

Zeitschrift für Geophysik

Herausgegeben im Auftrage der
Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

G. Angenheister, Göttingen – O. Hecker, Jena – Fr. Kossmat, Leipzig
Fr. Linke, Frankfurt a. M. – W. Schweydar, Potsdam

Schriftleitung: Prof. Dr. G. Angenheister, Göttingen

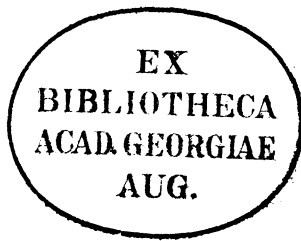


IX. Jahrgang 1933

Mit 162 Figuren im Text und 1 Bildnis

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges
1933

Alle Rechte,
namentlich das Recht der Übersetzung in fremde Sprachen, vorbehalten



Z 1933. 4137
Printed in Germany

Autorenverzeichnis

- A**ckerl, F. 263, 325.
Aliverti, G. 16.
Ansel, E. A. 261.
- B**aur, Fr. 11.
Berroth, A. 145, 355.
Brinkmann, R. 171.
Büttner, K. 356.
Burmeister, F. 336.
- D**efant, A. 63.
- F**anselau, G. 93, 170, 236.
- G**ast, P. 189.
Gebelein, H. 137.
Gerecke, Fr. 342.
Götz, F. W. P. 253.
Gräfe, H. 31.
- H**aaleck, H. 81, 285.
Haase, H. 276.
Harang, L. 162.
- Hiller, W. 230.
Hopfner, F. 77, 277.
- J**ung, H. 275.
Jung, K. 323.
- K**ienow, S. 204.
Kleinschmidt, E. 197, 308.
Kuhn, H. 238.
- L**andsberg, H. 156, 234.
Lettau, H. 180.
Linke, F. 62.
- M**aier-Leibnitz, H. 253.
Martin, H. 83, 168, 170.
Meisser, O. 88, 173.
Michael, W. 165.
- N**ippoldt, A. 90.
- O**stermeier, J. B. 109.
- R**amspeck, A. 44, 342.
Reich, H. 350.
Rohleder, H. P. T. 325.
- S**chaffernicht, W. 125, 199, 309.
Schleusener, A. 301, 355.
Schlomka, T. 99.
Schmehl, H. 309.
Schmerwitz, G. 168.
Schmidt, v. O. 354.
Schuler, M. 60.
Schwinner, R. 332.
Stern, W. 1.
Stüve, G. 170.
- T**ams, E. 23, 119, 295.
Terebesi, P. 313.
Tomaschek, R. 125, 199, 309.
- V**ajk, R. 151.
VeningMeinesz, F. A. 75.
- W**eickmann, L. 121.

Sachverzeichnis

I. Physik des festen Erdkörpers

1. Bewegung und Aufbau der Erde, Schwere
- M. Schuler: Bemerkungen zu dem Aufsatz von G. Schmerwitz: „Einfluß der Schneidenlagerung auf die Meßgenauigkeit geophysikalischer Instrumente“. S. 60.
- F. A. Vening Meinesz: Die Schwerkraft auf dem Meere. S. 75.
- F. Hopfner: Darstellung einer gebietsweise harmonischen Funktion durch eine harmonische Funktion. S. 77.
- H. Martin: Die Genauigkeit von Pendelkontakten und der Einfluß des Steigrades einer Pendeluhr auf die Schwingungsdauer des Pendels. S. 83.
- O. Meisser: Das logarithmische Dekrement von Pendeln. S. 88.
- H. Gebelein: Störungen von Pendeluhren durch Bodenerschütterungen. S. 137.
- A. Berroth: Eine praktische Möglichkeit der Triangulationsverbindung mit dem amerikanischen Kontinent. S. 145.
- Wilhelm Michael: Die Erde, gebremst, beschleunigt, abgelenkt, — erlebt Erdbeben, Taifune, Tornados usw. S. 165.
- G. Schmerwitz: Nachtrag zur Frage der Schneidenlagerung. S. 168.
- O. Meisser: Schneiden- und Unterlagematerial bei invariablen Pendeln für relative Schweremessungen. S. 173.
- H. Lettau: Invar-Minimumpendel als Magnetstäbe. S. 180.
- P. Gast: Die hypothesenfreie Bestimmung der Erdfigur mit neuen Hilfsmitteln. S. 189.

- E. A. Ansel: Erwiderung zu der Arbeit von H. Schmehl. S. 261.
- F. Ackerl: Die Ergebnisse der Entwicklung des Schwerkraftfeldes der Erde nach Kugelfunktionen bis zur 16. Ordnung. (Das Geoid, II.) S. 263.
- F. Hopfner: Die praktische Lösung der zweiten Randwertaufgabe der Geodäsie. S. 277.
- H. Schmehl: Die Mitschwingensreduktion von Pendelbeobachtungen. S. 309.
- K. Jung: Bemerkungen zu F. Ackerls Berechnung der Geoidundulationen. S. 323.
- F. Ackerl: Stellungnahme zu dem vorangehenden Aufsatz des Herrn Dr. K. Jung. S. 325.

2. Gezeiten, Deformationen, Seismik

- E. Tams: Einige Korrelationen zwischen seismischer Bodenunruhe in Hamburg und der Brandung in West- und Nordeuropa. S. 23.
- H. Gräfe: Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen. VIII. Das Nordtirol. Beben vom 8. Oktober 1930, II. Teil. Die Kräfte im Herd des Bebens. S. 31.
- A. Ramspeck, Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen, IX. Versuche über Boden- und Gebäudeschwingungen. S. 44.
- A. Defant: Die Gezeitenströme und die inneren Gezeitenwellen des Atlantischen Ozeans. S. 63.

- R. Tomaschek und W. Schaffernicht: Über die Messung der zeitlichen Schwankungen der Schwerebeschleunigung mit Gravimetern. S. 125.
- Hans Gebelein: Störungen von Pendeluhren durch Bodenerschütterungen. S. 137.
- H. Landsberg: Beitrag zum Thema: Seismische Bodenunruhe. S. 156.
- E. Kleinschmidt: Zur Flutbewegung der festen Erdkruste. S. 197.
- R. Tomaschek und W. Schaffernicht: Die Flut der festen Erde. S. 199.
- Sigismund Kienow: Der Zusammenhang zwischen Spannung und Verformung bei tektonischen Vorgängen. S. 204.
- W. Hiller: Eine Erdbebenwarte im Gebiete der Schwäbischen Alb. S. 230.
- H. Landsberg: Das Erdbeben im Fulda-gebiet vom 15. Januar 1933. S. 234.
- E. Tams: Einige Korrelationen zwischen seismischer Bodenunruhe in Hamburg und der Brandung in West- und Nord-europa II. S. 295.
- E. Kleinschmidt: Erwiderung auf den Aufsatz von R. Tomaschek und W. Schaffernicht: Die Flut der festen Erde. S. 308.
- R. Tomaschek und W. Schaffernicht: Bemerkung hierzu. S. 309.
- H. P. T. Rohleder: Beiträge zur Kenntnis der Erdbebenkunde und seismisch-akustischen Phänomene Nord-Rhodesiens. S. 325.
- R. Schwinner: Mikroseismische Bodenunruhe und Gebirgsbau. S. 332.

II. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde

Erdmagnetismus, Polarlicht, Luftelektrizität, Durchdringende Strahlung

- G. Aliverti: Quantitative Bestimmungen des Luftgehaltes an Radium-Thorium-emanation mittels einer neuen elektrischen Ausströmungsmethode. S. 16.
- A. Nippoldt: Bericht über die deutschen geomagnetischen und geoelektrischen Beobachtungen während des

Internationalen Polarjahrs 1932/33. S. 90.

