- Zwei Halo-Aufnahmen. 1805.
- Grüner Strahl. 2221.
- Atmosphärische Spiegelung. 2221.
- R. Spitaler. Vergleich zwischen den solaren Bestrahlungen zu Beginn einer Eiszeit und in der Gegenwart. 507.
- Mittlere tägliche solare Bestrahlungen in den vier Jahreszeiten der Eiszeit und Gegenwart. 507.
- Rudolf Spitaler. Bestrahlung der Erde durch die Sonne. 1116.
- R. Stair and W. W. Coblentz. Radiometric measurements of ultraviolet solar intensities in the stratosphere. 122.
- F. Steinhauser. Veränderlichkeit der Sonnenstrahlung. 1116.
- Zunahme der Intensität der direkten Sonnenstrahlung mit der Höhe im Alpengebiet und Verteilung der Trübung in den unteren Luftschichten. 2567.
- John Sweer. Path of a ray of light tangent to the surface of the earth. 1118.
- Erich Sydow, Gerhart Riemerschmid und Max Tiedemann. Messungen der Ultraviolettrahlung in Lappland und Spitzbergen (unter Vergleich mit der biologischen Erythemwirksamkeit). 2219.
- H. Tichy. Gleichzeitige Messungen von Ultraviolett und bodennahem Ozon. 2218.
- Mme Arlette Vassy et Étienne Vassy. Absorption de la lumière par la basse atmosphère. 123.
- S. W. Visser. Halo's in Nederlandsch-Indië waargenomen in 1938. 2569.
- Susanne Vocke. Visuelle Extinktionsbestimmungen an den Sternwarten Breslau und Belkawe nebst einer Untersuchung der photometrischen Mire. 1117.
- Kurt Wegener. Himmelsblau. 2568.
- C. Wirtz. Über Sichtmessungen im Binnenlande. 123.

9. Angewandte Geophysik

- Allgemeines, Lagerstättenkunde, Aufschlußmethoden, Sonstiges
- G. Angenheister. Untersuchung des Untergrundes mit Hilfe von sinusförmig erregten Bodenschwingungen. 104.
- J. Ch. L. Faverjee. Methodik der röntgenographischen Bodenforschung. 1434.
- K. Forberger und K. Metz. Magnetische Bodenforschungen des geologischen Institutes der Montanistischen Hochschule, Leoben. III. Magnetische Bodenforschungen in Gebiete zwischen Leibnitz und Radkersburg. 1808.
- Volker Fritsch. Nachweis von Blitznestern durch Rutengänger. 1108.
- Grundzüge der Funkgeologie. 1120.
- Einiges über die Eigenschaften der geologischen Leiter. 1120.
- Aufbau und die Eigenschaften geologischer Leiter. 1807.
- Einiges über die Widerstandsverfahren der Funkmutung. 1807.
- und W. Wiechowski. Grundzüge der Funkmutung nach dem sogenannten Antennenersatzkapazitätsverfahren. 2224.
- Fritz Gassmann. Magnetische Messungen auf dem Mont Chemin bei Martigny. 1108.
- B. Gutenberg. Entwicklung der seismischen Aufschlußmethoden. 1806.
- Walter Hein. Seismik im Dienste der Lagerstättenforschung. 820.
- H. Israël-Köhler. Aufgaben und Ziele der Boden-Emanations-Forschung. 511.
- F. K. Th. van Iterson. Pression du toit sur le charbon près du front, dans les exploitations par tailles chassantes. 1807.

- R. Lauterbach. Geomagnetische Untersuchungen an Lamprophyrgängen in der Lausitz. 482.
- Robert Lauterbach. Geomagnetische Untersuchungen in Nordwest-Sachsen und Nordost-Thüringen. 483.
- Heinz Lettau. Erdmagnetische Anomalie bei Reudnitz und ihre geophysikalisch-geologische Deutung. 482.
- H. Martin. Aufsuchen nutzbarer Lagerstätten mit den neuen geophysikalischen Verfahren. 1807.
- P. Mildner. Magnetische Messungen im Gebiete der Schwarzenberger Anomalie. 482.
- Syun'itiro Omote. Results of seismic prospecting at the Daidókó River, Korea. 104.
- M. Paul. Erfahrungen mit einem neuen geothermischen Aufschlußverfahren. 1459.
- A. Ramspeck. Anwendung dynamischer Bodenuntersuchungen auf einige Aufgaben der Baugrundforschung. 1792.
- Einfluß eines mit der Tiefe veränderlichen Elastizitätsmoduls auf den Weg elastischer Wellen im Boden. 2191.
- M. Rössiger. Experimentelle Grundlagen des Dipol-Induktionsverfahrens. 1433.
- Irwin Roman. Superposition in interpretation of resistivity-data. 1459.
- F. Tölke. Geophysikalische Baugrunduntersuchung. 1119.
- Fr. Trappe und L. Ruprecht. Anwendung der seismischen Reflexionsmethode zur Untersuchung von Salzstöcken im Harzvorland. 1460.
- George P. Woollard, Maurice Ewing and Meredith Johnson. Geophysical investigations of the geologic structure of the coastal plain. 1460.