- G. Fanselau: Ein neuer Schwingungsmesser. S. 93.
- T. Schlomka: Zur physikalischen Theorie des Erdmagnetismus. S. 99.
- Leiv Harang: Eine Untersuchung der Polarisation des Nordlichtes. S. 162.
- H. Martin, Bemerkung zu der Arbeit von G. Fanselau: „Ein neuer Schwingungsmesser“. S. 168.
- G. Fanselau: Erwiderung auf die vorstehende Bemerkung des Herrn Martin. S. 170.
- H. Martin: Zur vorstehenden Erwiderung von G. Fanselau. S. 170.
- Heinz Lettau: Invar-Minimumpendel als Magnetstäbe. S. 180.
- G. Fanselau: Über die Homogenität des Magnetfeldes bei symmetrischer Spulen-anordnung. S. 236.
- Heinrich Kuhn: Studie über das luft-elektrische Potentialgefälle und dessen Unruhe unter besonderer Berücksichtigung des Einflusses einer Großstadt. S. 238.
- F. Burmeister: Die Entwicklung der erdmagnetischen Forschung in Bayern. S. 236.

III. Physik der Atmosphäre

Dynamik der Atmosphäre, Strahlungsvorgänge

- Franz Baur: Über die Notwendigkeit eines großen Beobachtungsstoffes bei statistischen Untersuchungen. S. 11.
- F. Linke: Einfluß geophysikalischer Vorgänge und Zustände auf den menschlichen Organismus. S. 62.
- F. W. Paul Götz und Heinz Maier-Leibnitz: Zur Ultraviolettabsorption bodennaher Luftschichten. S. 253.

IV. Angewandte Geophysik

(Gravimetrische und seismische Methoden siehe I, 1 und 2)

Elektrische und radioaktive Methoden

- W. Stern: Die Bestimmung des Verlaufes geneigter Diskontinuitätsflächen (ein-

- fallende Schichtgrenzen und Verwerfungen) durch das Widerstandsverfahren. (Mitteilung aus dem Geologisch-Mineralogischen Institut der Universität Köln.) S. 1.
- Giuseppina Aliverti: Quantitative Bestimmungen des Luftgehaltes an Radium-Thoriumemanation mittels einer neuen elektrischen Ausströmungsmethode. S. 16.
- A. Ramspeck: Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen. IX. Versuche über Boden- und Gebäudeschwingungen. S. 44.
- F. Linke: Einfluß geophysikalischer Vorgänge und Zustände auf den menschlichen Organismus. S. 62.
- H. Haalck: Bericht über den gegenwärtigen Stand der Entwicklung des statischen Schweremessers. S. 81.
- H. Martin: Die Genauigkeit von Pendelkontakten und der Einfluß des Steigrades einer Pendeluhr auf die Schwingungsdauer des Pendels. (Geophysikalische Forschungsarbeiten an der Reichsanstalt für Erdbebenforschung, unterstützt von der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft.) S. 83.
- O. Meißer: Das logarithmische Dekrement von Pendeln. S. 88.
- J. B. Ostermeier: Eine hochempfindliche magnetische Feldwaage. S. 109.
- Raoul Vajk: Mapping of Faults by Isogams. S. 151.
- H. Landsberg: Beitrag zum Thema: Seismische Bodenunruhe. S. 156.
- Gerhard Schmerwitz: Nachtrag zur Frage der Schneidenlagerung. S. 168.
- O. Meißer: Schneiden- und Unterlagematerial bei invariablen Pendeln für relative Schweremessungen. S. 173.
- G. Fanselau: Über die Homogenität des Magnetfeldes bei symmetrischer Spulenordnung. S. 236.
- E. A. Ansel: Erwidernng zu der Arbeit von H. Schmehl. S. 261.
- H. Haalck: Die Messungsergebnisse mit dem statischen Schweremesser. S. 285.
- A. Schleusener: Beitrag zur Frage der temperaturabhängigen Störung der Gleichgewichtslage der Drehwaagehänge. S. 301.
- H. Schmehl: Die Mitschwingungsreduktion von Pendelbeobachtungen. S. 309.
- Fr. Gerecke und A. Ramspeck: Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Institutes in Göttingen, X. Boden- und Gebäudeschwingungen in Rastatt nach dem Erdbeben vom 8. Februar 1933. S. 342.
- H. Reich: Bemerkungen zur angewandten Seismik. S. 350.
- O. v. Schmidt: Zu vorstehender Arbeit von H. Reich: „Bemerkungen zur angewandten Seismik“. S. 354.
- A. Berroth und A. Schleusener: Erdmagnetische Messungen mit Hilfe der Drehwaage. S. 355.

Verschiedenes und Mitteilungen

- Preis Ausschreiben der Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V. S. 120.
- Berichtigung. S. 120.
- Preisermäßigungen von Büchern und Zeitschriften für Mitglieder der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft. S. 172.
- P. Terbesi: Aufsuchen versteckter Periodizitäten. S. 313.

Referate

- E. Tams: A. Sieberg: Erdbebengeographie. S. 119.
- G. Stüve: H. Koschmieder: Dynamische Meteorologie. S. 170.
- R. Brinkmann: H. L. Fairchild: The geological Society of America 1888—1930. S. 171.
- R. Brinkmann: A. Born: Der geologische Aufbau der Erde. S. 171.
- H. Jung: F. Hopfner: Physikalische Geodäsie. S. 275.
- H. Haase: Jahrbuch für Gewässerkunde Norddeutschlands; Ablußjahre 1926, 1927 und 1928. S. 276.
- K. Büttner: F. Linke: Meteorologisches Taschenbuch. S. 355.

Geophysikalische Berichte.

- S. 1—52. Heft 1/2.
S. 53—112. Heft 3.
S. 113—160. Heft 4/5.
S. 161—172. Heft 6/8.

[Mitteilung aus dem Geologisch-Mineralogischen Institut der Universität Köln.]

Die Bestimmung des Verlaufes geneigter Diskontinuitätsflächen (einfallende Schichtgrenzen und Verwerfungen) durch das Widerstandsverfahren

Von **W. Stern**, Köln — (Mit 4 Abbildungen)

Es wird gezeigt, wie die Methode des scheinbaren spezifischen Widerstandes, die bislang zur Ermittlung der vertikalen Schichtenfolge unterhalb eines Meßpunktes angewandt wurde und den Verlauf der Schichtgrenzen in seitlicher Erstreckung nur indirekt lieferte, zur direkten Bestimmung dieses Verlaufs herangezogen werden kann. Für eine Reihe typischer geologischer Fälle (ausstreichende Schichtgrenzen, Verwerfungen, Flanken von Gräben und Horsten) werden die theoretischen Verläufe der entsprechenden Widerstandskurven konstruiert und die Beziehungen zwischen ihnen und dem Aufbau des Untergrundes aufgestellt. Eine daraus sich ergebende Methode der Auswertung wird angegeben, die — bei Erfüllung gewisser Bedingungen — den Ort des Ausstreichens der geneigten Diskontinuitätsflächen sowie Sinn und Betrag ihres Einfallens liefert.

In früheren Arbeiten*) wurden im Anschluß an Veröffentlichungen anderer Autoren die Grundlagen des Widerstandsverfahrens (Methode des „scheinbaren spezifischen Widerstandes“) zur Untersuchung des horizontal geschichteten Untergrundes dargestellt und eine Reihe bisheriger Anwendungsergebnisse des Verfassers mitgeteilt. Diese Arbeiten zeigten, wie man durch Messung des scheinbaren spezifischen Widerstandes als Funktion des Elektrodenabstandes (bzw. der Wirkungstiefe, die als dem Elektrodenabstand gleich behandelt wurde) die Schichtung des Gebirges unterhalb der Meßstation und damit die vertikalen Änderungen im Gebirgsbau bestimmen kann. Durch Aneinanderlegung solcher längs einer Profillinie gemessener Widerstandsdiagramme und Verbindung sich entsprechender Umkehrpunkte (Schichtgrenzen) in diesen war man so grundsätzlich schon imstande, auch den allgemeinen Verlauf der Schichtgrenzen in seitlicher Erstreckung und damit die horizontalen Änderungen im Aufbau des Gebirges zu erkennen. Auf diese Weise konnte Verfasser — wie es a. a. O. gezeigt wurde — differenzierte Gebirgspartien im gleichen Niveau und die Neigungen der Oberflächen übereinander-

*) W. Stern: Zeitschr. f. Geophys. 8. Heft 3/4; Derselbe und A. Löhnberg: ebenda 8, Heft 6/7.

liegender Untergrundwässer im Karstgebiet bestimmen. Die Priorität in einer derartigen Bestimmung horizontaler Änderungen des Gebirgsbaues gehört indessen Gish und Rooney mit einer Arbeit*), in der sie über eine derartige Aufnahme des Verlaufs der Grenzflächen eines durch Planierungsarbeiten künstlich aufgefüllten Grabens berichten.