Namenregister der Geophysikalischen Berichte

- Abbot, C. G. 122, 2220.
 Ackermann, A. S. E. 510.
 Adams, N. J., jr. 475.
 Adel, A. 508, 1456.
 Aerologische Übersicht für den Monat Januar/Dezember 1938. 2215.
 Afzat, M. 2189.
 Agostinelli, C. 2200.
 Albrecht, F. 2184.
 Alfvén, H. 114, 2205, 2210.
 Aliverti, G. 1794.
 Allibone, T. E. 809.
 Alter, J. C. 1457.
 Amelung, W. 1115.
 Amende, H. 820.
 Anderson, C. D. 116, 814.
 —, E. M. 2187.
 Andersson, F. 805.
 Andrews, J. P. 102.
 Angenheister, G. 104, 477.
 Antoniani, C. 2188.
 Appleton, E. V. 480, 508, 1103, 1438, 1439.
 Arakawa, H. 497, 499, 2217.
 Aramata, M. 478, 479.
 Arley, N. 1110.
 Arnot, F. L. 493.
 Arnulf, A. 2553.
 Ashworth, J. R. 2567.
 Astin, A. V. 2204, 2537.
 Atanasiu, G. 1797, 2549.
 Aubell, F. 1095.
 Aubert, D. 475.
 Auer, R. 2203, 2224.
 Auger, P. 812, 1445, 2208.
 Averages of critical frequencies and virtual heights of the ionosphere, observed by the National Bureau of Standards, Washington, D. C., October to December, 1938. 2547.
 Avsec, D. 509, 1801.
 Baberon, J. 480.
 Badermann, G. 2181.
 Bagge, E. 2212.
 Bagnold, R. A. 499.
 Bailey, V. A. 1103, 1108, 1439, 2546.
 Bajpai, R. R. 481, 2547.
 Balavoine, P. 2556, 2570.
 Bancroft, D. 1435.
 Banerjee, A. K. 106, 1437, 1795, 2193, 2550.
 Baranov, V. 1098.
 Barbier, D. 1440, 2223.
 Barnóthy, J. 2207.
 Barry, J. G. 2206.
 Bartels, J. 111, 1108, 1439, 2181, 2200.
 Barth, T. F. W. 1431.
 Bartlett, J. H., jr. 115, 2210.
 Basu, S. 2571.
 Batdorf, S. B. 116.
 Bateman, H. 479.
 Bates, D. R. 2196.
 Bateson, R. G. 1118.
 Baur, F. 500, 1114, 2559.
 Bay, Z. 1798.
 Beals, C. S. 486.
 Becker, F. 2184.
 —, R. 121, 2561.
 Beckmann, B. 2548.
 Běhounek, F. 817, 2183, 2537.
 Bellamy, E. F. 1790.
 Bénard, H. 1801.
 Benioff, H. 1101.
 Benndorf, H. 472.
 Berck, E. 2188.
 Berg, H. 506, 509, 1114, 1460, 1786, 2538.
 Berger, P. 1096, 1788.
 Bergeron, T. 1800.
 Berkes, Z. 2217.
 Berkner, L. V. 480, 1105, 2197.
 Berlage, jr., H. P. 103.
 Bernard, M. 1452.
 —, R. 113, 1109, 1442, 2201, 2552.
 Bernardini, G. 2210.
 Berthois, L. 815.
 Bertrand, G. 1112.
 —, G. 470.
 Besairie, H. 2549.
 Beth, E. W. 116.
 Beynon, W. J. G. 107.
 Bhabha, H. J. 1799.
 Bhar, J. N. 1104, 2195.
 Bhatia, K. L. 510, 1458.
 Bider, M. 1787.
 Billwiller, R. 2190.
 Birch, F. 1435.
 Blackett, P. M. S. 488, 1447.
 Blau, M. 811.
 Blüthgen, J. 478.
 Bock, R. 2198.
 Boggio, T. 1798.
 Bohn, J. L. 2541.
 Bois, Ch. 1806.
 Boiteux, H. Le 1093, 2193.
 Bonnichon, Mme Y. 2213.
 Booker, H. G. 480, 2197.
 Bose, S. N. 480.
 Bossolasco, M. 1118.
 Bothe, W. 490, 2211.
 Bottler, R. 512.
 Bouget, J. 2198.
 Bourgois, R. 496.
 Boutaric, A. 510.
 Bouyoucos, G. J. 1787.
 Bowen, I. S. 117, 118.
 Bowie, W. 803.
 Braak, C. 820.
 Bradbury, N. E. 479, 2196.
 Bramley, A. 116.
 Brandt, O. 819.
 Brandtner, G. 510.
 Bremmer, H. 106, 2194.
 Brezina, E. 1455.
 Bricard, J. 506, 819.
 Bridgmann, P. W. 477, 1430.

- Brillouin, M. 1112.
 Briner, E. 1801.
 Brinkman, H. 2554.
 Brooks, C. E. P. 1808.
 —, Ch. F. 1428.
 Brown, A. H. 2539.
 —, B. W. 2204, 2537.
 —, D. 1439.
 —, G. H. 2545.
 Broxon, J. W. 2204.
 Brückner, W. 1429.
 Bruins, E. M. 1448.
 Brunner, W. 108, 809,
 1105, 1795, 2195, 2545.
 Brunt, D. 510, 2222.
 Buch, K. 2212, 2213.
 Buckingham, R. A. 2196.
 Buffle, J.-Ph. 1456.
 Bullard, E. C. 2541.
 —, F. C. 801.
 Bullen, K. E. 474, 1429,
 1792.
 Bungers, R. 2190.
 Bureau, R. 2559.
 Burkard, O. 109, 1438.
 Byerly, P. 1436.

 Cabannes, J. 1108, 1442,
 2202.
 Čadež, M. 1804.
 Cagniard, L. 2196.
 Cairns, W. D. 1790.
 Canellopoulos, G. 512.
 Cario, G. 114.
 Carnera, L. 2186.
 Castens, G. 2563.
 Cauer, H. 2188, 2570.
 Cavassilas, D. 2553.
 Chakravarty, M. K. 808,
 1102.
 Chalmers, J. A. 1793, 2192.
 Chalonge, D. 2223.
 Chase, R. F. 1107.
 Chatterjee, G. 1428.
 Chevallier, R. 1797.
 Childs, C. B. 1104.
 Clarke-Hafstad, K. 1427.
 Clay, J. 813, 1111, 2208,
 2209, 2213.
 —, P. H. 813, 1111, 2209,
 2211.
 Coblentz, W. W. 122.
 Cocconi, G. 2212.
 Cohn, W. M. 1429.
 Collens, H. 1107.
 Comber, Ch. 2568.
 Compton, A. H. 2206.
 Conklin, E. H. 1796.

 Conrad, V. 469, 1115, 1456.
 Corpuscular eclipse of 1940
 October 1. 1105.
 Coulomb, J. 112, 2550.
 Cousins, G. E. 801.
 Cowie, A. 1104, 2548.
 Cox, G. N. 1458.
 Crawford, A. B. 1106.
 Crawshaw, J. D. 490.
 Critikos, N. A. 2558.
 Crudup, J. 812.
 Cummings, N. W. 1428.
 Curtiss, L. F. 2204, 2537.

 Dähl, H. 803.
 —, O. 803.
 Dahlblom, Th. 475.
 Dalmasso, F. 1118.
 Daly, R. A. 1435.
 Darrow, K. K. 1798.
 Dauvillier, A. 803, 2208.
 Dautzère, C. 1107, 2198.
 Davis, H. M. 1107.
 Day, A. L. 1435.
 Dean, H. L. 1107.
 Debrach, J. 2203, 2567.
 Defant, A. 495, 2557.
 Deij, L. J. L. 1794.
 Deinhofer, J. 2568.
 Déjardin, G. 113, 1441,
 2553.
 Dellinger, J. H. 107, 1795.
 Dember, H. 2222.
 Demmelmeyer, A. 814.
 Dennaeyer, M. E. 2542.
 Desai, B. N. 498.
 Deutscher Witterungsbe-
 richt für Januar/De-
 zember 1938. 2217.
 Diamond, H. 802.
 Dieminger, W. 1104.
 Dietz, R. S. 2556.
 Dijk, G. van 484.
 Dinies, E. 121, 1119.
 Dobbie, J. C. 489, 1103.
 Doborzynski, D. 479.
 Dobrin, M. B. 2541.
 Dostal, E. 2216.
 Douguet, M. 2559.
 Duclaux, J. 101.
 Dufay, J. 1108, 1442,
 2202.
 Dugast, G. 112, 2559.
 Duhm, H. 2216.
 Dunmore, F. W. 472, 802.
 Durand-Viel, G. 2215.
 Dust Counter 1095.
 Duvergé, F. J. H. 2208.

 Earthquake in Chile 1435.
 Eblé, L. 2199.
 Eckart, G. 1795, 2194.
 Eckel, O. 1806.
 Eckersley, T. L. 1106.
 Edgar, J. L. 120, 815.
 Edmert, A. 2207.
 Ehrenfest jr., P. 813, 2208.
 Ekhart, F. 1454, 1803.
 Ekman, V. W. 1800.
 Elsassner, W. M. 123.
 Emmel, V. M. 815.
 Endgültige Sonnenflecken-
 Relativzahlen im Jahre
 1938 2533.
 England, J. L. 1426.
 Enlund, C. R. 1106.
 Enikeff, M. G. 2556, 2558.
 Epstein, P. S. 118.
 Eriksson, G. L. 1093, 2537.
 Ertel, H. 2214, 2215.
 Escande, L. 2556.
 Escher, B. G. 2185.
 Esztó 1788.
 Euler, H. 489, 1445.
 Evans, R. D. 476, 1460,
 2541.
 Ewing, M. 101, 1429, 1433,
 1460.
 Externbrink, H. 498.

 Fairchild, H. L. 1429.
 Falckenberg, G. 1805.
 Fanselau, G. 1425.
 Farmer, F. T. 1104.
 Farquharson, J. S. 2562.
 Faverjee, J. Ch. L. 1434.
 Fedorov, E. K. 469.
 Fendler, E. 109.
 Ferretti, B. 2210.
 Feynman, R. P. 2206.
 Filchner, W. 469.
 Findeisen, W. 1094, 1806.
 Finsterwalder, S. 2540.
 Firbas, F. 1789.
 Flach, E. 2221.
 Fleming, J. A. 110, 2199.
 Flohn, H. 512.
 Flower, W. D. 2566.
 Föyn, E. 1800.
 Fogy, W. 1093.
 Foitzik, R. 1439.
 Forberger, K. 1808.
 Forbes, A. W. 1114.
 Forbush, S. E. 118, 1444,
 1450, 1799.
 Forró, M. 2207.
 Forsman, K. F. 2553.