Die Genauigkeit in den Angaben des horizontalen bzw. geneigten Verlaufes der Schichtgrenzen, der auf solche Weise ermittelt wird, hängt hierbei ab von der Enge der Intervalle zwischen den einzelnen Meßstationen auf ein und derselben Profillinie. Besteht die Aufgabe darin, in einem tektonisch einfachen Gebiet den ungefähren Verlauf einfallender Schichten zu bestimmen, so können die Meßintervalle genügend groß gewählt werden; mit ihrer Größe wachsen allerdings auch zugleich die Schwierigkeiten in der Auswertung der Diagramme: In der Erkennung sich entsprechender Knickpunkte auf den einzelnen Diagrammen und in der Verbindung zueinandergehöriger Schichtgrenzen. Hierdurch ist der Weite der Meßpunktsintervalle eine obere Grenze gesetzt, wenn anders eine Auswertung der Messungen nicht überhaupt illusorisch werden soll. Soll jedoch in einem tektonisch komplizierteren Gebiet ein genaues Profil durch den Untergrund gelegt werden, so müssen die Meßpunkte auf der Profillinie möglichst dicht geschart werden, um nicht durch lineare Interpolation das Auftreten von Störungslinien (Verwerfungen) oder sonstiger Unregelmäßigkeiten der Schichtflächen zu verwischen. Wollte man eine derartige Profilaufnahme nach dem bisher üblichen Verfahren durchführen, indem man für jeden Meßpunkt durch Variierung des Elektrodenabstandes und damit der Eindringungstiefe des Stromes ein Diagramm der Tiefenänderung des scheinbaren spezifischen Widerstandes aufnimmt, um aus der Aneinanderreihung der einzelnen Diagramme das Querprofil durch den Untergrund zu gewinnen, so würde dieser Weg zwar höchst aufschlußreich, aber nicht minder langwierig sein. Daß eine solche Profilaufnahme jedoch auf eine ungleich einfachere Weise möglich ist, möge im folgenden gezeigt sein.

Die Eigenschaft des scheinbaren spezifischen Widerstandes, den Gesamtwiderstand eines bestimmten Gebirgsquerschnittes, also den Widerstand bis zu und nicht in einer bestimmten Tiefe auszudrücken, legt den Gedanken nahe, aus den Änderungen dieses an den verschiedenen Meßpunkten aber bei gleichbleibender Eindringungstiefe (Elektrodenabstand) des Stromes gemessenen Widerstandes die horizontalen Änderungen im Aufbau des von der Messung erfaßten Gebirges unmittelbar abzuleiten. Mißt man nämlich mit gleichbleibendem Elektrodenabstand an den einzelnen Meßpunkten längs einer Profillinie die Größe des scheinbaren spezifischen Widerstandes und trägt man die gemessenen Widerstandswerte als Ordinatenwerte für die entsprechenden Meßpunkte auf der Meßortsachse (Abszisse) auf, so erhält man ein Diagramm, in dem die horizontalen Änderungen im Aufbau oder Zustand des Gebirges zum Ausdruck kommen.

*) O. H. Gish und W. J. Rooney: *Terrest. Magn.* 30, Nr. 4, (1925).

Kann dabei das Gebirge als im Sinne der Methode homogen aufgefaßt werden, d. h. verläuft innerhalb der gewählten Wirkungstiefe der Messung das Schichtfallen parallel der Meßbasis und bleibt der Zustand des Gebirges (Wasserführung) längs solcher Niveaus konstant, so wird der scheinbare spezifische Widerstand bis zu ein und derselben Tiefe für alle Meßpunkte konstant bleiben und das Widerstandsdiagramm sich als eine horizontal und parallel zur Meßortsachse verlaufende Gerade darstellen. Alle Abweichungen des Gebirges innerhalb der gewählten Wirkungstiefe von der so definierten Homogenität, sei es im Verlauf der Schichten (Divergenz zur Meßbasis, Verwerfungen, Unregelmäßigkeiten der Schichtflächen) oder hinsichtlich des Zustandes des Gebirges (Einlagerungen, Wechsel der Wasserführung) werden sich indessen im Widerstandsdiagramm durch entsprechende Abweichungen vom horizontalen Verlauf widerspiegeln. Wie man aus der Art und Größe solcher Abweichungen im Widerstandsdiagramm bestimmte Rückschlüsse auf die ihnen zugrundeliegenden geologischen Ursachen ziehen und aus ihnen den Aufbau des Gebirges ableiten kann, soll im folgenden an einigen schematischen Beispielen untersucht werden.

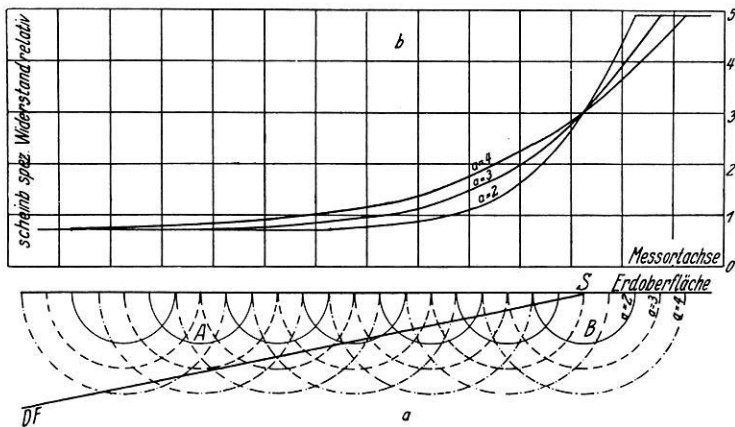


Fig. 1 a und b. Der Verlauf des scheinbaren spezifischen Widerstandes über einer geneigten Diskontinuitätsfläche für verschiedene Elektrodenabstände. Für $a = 2; 3; 4;$ und $\sigma_A : \sigma_B = 7 : 1$

Der Einfluß geneigter Diskontinuitätsflächen (Schichtgrenzen, Verwerfungen) auf den Widerstandsverlauf. Fig. 1 a stellt ein schematisches Profil durch ein Untersuchungsgebiet dar, das durch eine geneigte Diskontinuitätsfläche DF in zwei verschiedene, aber in sich homogene Materialien A und B („Deck“- und „Grundgebirge“) mit den Leitfähigkeitswerten σ_A und σ_B derart geteilt sei, daß mit Annäherung an den Schnittpunkt S der Diskontinuitätsfläche mit der Erdoberfläche (Profillinie) die Mächtigkeit des „Deckgebirges“ A in dem Maße abnimmt, in dem die des „Grundgebirges“ B wächst. Mißt man für dieses

Gebiet die Beträge des scheinbaren spezifischen Widerstandes, indem man mit konstanten Elektrodenabständen a die verschiedenen Meßpunkte längs der Profillinie überschreitet, so muß man für verschiedene Parameterwerte des Elektrodenabstandes a Diagramme erhalten, wie sie für den Fall $\sigma_A : \sigma_B = 7 : 1$ in Fig. 1 b dargestellt sind. Bevor jedoch der Verlauf dieser Kurven im einzelnen besprochen werden soll, sei die Methode ihrer theoretischen Ableitung eingehend dargestellt.