- Francis-Boeuf, C. 1800.
 Franck, J. 2203.
 Freivert, S. 487.
 Fréon, A. 813, 2208.
 Fricke, H. 469.
 Fritsch, V. 471, 1108, 1120,
 1807, 2224, 2572.
 Fritz, G. 508.
 Fröhlich, W. 1093.
 Frolow, V. 119, 1095, 2558.
 Froman, D. K. 489, 812.
 Fuchida, T. 804.
 Fuchs, F. 474, 497.
 Fünfer, E. 1443.
- Gams, H. 1099.
 Garcia, G. 1098.
 Garreau, R. 2549.
 Garrigue, H. 1431.
 Gaskell, T. F. 801.
 Gassmann, F. 1108.
 Gauzit, J. 485, 820, 1108,
 1442, 2202.
 Geddes, M. 2551.
 Geer, G. de 806.
 Geiger, H. 811.
 —, J. 2182.
 Gemert, A. v. 813, 2209.
 Getting, I. A. 114.
 Gherzi, E. 499.
 Ghosh, R. C. 2208.
 —, S. P. 2195.
 Gialanella, L. 2200.
 Gibault, G. 2199.
 Gibson, R. E. 1431.
 Gill, H. V. 2181.
 —, P. S. 2206, 2207.
 Gilliland, T. R. 109, 481,
 808, 809, 1106, 1438,
 1795, 2196, 2198, 2547.
 Giovanelli, R. G. 1105.
 Gish, O. H. 1792, 2197,
 2544.
 Glangeaud, L. 2213.
 Glass, K. 2218, 2222.
 Globe thermometer 1094.
 Godard, M. 2570.
 Goddard, D. R. 1796.
 Goedecke, F. 814, 2555.
 Gödecke, K. 1094, 2538.
 Göschl, F. 108.
 Götz, F. W. P. 1108, 1113,
 1441, 1805, 2200.
 Gold, E. 2220.
 Goldschmidt, H. 1786.
 —, V. M. 1097.
 Goodall, W. M. 2195, 2546.
 Goodman, C. 1460, 2541.
- Goodrich, R. D. 1452.
 Gorczyński, W. 101.
 Gormley, P. G. 1459.
 Gorskow, G. W. 804.
 Graef, C. 1444.
 Gräfe, H. 2562.
 Graf, A. 469, 1426, 2181.
 Grandmontagne, R. 487,
 1118, 1441, 2202.
 Gray, M. C. 2195.
 Greenwald, H. P. 477.
 Gregor, A. 817.
 Greim, G. 2569.
 Grenet, G. 1427.
 Grenzen der Ozeane und
 ihrer Nebenmeere 2555.
 Grimm, H. 122, 1805.
 Grimminger, G. 1458.
 Grivet-Meyer, Mme T. 812.
 Groissmayr, F. B. 505,
 1112.
 Gross, B. 492, 1443.
 Grosse, A. v. 2541.
 Grundmann, W. 1095.
 Gruner, P. 817, 818.
 Guében, G. 811.
 Guillet, A. 470.
 Gulatee, B. L. 476.
 Gunton, H. C. 1807.
 Gutenberg, B. 1101, 1806,
 2191.
 Gutersohn, H. 2215.
 Guth, V. 2567.
- Haalck, H. 474.
 Hachey, H. B. 1452.
 Hagihara, Y. 123.
 Hagiwara, T. 895, 1791.
 Hammer, S. 1432.
 Hansen, W. 494.
 Harang, L. 107, 110, 1438,
 2200, 2547, 2548, 2549.
 Hasegawa, M. 111.
 Hauptmann-Andersen, J.
 814.
 Hayami, S. 119, 2213.
 Hecht, W. 2184.
 Heck, N. H. 104.
 Hée, Mme A. 1431.
 Hein, W. 820.
 Heinrich, R. R. 1435.
 Heischmann, R. 1455.
 Heisenberg, W. 1799.
 Heiskanen, W. 1098.
 Heitler, W. 1448.
 Hellpach, W. 1455.
 Herman, L. 2553.
 —, Mme R. 2553.
- Herrig, H. 510.
 Herrmann, A. 1427, 2182.
 Herzog, G. 114.
 Hess, H. H. 103.
 —, V. F. 814.
 Hesse, R. 1455.
 Heyden, FrI. M. 811.
 Hidaka, K. 119, 2557,
 2558.
 Himpel, K. 503, 1097.
 Hinds, N. E. A. 1452.
 Hinmann, W. S. 802.
 Hirano, K. 103.
 Hirt, E. 102.
 Hoffmann, J. 2541.
 Hoffrogge, Chr. 2561.
 Holmes, M. C. 108, 2552.
 Holzer, R. E. 1797, 2182,
 2198.
 Holzmann, B. 1451.
 Hoog, A. R. 1446.
 Hopkins, J. I. 1448.
 Hornoch 1788.
 Hoskinson, A. J. 1426.
 Hottinger, M. 2218.
 Howe, H. H. 1785.
 —, J. W. 1457.
 Hrudická, B. 482, 504,
 2214, 2221, 2223.
 Huber, B. 2189.
 Hubert, H. 480, 1804.
 Hülsemann 2213.
 Hughes, T. P. 1099.
 Hulburt, E. O. 820, 1795,
 2223, 2549.
 Hulme, H. R. 2186.
 Humphreys, W. J. 819.
 Hung-Chi, C. 2542.
 Huß, E. 2184.
 Hutner, R. A. 1443.
 Hynie, O. 807.
- Ichimiya, T. 2211.
 Iida, K. 105, 805, 1789.
 Ikeda, Y. 478, 479.
 Imamura, A. 806.
 Immler, W. 2561.
 Ingram, L. J. 1103.
 Inouye, W. 104, 1790.
 Ionospheric eclipse of 1940
 October 1 482.
 Iselin, C. O'D. 1452.
 Iskander, A. 471.
 Israël (Israël-Köhler), H.
 511, 1430.
 Itakura, T. 2541.
 Iterson, F. K. Th. van
 1807.