Sie lassen sich für den gegebenen Fall wie für alle weiteren Fälle mit Hilfe der vom Verfasser auf der Grundlage der Hummelschen Theorie mitgeteilten Kurvenscharen*) bilden, die die Abhängigkeit des Verhältnisses $\varrho_s/\varrho =$ scheinbarer spezifischer Widerstand/durchschnittlicher spezifischer Widerstand der Bedeckungsschicht von dem Verhältnis $h/a =$ Mächtigkeit der Bedeckungsschicht/Elektrodenabstand wiedergeben. Aus ihnen findet man das Verhältnis ϱ_s/ϱ , d. h. den jeweiligen — in bezug auf ϱ relativen — Betrag des scheinbaren spezifischen Widerstandes dadurch, daß man für jeden Meßpunkt das Verhältnis h/a errechnet (im Falle geneigter Diskontinuitätsflächen wie bei Fig. 1 a durch Flächenverwandlung) und den dazugehörigen relativen Wert des scheinbaren spezifischen Widerstandes derjenigen theoretischen Kurve der Kurvenschar entnimmt, die als Parameter das dem Untersuchungsfall gleiche Leitfähigkeitsverhältnis besitzt.

Wie nun die Theorie und das Kurvenbild der Fig. 1 b zeigen, existieren für jedes a zwei Meßpunkte auf der Meßortsachse, für die die Diskontinuitätsfläche noch nicht oder nicht mehr auf den Betrag des scheinbaren spezifischen Widerstandes von Einfluß ist. Dieses sind die „Störungsgrenzpunkte“, bis zu denen oder von denen ab mit weiterer Verlegung der Meßpunkte der scheinbare spezifische Widerstand — im Falle der Homogenität ein und derselben Schicht — konstant bleibt. Vorausgesetzt, daß die Wirkungstiefe = dem Elektrodenabstand ist — was a. a. O.***) vom Verfasser untersucht werden soll —, kann die Lage dieser Störungsgrenzpunkte für jeden Elektrodenabstand a zeichnerisch durch die Mittelpunkte derjenigen Kreise mit dem Radius a gefunden werden, die die Diskontinuitätsfläche auf der Seite ihres Einfallens (Einfallswinkel $\alpha < 90^\circ$) tangieren bzw. auf der entgegengesetzten Seite ($\alpha > 90^\circ$) im Schnittpunkt S der Diskontinuitätsfläche mit der Erdoberfläche schneiden. Zwischen diesen beiden Punkten, deren gegenseitige Entfernung in einem mit a wachsenden Maße zunimmt, liegt die „Störungszone“, der Bereich, in dem der scheinbare spezifische Widerstand in einer vom gewählten Elektrodenabstand und von Eigenschaften und Aufbau des Untergrundes bestimmten Form alle Werte zwischen der an den Störungsgrenzpunkten erreichten oberen und unteren Grenze durchläuft.

Aus der Differenz der Widerstandsbeträge zwischen der oberen und unteren Grenze müssen so die Eigenschaften des Untergrundes, das Leitfähigkeitsver-

*) Zeitschr. f. Geophys. 8, Heft 3/4, S. 184, Fig. 1.

**) W. Stern: Ergänzungsheft f. angew. Geophys. Jahrg. 1933 im Druck.

hältnis $\sigma_A : \sigma_B$ abzuleiten sein. Von höchster Bedeutung für die Anwendung des Verfahrens dürfte es jedoch sein, daß darüber hinaus aus dem Verlauf der Widerstandskurven im Störungsbereich eine Reihe wichtiger Rückschlüsse auf den Aufbau des Untergrundes gezogen werden können. Hierfür sollen im folgenden ganz bestimmte Anhaltspunkte gegeben werden.

Vergrößert man das Einfallen der Diskontinuitätsfläche, wie es in Fig. 2a in drei Schritten geschieht, und sucht man in oben beschriebener Weise für die verschiedenen Neigungen die Lage der ihnen entsprechenden Störungsgrenzpunkte

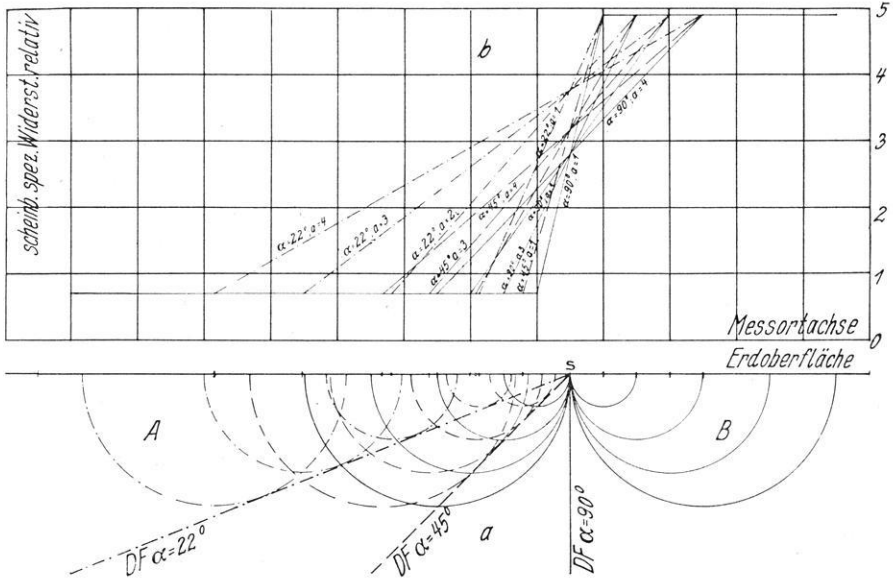


Fig. 2 a und b. Der Verlauf des scheinbaren spezifischen Widerstandes über einer geneigten Diskontinuitätsfläche in Abhängigkeit vom Neigungswinkel. Für $a = 1; 2; 3; 4$; und $\alpha = 22^\circ; 45^\circ; 90^\circ$; und $\sigma_A : \sigma_B = 7 : 1$

für verschiedene Parameterwerte a , so erhält man durch geradlinige Verbindung der sich entsprechenden Störungsgrenzpunkte das Bild der Fig. 2 b, dem zusammen mit Fig. 1 b folgende Beziehungen entnommen werden können:

1. Über einer an der Erdoberfläche austreichenden geneigten Diskontinuitätsfläche schneiden sich die Widerstandskurven und die geradlinigen Verbindungen sich entsprechender Störungsgrenzpunkte im Widerstandsdiagramm („Verbindungsgeraden“) für beliebig viele Elektrodenabstände in je einem Punkte.

2. Die senkrechte Projektion dieser Schnittpunkte auf die Meßortsachse liefert die Lage des Schnittpunktes der Diskontinuitätsfläche mit der Erdoberfläche (den Ort des „Ausreichens“ der Diskontinuitätsfläche).

3. Das Verhältnis der Strecken vom Schnittpunkt der Verbindungsgeraden bis zur oberen und bis zur unteren Grenze des Widerstandswertes liefert den Sinn des Einfallens und den Betrag des Einfallens (Sinus des Einfallswinkels).

Diese fundamentalen Eigenschaften der wirklichen und der durch die Verbindungsgeraden vereinfachten Widerstandskurven sollen durch folgende Überlegungen begründet werden: In dem gemeinsamen Schnittpunkt aller mit verschiedenen Elektrodenabständen, aber gleichem Einfallswinkel der Diskontinuitätsfläche erhaltenen Widerstandskurven (Fig. 1b) und aller geradlinigen Verbindungen der Störungsgrenzpunkte (Fig. 2b) kommt zum Ausdruck, daß der zu diesen Schnittpunkten gehörige Meßpunkt auf der Meßortsachse durch einen von der Tiefe unabhängigen und konstanten Wert des scheinbaren spezifischen Widerstandes ausgezeichnet ist. Diese Eigenschaft kommt jedoch — wie leicht einzusehen ist — einzig dem Schnittpunkt S der Diskontinuitätsfläche mit der Erdoberfläche zu: denn durch alle um ihn als Mittelpunkt geschlagene Kreise werden Deck- und Grundgebirge vollständig unabhängig vom Radius a in verhältnismäßige Flächen geteilt, damit jedoch der Quotient h/a und somit endlich der scheinbare spezifische Widerstand selbst konstant erhalten. Notwendig müssen sich also die Widerstandskurven bei gleichbleibender Neigung der Diskontinuitätsfläche unabhängig vom Parameter a in einem Punkte schneiden und durch senkrechte Projektion dieses Schnittpunktes auf die Meßortsachse den Schnittpunkt S liefern.

Die Größe des durch den gemeinsamen Schnittpunkt der Widerstandskurven im Störungsbereich bzw. der Verbindungsgeraden ausgedrückten gleichbleibenden Wertes des scheinbaren spezifischen Widerstandes über dem Ort des Ausstreichens der Diskontinuitätsfläche und damit die Lage dieser Schnittpunkte (der Widerstandskurven bzw. der Verbindungsgeraden) in bezug auf die obere und untere Grenze des Widerstandswertes ändern sich indessen mit der Neigung der Diskontinuitätsfläche: Denn mit zunehmendem Neigungswinkel wächst das Verhältnis h/a und es verkleinert sich mit abnehmendem. Beträgt der Neigungswinkel $\alpha = 0^\circ$, so wird auch $h/a = 0$ und die Schnittpunkte fallen mit der oberen Grenze des scheinbaren spezifischen Widerstandes, d. h. mit dem für das Grundgebirge gültigen Wert zusammen. In diesem Fall würde sich die Widerstandskurve als eine horizontal und im Abstand des für das Grundgebirge gültigen Widerstandswertes parallel zur Meßortsachse verlaufende Gerade darstellen und wir hätten den Fall geneigter Schichtgrenzen auf den des horizontal geschichteten Untergrundes zurückgeführt. Beträgt hingegen $\alpha = 90^\circ$, ein Fall, der u. a. bei steil einfallenden Verwerfungen eintreten kann, so nehmen die Störungsgrenzpunkte eine zur Diskontinuitätsfläche (bzw. ihrer Verlängerung über den Punkt S hinaus) symmetrische Lage ein, und auch der Schnittpunkt der Verbindungsgeraden muß — dem Strahlensatz zufolge — so gelegen sein, daß durch ihn gleiche Abschnitte gebildet werden, d. h. der Schnittpunkt muß mit dem Mittelpunkt aller Geraden, die zueinandergehörige Störungsgrenzpunkte verbinden, identisch sein. Daraus folgt jedoch, daß für $\alpha = 90^\circ$ das Verhältnis

der Strecken vom Schnittpunkt der Verbindungsgeraden bis zur oberen Grenze des scheinbaren spezifischen Widerstandes einerseits und bis zur unteren Grenze andererseits = 1 ist, während es vergleichsweise für $\alpha = 0^\circ$ 0 beträgt. Bildet man weiterhin aus der Fig. 2 das Verhältnis der durch die Schnittpunkte für $\alpha = 22^\circ$ und 45° geteilten Strecken, so erhält man für $\alpha = 22^\circ$ den Wert 0,38 und für $\alpha = 45^\circ$ den Wert 0.71! Das Verhältnis dieser Strecken liefert so offenbar den Sinus des Neigungswinkels α der Diskontinuitätsfläche gegen die Erdoberfläche und damit implizite den Betrag des Neigungswinkels selbst.

Da durch den Sinn des Einfallens ferner die Lage des Schnittpunktes der Verbindungsgeraden zu entweder oberhalb oder unterhalb der Mitte bestimmt wird, je nachdem α größer oder kleiner als 90° ist, so kann umgekehrt der Sinn des Einfallens grundsätzlich daraus geschlossen werden, ob das Verhältnis der von diesem Schnittpunkt gebildeten Strecken größer oder kleiner als 1 ist.

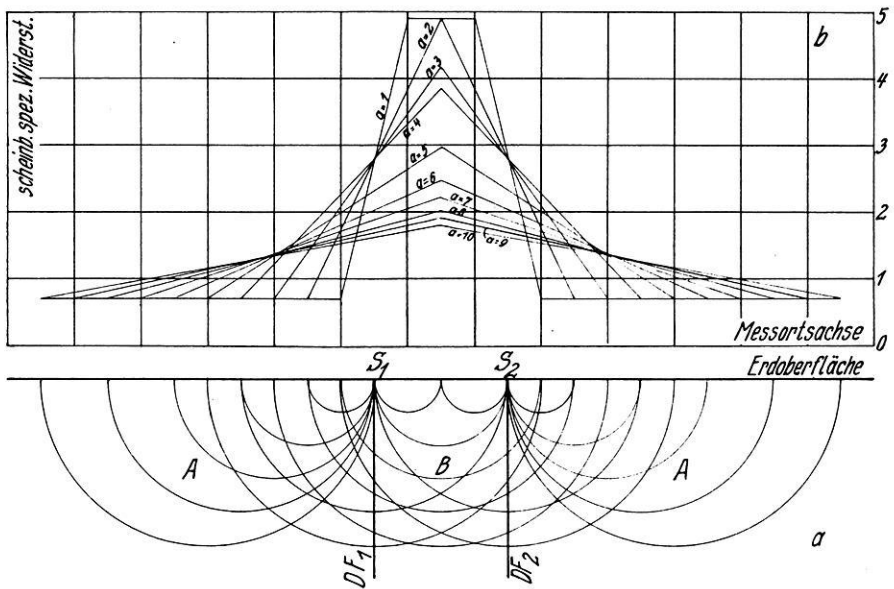


Fig. 3a und b. Der Verlauf des scheinbaren spezifischen Widerstandes über einer durch zwei Diskontinuitätsflächen begrenzten Störungszone (Horst, Graben, Sattel, Gang). Für $\alpha = 90^\circ$; $a = 1-10$; Breite der Störungszone $d = 4$; $\sigma_A : \sigma_B = 7 : 1$

Der Einfluß zweier aufeinanderfolgender stark geneigter Diskontinuitätsflächen auf den Widerstandsverlauf. Spiegelt man die Fig. 2a an einer in der Zone B senkrecht zur Meßbasis gedachten Achse, so erhält man Bilder nach Art der Fig. 3a. Sie stellen Profile durch ein Untersuchungsgebiet dar, in dem sich mitten durch das Gebirge A eine Zone B derart hindurchzieht, daß zwei in bestimmtem Abstand aufeinanderfolgende Diskontinuitäts-

flächen DF_1 und DF_2 entstehen, bei deren Überschreiten sich der scheinbare spezifische Widerstand um gleiche Beträge, jedoch mit entgegengesetzten Vorzeichen ändert. Geologisch gesehen hätten wir darin das Bild eines Horstes oder eines Grabens, einer Syn- oder einer Anti-Klinalen, eines breiten Ganges oder einer Zerrüttungszone vor uns.