- Ito, Y. 1104.
 Ives, R. L. 1119.
 Iwanenko, D. 115, 490.
 Iyer, V. D. 819.
 —, V. S. 2564.
- Jaekel, W. 511.
 Jaggar, T. A. 1427, 1435.
 Jánossy, L. 490, 813, 2554.
 Jatho, A. 495.
 Jaw, J.-j. 2214.
 Jeffreys, H. 1790, 1792,
 2185, 2192.
 Jensen, H. 1096.
 —, J. C. 124.
 Jesse, W. P. 2207.
 Jodl, F. 819.
 Johnson, E. A. 1427, 1440,
 2198.
 —, M. 1460.
 —, Th. H. 488, 1448, 1449,
 1450, 1787, 2204, 2206,
 2211, 2221.
 Johnston, H. F. 111, 1796,
 2547.
 Jones, H. S. 2185, 2186.
 Jonker, K. H. J. 813, 2209.
 Joos, G. 2190.
 Joshi, R. D. 106.
 Jost, W. 1434.
 Julifs, J. 488, 1449, 1797.
 Jung, Ch. 1456.
 —, H. 1430.
 —, K. 806, 1432.
- Kachurin, S. P. 511.
 Kähler, K. 510.
 Kalinowski, St. 2200.
 Kalle, K. 495, 2557, 2558.
 Kanai, K. 102, 104, 105,
 803, 1435, 1789, 1791,
 1792, 2542, 2543.
 Kaplan, J. 112, 113, 487,
 1105, 1441, 2201, 2552,
 2553.
 Kappler, H. 1446.
 Kapur, A. K. 510.
 Karlik, B. 1800.
 Kassner, C. 1800.
 Kató, Y. 103, 478, 810.
 Keen, B. A. 2569.
 Keevil, N. B. 471, 1097,
 1785, 2541.
 Keil, K. 1800, 2181, 2214.
 Kenrick, G. W. 1106.
 Kern, R. 2221.
 Kerner, F. von 2181, 2569.
 Kessler, O. 2183.
- Kesslitz, W. von 1118.
 Khashtgir, S. R. 808, 1102,
 1437.
 Kiepenheuer, K. O. 507,
 1455, 2201.
 Kimball, B. F. 2213.
 Cincer, J. B. 1428.
 King, F. 1789.
 Kinoshita, M. 1117.
 Kinzl, H. 1113.
 Kip, A. F. 476.
 Kirby, S. S. 109, 481,
 808, 809, 1106, 1438,
 1795, 2196, 2198, 2547.
 Kirde, K. 1116.
 Kirsch, G. 102, 478.
 Kitagawa, K. 497.
 Kiu, T. 818.
 Klee, Th. 818.
 Kleinschmidt, E. 2181.
 Kletschka, J. 817.
 Klüpfel, W. 2190.
 Knetsch, G. 2188.
 Knoch, K. 1800.
 Knoll, O. H. 512.
 Kobayasi, M. 1451.
 Koch, H.-G. 1786.
 Koczy, F. 2186.
 Köhler, H. 2214.
 Koenigsberger, J. G. 483.
 Köppen, W. 124, 1806.
 Kohlschütter, E. 1093.
 Kohlhörster, W. 1430, 1445,
 1447, 1449.
 Korff, S. A. 115, 1787,
 2204.
 Kortüm, Fr. 2216.
 Koschmieder, H. 1458.
 Kothari, D. S. 2212.
 Kovarik, A. F. 475.
 Kreielsheimer, K. 1439.
 Kreis, A. 1434.
 Kreutz, W. 2539.
 Kropf, F. 2187.
 Kruhl, H. 2571.
 Krujff, J. P. H. de 1794.
 Krumbach, G. 1426, 1790.
 Kuhlbrodt, E. 2222.
 Kuhnke, W. 1115.
 Kulenkampff, H. 1446.
 Kuno, H. 2543.
 Kusaka, S. 1444.
 Kwei, C. T. 1795.
- Laby, T. H. 482.
 Lacroix, A. 1099, 1434,
 1789.
 Lagrula, J. 1432, 2189.
- Lahner, I. 2187.
 Lamb, jr., W. E. 2554.
 Lambert, W. D. 1433.
 Lammert, W. 2218.
 Lampland, C. O. 508, 1456.
 Landsberg, H. 1436, 1459.
 Lane, A. C. 2541.
 Langbein, W. B. 2213.
 Langer, E. 497.
 —, R. M. 493.
 Langevin, A. 1793.
 Larsen, E. S. 477.
 Lauscher, F. 820, 2568.
 Lauterbach, R. 482, 483.
 Lavergne, G. 1106.
 Legrand, J. 806.
 Leistner, W. 505.
 Lejay, P. 506, 805, 1098,
 1432, 1789, 1795.
 Lenz, A. T. 1457.
 Lettau, H. 470, 474, 482,
 2542.
 Letzmann, J. 2198.
 Liese, W. 105, 124, 1455.
 Linden, A. J. ter 505.
 Link, F. 2567.
 Linke, D. 816, 1800, 1807,
 2559.
 Lisman, J. H. C. 1105.
- Liste der in Zürich beobachteten größeren chromosphärischen Eruptionen 3. Vierteljahr 1938 809.
- Liste der in Zürich beobachteten größeren chromosphärischen Eruptionen 4. Vierteljahr 1938 1439.
- Little, E. W. R. 1793.
 Ljungdahl, G. S. 2541.
 Loewe, F. 1804.
 Longwell, Ch. R. 1433.
 Lorenz, H. 475.
 Lovell, A. C. B. 2554.
 Lowan, A. N. 1789.
 Lu, A. 2571.
 Lucke, O. 502.
 Luft, R. 2218.
 Lugeon, J. 1788, 2183.
 Lynch, J. 1436.
 —, W. A. 1436.
- Macelwane, J. B. 1427.
 Madsen, J. P. V. 1437.
 Maeda, M. 110, 2213.
 Mäde, A. 1788.
 Mai, H. 1807.