Auch hier kann der Verlauf der Kurven des scheinbaren spezifischen Widerstandes als Funktion des Meßortes — wie sie in Fig. 3b für verschiedene Parameterwerte des Elektrodenabstandes dargestellt sind — in gleicher Weise wie bei Fig. 2 konstruiert werden. Die Störungsgrenzpunkte für die verschiedenen Elektrodenabstände innerhalb des Gebirges A werden hier — für den Fall $\alpha = 90^\circ$ — durch die Mittelpunkte derjenigen Kreise geliefert, die die entsprechende Grenzfläche der Zone B in S_1 bzw. S_2 tangieren. Die maximalen Beträge des scheinbaren spezifischen Widerstandes innerhalb der Störungszone für die verschiedenen Parameter a werden erhalten, indem man um den Störungsmittelpunkt auf der die Erdoberfläche darstellenden Linie Kreise mit den Elektrodenabständen als Radien schlägt, für jedes a durch Flächenverwandlung das Verhältnis h/a bildet und der für das herrschende Leitfähigkeitsverhältnis $\sigma_A : \sigma_B$ gültigen theoretischen Kurve (s. oben) den zu h/a gehörigen relativen Wert des scheinbaren spezifischen Widerstandes entnimmt. Durch geradlinige Verbindung der so erhaltenen Maxima der Störungszone mit den ihnen entsprechenden Störungsgrenzpunkten können so für jeden beliebigen Fall die Kurven konstruiert werden, wie sie die Fig. 3b für den Fall $\alpha = 90^\circ$ und das Leitfähigkeitsverhältnis $\sigma_A : \sigma_B = 7 : 1$ enthält. Zwischen dem Aufbau des Untergrundes und dem Verlauf dieser Kurven gehen aus der Fig. 3 folgende Beziehungen hervor:

1. Die geradlinigen Verbindungen derjenigen Störungsgrenzpunkte mit den ihnen entsprechenden Maxima des scheinbaren spezifischen Widerstandes, deren Parameter $a \leq d$ dem Abstand d der Schnittpunkte S_1 und S_2 der Grenzflächen DF_1 und DF_2 mit der Erdoberfläche sind, schneiden sich in einem Punkte.

2. Zu beiden Seiten der Maxima existiert je ein solcher Schnittpunkt.

3. Der gegenseitige Abstand der Schnittpunkte liefert, da er mit dem Abstand S_1 — S_2 identisch ist, bei parallelen Grenzflächen die Breite und bei geneigten Grenzflächen, je nachdem sie zur Tiefe hin konvergent oder divergent verlaufen, die maximale oder minimale Breite der von den Diskontinuitätsflächen begrenzten Zone B .

4. Jeder der beiden Schnittpunkte der Verbindungsgeraden hat, wie im Fall der Fig. 2 die Eigenschaft, durch senkrechte Projektion auf die Meßortsachse den Ort des Ausstreichens der zu ihm gehörigen Grenzfläche und durch seine Lage in bezug auf die obere und untere Grenze des scheinbaren spezifischen Widerstandes den Sinus des Einfallswinkels der betreffenden Grenzfläche zu liefern.

Die vorstehenden Sätze mögen auch hier in gleicher Weise wie bei dem Fall der Fig. 2 durch folgende Überlegungen begründet sein. Der Sinn und die Tatsache

des gemeinsamen Schnittpunktes der Verbindungsgeraden über dem Ort des Ausstreichens der Grenzflächen in S_1 und S_2 ergibt sich analog dem Fall der Fig. 2. Da jedoch im vorliegenden Fall die bei der Grenzfläche DF_1 beginnende Zone B seitlich sich nicht unendlich erstreckt wie bei Fig. 2, sondern durch die auf DF_1 in gewissem Abstand folgende Diskontinuitätsfläche DF_2 begrenzt wird, so wird der scheinbare spezifische Widerstand an den Meßpunkten S_1 und S_2 nur für diejenigen Elektrodenabstände einen von ihnen unabhängigen und konstanten Wert haben, die \leq Mindestabstand d der aufeinanderfolgenden Grenzflächen sind: Denn nur diejenigen Kreise um S_1 und S_2 haben die Eigenschaft, unabhängig vom Radius a verhältnismäßige Flächen der Zonen A und B zu umfassen, deren Radien $\leq d$ sind. Wird indessen $a > d$, so wird durch die Kreise auch die jenseitige Grenzfläche geschnitten, neue Flächen der Zone A in einem mit a wachsenden Maße erfaßt und der scheinbare spezifische Widerstand für die Meßpunkte S_1 und S_2 somit von a abhängig und mit ihm veränderlich. Diejenige Verbindungsgerade, die in der Reihenfolge der übrigen erstmalig an dem gemeinsamen Schnittpunkt der ihr vorangegangenen nicht mehr teil hat, liefert somit durch ihren Parameterwert a ein Maß für den Mindestabstand d der Grenzflächen. Da außerdem durch die beiden Schnittpunkte — wie es für einen einzelnen Schnittpunkt im Fall der Fig. 2 begründet wurde und auch für einen zweiten gezeigt werden kann — der Verlauf der Grenzflächen (Einfallen und Ausstreichen) bestimmt werden kann, so liefert der gegenseitige Abstand der Schnittpunkte unmittelbar den Abstand S_1 — S_2 der ausstreichenden Grenzflächen. Die oben beschriebene mittelbare und näherungsweise Bestimmung von d durch den Parameter a der ersten am gemeinsamen Schnittpunkt der Verbindungsgeraden nicht mehr beteiligten Kurve kann somit durch eine genauere und unmittelbare Methode ergänzt und die letztere durch die erstere kontrolliert werden.

Entsprechende Betrachtungen zwischen dem Aufbau des Untergrundes und dem theoretischen Verlauf der Widerstandskurven bzw. der durch die Verbindungsgeraden vereinfachten Kurven können — wie an den Beispielen der Fig. 2 und 3 — in gleicher Weise für beliebig gestaltete in der Praxis vorkommende geologische Fälle angestellt werden, wie es demnächst an anderer Stelle*) für eine Reihe weiterer typischer geologischer Profile geschehen soll.

Der wirkliche Verlauf der Widerstandskurven über geeigneten Diskontinuitätsflächen. Die praktische Brauchbarkeit der theoretisch erhaltenen Widerstandsverläufe bei der Auswertung wirklich gemessener hängt ab vom Grade der Erfüllung der Bedingungen, die einer Gültigkeit der theoretischen Kurven zugrundeliegen: Dem Grade der Homogenität ein und derselben Schicht und der Schärfe der Diskontinuitätsfläche. Abweichungen von der Homogenität ein und derselben Schicht in horizontaler Richtung werden sich im Wider-

*) W. Stern: Ergänzungsheft f. angew. Geophys. Jahrg. 1933 im Druck.

standsverlauf durch entsprechende Abweichungen von der Horizontalen außerhalb der durch das Auftreten geneigter Schichten bewirkten Störungszone verraten. Je größer diese durch Heterogenität ein und derselben Schicht bewirkten Abweichungen im Widerstandsverlauf verglichen mit den durch die eigentliche Störungszone bewirkten sind, um so schwieriger wird die Auswertung des Widerstandsverlaufes in Richtung auf die Tektonik des Untergrundes.

Die Erfahrung zeigt jedoch, daß die Homogenität ein und derselben Schicht trotz der sichtbaren starken Heterogenität ihrer Bestandteile, insbesondere bei unverfestigtem grobkörnigem Aufschüttungsgebirge, bei weitem größer ist als man auch nur angenähert erwarten würde. Die Erklärung hierfür ist sicher darin

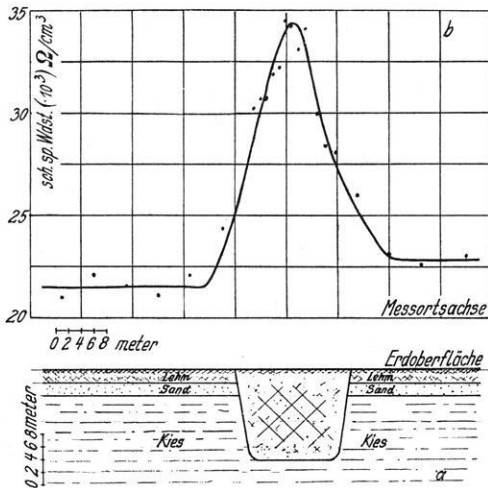


Fig. 4a und b. Der Verlauf des scheinbaren spezifischen Widerstandes über einem wiederaufgefüllten Grabeneinschnitt. Aufgenommen auf einer Terrasse der Kölner Bucht. $a = 6\text{ m}$

zu suchen, daß die beim Vergleich kleiner Raumeinheiten beobachtete Heterogenität der die Schicht aufbauenden Materialien beim Vergleich größerer Volumeneinheiten, wie sie von der Messung nur erfaßt werden, durch Ergänzung zu einem statistischen Mittelwert, wie er ja auch im Begriff des „durchschnittlichen“ spezifischen Widerstandes zum Ausdruck kommt, herausfällt.

Den wirklichen Verlauf einer Widerstandskurve gibt die Fig. 4b wieder, die über einem in Fig. 4a dargestellten Untersuchungsobjekt erhalten wurde. Hier handelte es sich um ein Objekt, bei dem Diskontinuitätsflächen nach Art der Fig. 3a durch einen künstlichen Grabeneinschnitt und dessen nachträgliche Wiederauffüllung geschaffen waren. Die Grenzen des unveränderten „gewachsenen“ Bodens A (Aufeinanderfolge von Lehm, Kies und Sand) gegenüber dem künstlich veränderten Boden B wirkten hier durch die Veränderungen im

Bau (Verschiedenheit in der Zusammensetzung der Schichten bis zur Meßtiefe von 6 m) und im Gefüge (Dichte der Lagerung) der von ihnen begrenzten Zone *B* als Diskontinuitätsflächen des scheinbaren spezifischen Widerstandes mit einem Betrage, wie er in der Fig. 4b zum Ausdruck kommt. Als Elektrodenanordnung wurde die von Gish und Rooney (4-Punktverfahren) verwandt und das Diagramm durch Parallelverschiebung der Meßlinie (Gesamtabstand der Elektroden = 18 m, wahrscheinliche Wirkungstiefe = 6 m), die parallel zum Streichen des „Grabens“ verlegt wurde, erhalten. Ganz ähnliche Kurven erhielten auch Gish und Rooney bei Messungen über einem bei Planierungsarbeiten aufgefüllten Graben, über die sie in einer früher zitierten Arbeit (s. oben) ausführlich berichten. Die Frage des gemeinsamen Schnittpunktes der Widerstandskurven verschiedenen Elektrodenabstandes konnte vom Verfasser durch die der Fig. 4 zugrundeliegende Untersuchung noch nicht geprüft werden, da die oben behandelten theoretischen Überlegungen erst später angestellt wurden. Eine eingehende experimentelle Prüfung dieser Frage wird jedoch vom Verfasser vorbereitet und dürfte gewiß auch seitens anderer sich mit dem Widerstandsverfahren beschäftigender Autoren erfolgen.

Köln a. Rh., im Dezember 1932.

Über die Notwendigkeit eines großen Beobachtungsstoffes bei statistischen Untersuchungen

Von **Franz Baur**, Frankfurt a. M.

Es wird der neuerdings aufgetauchten Meinung entgegengetreten, daß im Hinblick auf die Tatsache, daß in vielen Fällen Rhythmen oder Korrelationen erheblichen zeitlichen Schwankungen unterworfen sind, statistische Untersuchungen nur für verhältnismäßig eng begrenzte Zeiträume durchgeführt werden sollten. Statistische Untersuchungen sind nur dann sinnvoll, wenn ihnen ein großer Beobachtungsstoff zugrunde liegt. Nur dann können die zahlenmäßigen „Beschreibungen“ des Naturgeschehens, die sie liefern, auf Grund physikalischer Problemstellungen als physikalische Gesetzmäßigkeiten gedeutet werden, nur dann ist es möglich, zu erkennen, ob und aus welchen Gründen es sich um zeitlich veränderliche oder unveränderliche Gesetzmäßigkeiten handelt.

Wer sich zur Untersuchung meteorologischer oder geophysikalischer Zusammenhänge langjähriger Beobachtungsreihen bedient, kann immer wieder die Erfahrung machen, daß häufig eine in einem begrenzten Zeitraum festgestellte Gesetzmäßigkeit, sei es das Auftreten eines gewissen Rhythmus oder einer engen Korrelation, bei Ausdehnung der Untersuchung über einen größeren Zeitraum sich als eine nur dem zuerst ausgewählten Unterabschnitt zukommende Erscheinung erweist. Diese Erfahrung hat dazu geführt, daß von mancher Seite die Ausdehnung statistischer Forschungen auf größere Zeiträume geradezu ab-

gelehnt wird*). Eine solche Schlußfolgerung birgt aber große Gefahren in sich und entspricht nicht dem Sinn statistischer Forschungen.

Physikalisch reelle, durch gleichbleibende Umstände hervorgerufene Perioden bleiben in langen Zeiträumen nicht nur erhalten, sondern sie treten sogar um so schärfer hervor, je länger der Zeitraum ist, über den die Mittelbildung (bei entsprechender Anordnung der Beobachtungsgrößen) erfolgt. So konnte z. B. Bartels**) die nur rund 0,01 mm betragende halbtägige lunare Luftdruckwelle für Potsdam und Hamburg auf Grund 66jähriger Beobachtungen auf 0.001 mm genau nachweisen, während infolge der tausendmal größeren unperiodischen Schwankungen in höheren Breiten ein solcher Nachweis bei Zugrundelegung von nur 10 Beobachtungsjahren unmöglich gewesen wäre.

Ganz ähnlich liegen die Verhältnisse bezüglich stochastischer Zusammenhänge. Besteht zwischen zwei Größen A und B ein dauernder stochastischer Zusammenhang, so tritt er um so deutlicher hervor, je größer die Zahl der untersuchten Wertepaare, je größer also, bei in der Zeit veränderlichen Größen, der untersuchte Zeitraum ist, weil der mittlere Fehler aller den Zusammenhang kennzeichnenden Maßzahlen um so kleiner wird. Man muß sich stets vor Augen halten, daß das, was wir statistisch untersuchen, immer nur Kollektivgegenstände sind, d. h. endliche Mengen von gleichartigen Gegenständen, die in bezug auf ein Merkmal, das eine sogenannte zufällige Veränderliche ist, geordnet werden können. Die Verteilung solcher Kollektivgegenstände sowohl im einzelnen wie hinsichtlich des Zusammentreffens bestimmter Wertegruppen können wir durch statistische Maßzahlen immer nur für den ausgewählten Zeitabschnitt „beschreiben“. Sobald wir darüber hinaus eine obwaltende Gesetzmäßigkeit suchen, die sogar zu einer Voraussage Verwendung finden soll, müssen wir, wenigstens in Gedanken, den Grenzübergang zum Kollektiv machen, d. h. zu einer unendlichen Menge von Elementen. Das ist aber nur angängig, wenn durch Vergrößerung des untersuchten Zeitraumes eine annähernde Konstanz der vorkommenden relativen Häufigkeiten aufgezeigt werden kann, so daß es berechtigt erscheint, dieselben als „Wahrscheinlichkeiten“ und die daraus abgeleiteten empirischen Maßzahlen als sogenannte „apriorische“ (d. h. der betreffenden Erscheinung als solcher, unabhängig von dem gewählten Beobachtungsabschnitt, zukommende Maßzahlen) anzusehen. Wenn sich z. B. aus der Untersuchung eines zehnjährigen Zeitraumes ergibt, daß in den Sommermonaten in 96.1 v. H. aller Fälle, in welchen die Luftdruckdifferenz Potsdam—Oslo übernormal ist, in den nächsten 24 Stunden nirgends in den mittleren Norddeutschland sich ein Niederschlag von mehr als 50 mm ereignete, und wenn die relative Häufigkeit des gleichen Merkmals in einem 20jährigen Zeitraum 96.8, in einem 40jährigen 96.5 und in einem 60jährigen 96.4 beträgt, so können wir den letzten Wert als „Wahrscheinlichkeit“ dafür, daß unter der genannten Voraussetzung sich im

*) Vgl. z. B. A. Schmauss: Meteorol. Zeitschr. 1932, S. 307.

**) J. Bartels: Abhandlgn. d. Preuß. Meteorol. Inst. 8, Nr. 9. Berlin 1927.

mittleren Norddeutschland in den nächsten 24 Stunden kein Niederschlag von mehr als 50 mm ereignen werde, ansehen. In einem gegebenen Einzelfalle kann unter Berücksichtigung noch anderer Faktoren die Wahrscheinlichkeit dieses Ereignisses größer oder kleiner sein, wir dürfen aber — statistisch betrachtet — solche andere Faktoren nur dann mitberücksichtigen, wenn unser Wissen um ihre Wirkungsgesetze in gleicher Weise durch langjährige Erfahrung gesichert ist.