- Maier, K. 2223.
 Maier-Leipnitz, H. 2205.
 Majeru, V. 1796.
 Majumdar, R. C. 108, 2212, 2545.
 Mal, S. 498.
 Malan, D. J. 1107.
 Maliwa, E. 2187.
 Mallik, A. K. 2224.
 Manig, M. 1788.
 Manley, G. 1457, 1802.
 Mărăcineanu, St. 2570.
 Mariani, J. 810.
 Maris, H. B. 1115.
 Markus, E. 1093.
 Marsat, A. 2221.
 Marshall, C. E. 1099.
 Martin, H. 1426, 1446, 1788, 1807, 2182.
 Martini, E. 1455.
 Martyn, D. F. 1103, 2197, 2545.
 Massey, H. S. W. 2196.
 Mather, K. F. 1425.
 Mathur, K. B. 2545.
 Matsuo, S. 1095.
 Mattes, J. 1447.
 Matthes, J. 1445.
 Matula, V. H. 804.
 Maurer, H. 1425, 2185.
 Mayer, C. 2218.
 Maze, R. 812, 1445, 2208.
 Mazloum, S. 1457, 2563.
 McEachron, K. B. 809, 1797.
 McEwen, G. F. 494.
 McNeill, J. J. 482.
 McNish, A. G. 111, 1440, 1796, 2193, 2198.
 McPetrie, J. S. 801.
 Mecking, L. 1112.
 Melin, R. 814.
 Meinardus, W. 1454, 2216.
 Meißer, O. 1093, 1425, 1785.
 Meißner, O. 495.
 Meixner, H. A. 1455.
 Mendelssohn, Th. 2222.
 Menzel, W. 2548.
 Mercanton, P.-L. 470, 1095, 1099, 1434, 1786, 1803, 2540, 2558.
 Merideth, G. T. 2204.
 Metz, K. 1808.
 Meuron, H. J. 479.
 Mézin, M. 820.
 Mick, A. H. 1787.
 Mieghem, J. van 1114.
 Mihal, N. 475.
 Mihul, C. 481.
 —, Mme I. 481.
 Milankovitch, M. 816.
 Mildner, P. 479, 471, 482.
 Miller, L. F. 101.
 Millikan, R. A. 117, 118, 1448, 2206.
 Millington, G. 108, 808, 1106, 2544.
 Mimno, H. R. 482, 808.
 Minakami, T. 110, 895.
 Mironovitch, V. 816.
 Missenard, A. 124.
 Mitchell, A. C. 2537.
 Mitra, S. K. 1104, 2195, 2550.
 Miyabe, N. 120, 2542.
 Moberg, E. G. 476.
 Model, Fr. 2557.
 Möller, F. 1454.
 Mörkofer, W. 1425, 1786, 1787, 2184.
 Moisture tester 2184.
 Momente an einer räumlichen Windfahne 2539.
 Montgomery, C. G. 491, 2554.
 —, D. D. 491, 2554.
 —, R. B. 1452, 2555, 2556.
 Morgan, K. Z. 115, 491.
 Mosby, H. 494.
 Moss, W. 480, 1103.
 Moussiegt, J. 1437.
 Müller, H. 1456, 1805.
 Mukherjee, S. M. 1792.
 Mukhopadhyay, B. 113.
 Mumford, W. W. 1106.
 Munro, G. H. 1103, 2545.
 Muto, K. 102, 103, 120.
 Nadig, F. H. 2541.
 Naegler, W. 2218.
 Nagata, T. 103, 484, 810, 2543.
 Naik, Y. G. 2219.
 Naismith, R. 107, 1103, 1439.
 Nakajima, T. 1117.
 Nakamura, S. T. 810.
 Nakano, S. 1789.
 Namias, J. 1453, 1457.
 Narayanaswami, R. 2569.
 Narkiewicz-Jodko, K. 494, 1111.
 Nasilov, D. N. 110, 1105.
 National Research Council 1425.
 Neddermeyer, S. H. 116, 814.
 Nedzel, A. J. 1808.
 Neher, H. V. 117, 118, 2206.
 Nelson, J. H. 1785.
 Nenadović, L. 801.
 Neuberger, H. 1436.
 Neumann, G. 1451.
 Nicholls, F. G. 482.
 Nichols, R. L. 1808.
 Nicholson, S. B. 2197, 2547.
 Nickson, A. T. B. 482.
 Nicol, E. A. T. 495.
 Nicolet, M. 1441, 2202.
 Nielsen, W. M. 115, 491, 1448, 2555.
 Niessen, K. F. 106, 807.
 Niethammer, Th. 477.
 Nishikawa, T. 2213.
 Nishimura, G. 806.
 Nishina, Y. 2211.
 Noetzelin, J. 2190, 2543.
 Nolan, J. J. 1459.
 —, P. J. 1459.
 Nomura, Y. 119, 1791.
 Nordheim, G. 493.
 —, L. W. 493, 1442, 1448.
 Numerischer magnetischer Charakter der Tage 1937 484.
 Nyberg, A. 2217.
 O'Brien, B. 101, 123.
 Occhialini, G. 1444.
 Ochmann, W. 107.
 Oelrich, H. 1112.
 Ogata, Y. 2213.
 Okayama, T. 1451.
 Okolowicz, W. 2568.
 Okuno, T. 2213.
 Oliver, J. 1428.
 Olsen, J. 105.
 Omote, S. 104, 1791.
 Orth, R. 820.
 Osterwisch, H. 1443.
 Owen, D. 2181.
 Paneth, F. A. 120, 815.
 Pant, B. D. 481, 2547.
 Paranjpe, G. R. 2219.
 Parkinson, W. C. 2547.
 Parr, A. E. 1451.
 Paton, J. 2551.
 Paul, M. 1459.
 Peddie, G. A. 1438.
 Pekeris, C. L. 1453.
 Pellerin, E. 1789, 2540.

- Penndorf, R. 2218, 2220.
 Pentz, H. H. 1433.
 Peppler, A. 2214.
 —, W. 815.
 Perl, G. 504.
 Perrier, F. 1436.
 Perrine, C. D. 1099.
 Perrottet, E. 1801.
 Perutz, M. 1099.
 Pettersson, H. 1800.
 Petterssen, S. 2570.
 Pfau, R. 502.
 Pfeleiderer, H. 1117.
 Philipps, H. 1453, 2559.
 Pichler, W. 2556.
 Piddington, J. H. 1103, 2197.
 Pierce, C. H. 1453.
 —, J. A. 109, 808.
 Piggot, C. S. 1431.
 Plaskett, H. H. 1108.
 Plendl, H. 107, 1104, 2194.
 Pogade, G. 120, 1460, 1803, 2565.
 Pogosjan, Kh. 110, 1105.
 Pol, B. van der 106, 2194.
 Poljakowa, J. A. 817.
 Pollak, L. W. 474, 1788.
 Pomerantz, M. A. 1448, 2211.
 Popescu-Cernăuți, I. 2192.
 Portig, W. 2215.
 Pramanik, S. K. 2572.
 Pratje, O. 1452, 2558.
 Pražák, L. 807.
 Predescu, Ch. 2565.
 Pressey, B. G. 801.
 Prior, L. S. 2547.
 Pročke, O. 801.
 Procopiu, St. 2550.
 Proudman, J. 1451.
 Pukall, K. 1097.
 Puri, H. R. 2572.
 Quenet, P. 2537.
 Queney, Mme P. 1427.
 Raethjen, P. 501, 1801, 2215, 2216, 2564.
 Rakestraw, N. W. 815.
 Ramanathan, K. R. 1440.
 Ramdas, L. 510, 2224, 2540.
 Ramirez, J. E. 1427.
 Ramsey, W. E. 488, 2208.
 Ramspeck, A. 1792, 2191.
 Rao, P. R. K. 510, 1458, 2566.
 Rathgeber, H. D. 1447.
 Rawer, K. 2546, 2547.
 Rayleigh, Lord 2187.
 Reboul, G. 1436, 2212.
 Regener, E. 2207.
 —, V. H. 511, 2223.
 Reger, J. 473.
 Regula, H. 2560.
 Rehorn, F. K. 1802.
 Reichel, E. 2181.
 Reman, R. R. 2188.
 Rempp, G. 512.
 Renaud, A. 508.
 Renner, R. 810, 1458.
 Report of the twenty-third meeting of the Australian and New Zealand Association for the Advancement of Science 1425.
 Reuter, F. 817, 1802.
 Revelle, R. 2556.
 Reya, O. 2215.
 Reymer, S. E. 481, 1106.
 Reynolds, W. C. 815.
 Richardson, B. 2558.
 Richter, C. F. 1101, 2191.
 —, G. 504.
 Rieke, C. A. 2203.
 Riemerschmid, G. 2219.
 Rinner, K. 2189.
 Riesbol, H. S. 1428.
 Robb, R. A. 2222.
 Robitzsch, M. 1095, 1118, 1804, 2538.
 Rocard, Y. 1437.
 Rodewald, M. 1114, 2564.
 Rössiger, M. 112, 1433.
 Röttschke, M. 496.
 Rolf, B. † 105.
 Roman, I. 1459.
 Romanovsky, V. 1799.
 Rona, E. 1800.
 Rooney, W. J. 1108.
 Roquet, Mlle J. 2543.
 Roschkott, A. 2563.
 Rose, D. C. 105.
 —, P. H. 483.
 —, S. 502.
 Rosenblatt, A. 1098.
 Rossby, C.-G. 1452.
 Rossier, P. 1456.
 Rost, F. 2541.
 Rothé, E. 1431.
 Rouch, J. 807.
 Roux, G. 805.
 Rubey, W. W. 2556.
 Rudder, B. de 817, 1455.
 Rudloff, W. 2539.
 Rudnick, J. 486.
 Rudolph, H. 1107.
 Rülle, O. 2191.
 Rumpf, E. 1093.
 Ruprecht, L. 1460.
 Ruschitzka, E. 2188.
 Saha, M. N. 2545.
 Saita (Saida), T. 104, 806.
 Sakai, T. 1101.
 Saldukas, J. 1430.
 Salles, E. 471.
 Sandström, J. W. 494.
 Sano, T. 101.
 Sapsford, H. B. 2540.
 Sargent, F. 1808.
 Sauberer, F. 473, 1116, 1800.
 Savur, S. R. 2571.
 Sayers, J. 1436.
 Schafer, J. P. 2195.
 Scheffen, W. 1434.
 Schein, M. 492, 2209.
 Schell, I. I. 2216.
 Scherhag, R. 120, 1803, 2218, 2566.
 Schilling, H. 802.
 Schindler, G. 2218, 2222, 2564.
 Schinz, H. 2181.
 Schittenhelm, A. 1455.
 Schlein, A. † 1425.
 Schlomka, T. 803, 1101.
 Schlumberger, M. 1098.
 Schmauß, A. 817, 1115, 1804, 2565.
 Schmeiser, K. 1110.
 Schmerwitz, G. 1099.
 Schmid, F. 1805.
 Schmidt, A. 483.
 —, O. v. 1100, 2190.
 Schnaidt, F. 509, 2566.
 Schönberg, M. 2211.
 Schonland, B. F. J. 1107.
 Schopper, E. 2205.
 —, E. M. 2205.
 Schott, G. 2557.
 Schremp, E. J. 116, 488, 489.
 Schröder, A. 498.
 Schütze, R. 505.
 Schumacher, A. 1118.
 Schumann, R. 474.
 Schwabe, G. H. 1119, 1455.
 Schwalb, K. 500.
 Schwalbe, G. 2218.
 Schwerdtfeger, W. 507.

- Schwinner, R. 1093.
 Scultetus, H. R. 2183.
 Seaton, S. L. 1796.
 Šebesta, V. 117.
 Seiwel, H. R. 118, 495.
 Sekera, Z. 1113.
 Seligmann, G. 1099, 2570.
 Semmelhack, W. 802.
 Sen, P. 1096.
 —, S. N. 2572.
 Senda, K. 124.
 Serber, R. 491.
 Severnyi, A. 485.
 Seybold, A. 1455.
 Sezawa, K. 102, 104, 105,
 803, 807, 1435, 1789,
 1791, 2542, 2543.
 Shepard, F.-P. 2556.
 Sherman, K. L. 2213, 2544.
 Shirshov, P. P. 118.
 Shonka, F. R. 1447.
 Shoulejkin, W. W. 119.
 Sibinga, G. L. S. 479.
 Sieberg, A. 1790.
 Simonoff, M. 2559.
 Simpson, G. C. 2537.
 Singh, B. N. 809.
 Sinkawa, H. 1104.
 Sirajuddin, K. 1437.
 Sittkus, A. 117, 2554.
 Sivade, A. 2214.
 Smith, N. 199, 481, 808,
 809, 1106, 1438, 1795,
 2196, 2198, 2547.
 Snyder, F. F. 1093.
 —, H. 492.
 Sokolow, A. 115, 490, 811.
 Somigliana, C. 2189.
 Sommerville, J. M. 2546.
 Soucek, E. 1457.
 Souci, S. W. 2188.
 Souza Santos, M. D. de
 1110.
 Spangenberg, W. W. 122,
 1805, 2221.
 Spitaler, R. 507, 1116,
 1425, 2219, 2542, 2543.
 Sprengnether, W. F. 1427.
 Stair, R. 122.
 Stanton, H. E. 1105, 1796,
 2547.
 Stearns, J. C. 489, 812.
 Steinhäuser, F. 121, 504,
 1116, 2567.
 Steinke, E. G. 117.
 Steinmaurer, R. 811, 814.
 Stenz, E. 483.
 Stephan, J. 510.
 Sternberg Mulders, E.
 2547.
 Stewart, jr., H. S. 101, 123.
 Stockmann, L. L. 2204,
 2537.
 Stocks, Th. 1112.
 Störmer, C. 484, 1109,
 2551.
 Stoffregen, W. 1438, 2549.
 Stoneley, R. 1791.
 Streiff-Becker, R. 1434.
 Stumpff, K. 501.
 Sturza, M. 2187, 2218.
 Subrahmanyam, D. S.
 2562.
 Suckstorff, G. A. 501.
 Süpfle, K. 124.
 Süring, R. 1115.
 Sugawara, K. 1800.
 Sung, P. L. 1795.
 Sur, N. K. 1428, 2560.
 Sverdrup, H. U. 1802.
 Swann, W. F. G. 488, 492,
 811, 1443, 1445, 2208.
 Swedish Polar Year expe-
 dition 2198.
 Sweer, J. 1118.
 Sydow, E. 2219.
 Száva-Kováts, J. 510,
 2561.
 Szczeniowski, S. 493, 494,
 1111.
 Takabeya, F. 1101.
 Takacs, L. 2539.
 Takahasi, R. 103.
 Takayama, T. 806.
 Takeuchi, M. 2211.
 Tamm, I. 492.
 Tams, E. 1099.
 Tamura, Y. 111.
 Tani, K. 1104.
 Tannahill, T. R. 2222.
 Teltow, J. 2190.
 Terzaghi, K. von 2189.
 Te-Tchao, O. 1093, 1793,
 1806, 2193.
 Thackeray, A. D. 480,
 1103.
 Thellier, Mme O. 2192,
 2544.
 Thomas, H. A. 473.
 Thompson, J. L. 114, 1445,
 2206.
 Thornthwaite, C. W. 1451.
 Thyssen, St. v. 2181, 2191.
 Tibilov, S. 487.
 Tichy, H. 2218.
 Tiedemann, M. 2219.
 Tielsch, H. 117.
 Tölke, F. 1119.
 Tönsberg, E. 110.
 Toperczer, M. 810, 1100,
 1785.
 Torreson, O. W. 1102,
 2570.
 Toyohara, Y. 1800.
 Trappe, Fr. 1460.
 Travníček, F. 815, 1801.
 Truman, O. H. 2189.
 Trumpy, B. 110, 1111.
 Tsuboi, C. 804, 1789.
 Tu, Ch.-w. 1893, 2539.
 Tukada, T. 110.
 Tully, J. P. 1451.
 Turner, A. J. 2223.
 Turney, G. L. 801.
 Uchiyama, K. 1117.
 Ulrich, K. 2181.
 Unwin, J. J. 2196.
 Urry, W. D. 2541.
 Väisälä, V. 473.
 Vaidhianathan, V. I. 2189.
 Vaidya, P. B. 2219.
 Vallarta, M. S. 1444, 1449,
 2206, 2207.
 Vargus, jr., J. A. 2209.
 Vassy, E. 123, 820, 1118,
 2223.
 —, Mme A. 123, 1118,
 2223.
 Vegard, L. 484, 485, 1440,
 1441, 2552.
 Veihmeyer, F. J. 1458.
 Venkiteshwaran, S. P.
 2569.
 Vernadsky, V. I. 119.
 Versey, H. C. 1792.
 Viaut, A. 816, 820.
 Vilbig, F. 2545, 2548.
 Vine, A. 1429.
 Visser, S. W. 479, 2569.
 Vocke, S. 1117.
 Vogl, A. 1118.
 Wagner, A. 1113, 1114.
 Wait, G. R. 2193.
 Waldmeier, M. 1105, 2548.
 Walker, Sir G. T. 1805.
 Wallner, H. 2188.
 Walter, B. 482, 1796.
 —, E. J. 2215.
 Wambacher, H. 1109.

- Wanner, E. 1099, 1435.
 Wasiutynska, Z. 814.
 Wasserfall, K. F. 110.
 Wassmuth, N. 487.
 Wataghin, G. 491, 1110,
 2203.
 Wattenberg, H. 495, 2558.
 Wayland, R. G. 1434.
 Weber, E. 1445.
 Weekes, K. 508.
 Wegener, K. 505, 1099,
 2568.
 Wehrlé, Ph. 2559.
 Weickmann, L. 469, 505,
 1093, 1427, 1455, 1460,
 2181.
 Weinländer, A. 819.
 Weiß, P. 1799, 2204.
 Weixleder, R. 2549.
 Wells, H. W. 1105, 1796,
 2547.
 Wen-Po, W. 2537.
 Wentzel, G. 1446.
 Werenskiold, W. 500.
 Wertenstein, L. 814.
 Werzner, V. 487.
 Westerhof, F. 2213.
 Westland, A. J. 1436.
 Wexler, H. 1457.
 Wheeler, J. A. 2554.
 White, C. J. 2570.
 Wiechowski, W. 2224.
 Wiersma, J. T. 813, 2209.
 Wilhelm, H. 1788.
 Wilk, W. 2183.
 Wilkes, M. V. 1104.
 Williams, E. J. 1798.
 Wilson, J. G. 115, 117.
 —, J. T. 1436.
 —, S. H. 2190.
 —, V. C. 115, 492, 1446,
 2209.
 Wirtz, C. 123, 801, 1116.
 Witterung in Deutschland
 im Jahr 1938 2215.
 Woollard, G. P. 1433, 1460.
 Woolley, R. R. 1457.
 Workman, E. J. 1797,
 2182, 2198.
 Wright, C. S. 1425.
 —, F. E. 1426.
 Wünsche, W. 503.
 Wüst, G. 1112.
 Wundt, R. M. 1102.
 —, W. 1806.
 Yamaguti, S. 806.
 Yazima, S. 1113.
 Yoneta, K. 478, 479.
 Yoshimura, S. 119.
 Young, jr., R. T. 1112.
 Zafar, M. 819.
 Zedler, P. 509, 2216.
 Zenneck, J. 808.
 Ziemecki, S. 493, 494, 1111,
 2554.
 Zies, E. G. 1434.
 Zimmer, F. 1453, 1804.
 Zimmermann, W. 472.
 Zirkler, J. 814.