Dafür, daß es auch Korrelationen gibt, die während langer Zeiträume stabil bleiben, sei folgendes Beispiel erwähnt. Der Korrelationskoeffizient der Fünftagemittel der Differenz (Luftdruck + Temperatur) um 15 Uhr in Mailand — (Luftdruck + Temperatur) um 14 Uhr in Oslo mit der gleichzeitigen Schwankungsintensität des Luftdruckes in Potsdam im Juli beträgt

im 12jährigen Zeitraum	1901—1912	(372 Wertepaare):	+ 0.54 ± 0.08,
„ 12 „ „	1913—1924	(372 „):	+ 0.57 ± 0.08,
„ 24 „ „	1901—1924	(744 „):	+ 0.55 ± 0.06,
„ 38 „ „	1893—1930	(1178 „):	+ 0.53 ± 0.05.

Die Korrelation ist stabil, da es sich hier um einen unmittelbaren physikalischen Zusammenhang zwischen den betrachteten Größen handelt*).

Wenn aber durch die Erweiterung des Untersuchungszeitraumes eine gefundene Korrelation sich wesentlich verringert, so ist darin, falls es sich um eine Korrelation handelt, die als Grundlage einer Voraussage gedacht war, keine „Verschlechterung“ dieser Grundlage zu erblicken, wie Schmauss annimmt**), sondern eine Verbesserung, indem die durch die Vergrößerung des Materials gewonnene Erkenntnis dazu führt, die betreffende Korrelation nicht als Grundlage zu einer Vorhersage zu verwerten. Gerade die Heranziehung großer Beobachtungszeiträume schützt vor Überschätzung nur zeitweilig auftretender Gesetzmäßigkeiten und bewahrt oder sollte doch wenigstens bewahren vor Voraussagen auf ungenügender Grundlage. Das gilt für nur zeitweilig auftretende Rhythmen ebenso wie für nicht-stabile Korrelationen. Auf die Wichtigkeit von Stabilitätsuntersuchungen für Korrelationen, die zu Voraussagen verwendet werden sollen, habe ich bereits früher hingewiesen***). Solche Stabilitätsuntersuchungen können aber gar nicht durchgeführt werden, wenn die verfügbaren Beobachtungsreihen nur kurz sind.

Freilich darf man — darin stimme ich mit Schmauss durchaus überein — nicht jede nicht-stabile Korrelation und nicht jeden nur in einem verhältnismäßig eng begrenzten Zeitraum auftretenden, dann aber wieder abbrechenden Rhythmus

*) Bezüglich der physikalischen Bedeutung vgl. F. Baur: Meteorol. Zeitschr. 1931, S. 348; derselbe: Gerlands Beitr. z. Geophys. 34, 301—304; R. Mügge: Meteorol. Zeitschr. 1931, S. 3—6. Daß die beiden angegebenen Beobachtungstermine um eine Stunde differieren, hat selbstverständlich nur äußere, in der Eigenart des verfügbaren Beobachtungsstoffes gelegene Gründe.

**) A. a. O.

***) Vgl. Ann. d. Hydrogr. u. mar. Meteorol. 1927, S. 39—41.

für eine zufällige Erscheinung halten. Ein Urteil aber, ob es sich um einen Zufall handelt oder nicht, kann aus der Erfahrung heraus immer nur auf Grund eines genügend großen Beobachtungsstoffes gefällt werden. Es gibt z. B. in der Meteorologie stochastische Zusammenhänge, die von der Art sind, daß eine Korrelation zwischen zwei Größen A und B von der Anomalie einer dritten Größe C abhängt: Ist die Abweichung von C stark positiv, dann ist A mit B positiv korreliert, ist aber die Abweichung von C stark negativ, ist A mit B negativ korreliert, ist schließlich C ziemlich normal, so zeigt sich kein strammer Zusammenhang zwischen A und B . Verbundenheiten solcher Art werden zwar in den meisten Fällen schon durch theoretische Erwägungen nahegelegt werden, können zahlenmäßig aber doch nur auf Grund eines großen Beobachtungsstoffes nachgewiesen werden.

Derartige Erscheinungskomplexe machen es erforderlich, die stochastischen Abhängigkeitsgesetze von mehr als zwei Veränderlichen festzustellen und zu untersuchen. Dabei ist zu beachten, daß es zur Bestimmung des Abhängigkeitsgesetzes von z. B. drei zufälligen Veränderlichen X , Y und Z im allgemeinen nicht genügt, die Abhängigkeitsgesetze von je zwei zu kennen. Unter dem stochastischen Abhängigkeitsgesetz verstehen wir die Gesamtheit der verschiedenen Kombinationen aller möglichen Werte und der diesen Kombinationen zukommenden Wahrscheinlichkeiten*). Kann X l verschiedene Werte annehmen, Y m und Z n verschiedene Werte, so können die Veränderlichen X , Y und Z in lmn verschiedenen Kombinationen auftreten. Bezeichnen wir die Wahrscheinlichkeit, daß X den Wert X_i , Y den Wert Y_j und Z den Wert Z_k annimmt, mit $p_{i|j|k}$, dann gibt es demnach auch lmn Wahrscheinlichkeiten $p_{i|j|k}$ und da $\sum_i \sum_j \sum_k p_{i|j|k} = 1$, so ist zur Kenntnis des stochastischen Abhängigkeitsgesetzes der drei Veränderlichen X , Y und Z die Bestimmung von $lmn - 1$ Unbekannten erforderlich. Hierzu stehen bei Kenntnis der Abhängigkeitsgesetze von je zwei Veränderlichen $lm + ln + mn - 3$ Gleichungen von der Form

$$\sum_i p_{i|j|k} = p_{j|k}$$

zur Verfügung. Da aber $lm + ln + mn - 3$ im allgemeinen (wenn nicht mindestens eine der Zahlen l , m und n gleich 2 ist) kleiner als $lmn - 1$, so kann aus den Unterabhängigkeitsgesetzen nicht allgemein auf das Gesamtabhängigkeitsgesetz mehrerer Veränderlichen geschlossen werden**).

Aus diesem Grunde darf man auch bei der üblichen Berechnung der Koeffizienten einer linearen Beziehungsgleichung (Regressionsgleichung) für mehrere Veränderliche aus den Korrelationskoeffizienten je zweier Veränderlichen nicht der Meinung sein, in dieser Gleichung nun auch wirklich das Gesetz der Abhängigkeit der mathematischen Erwartung der einen Veränderlichen von den übrigen

*) Vgl. F. Baur: Korrelationsrechnung, S. 19—20. Leipzig und Berlin 1928.

**) Vgl. hierzu A. A. Tschuprow: Transact. of the Cambridge Phil. Soc. 23, 338 (1928), Nr. 12.

Größen vor sich zu haben. Das kann nur dann angenommen werden, wenn aus theoretischen (physikalischen) Gründen diese Form der Abhängigkeit bereits feststeht oder wenn sich bei einem sehr großen Beobachtungsstoff ein sehr nahe an $|1|$ liegender Mehrfach-Korrelationskoeffizient ergibt*). Im allgemeinen kann das stochastische Abhängigkeitsgesetz mehrerer Veränderlichen nur durch Aufstellung einer Mehrfachkorrelationstabelle ermittelt werden. Aber selbst wenn durch entsprechende Abrundungen bei jeder von drei Veränderlichen nur sieben mögliche Werte angenommen werden, enthält eine solche Tabelle bereits 343 Felder. Wir stehen daher hier wiederum vor der Tatsache, daß derartige Untersuchungen nur dann einen Sinn haben, wenn sehr viele Werte zur Verfügung stehen, wenn sie sich also über einen langen Zeitraum erstrecken.

Eine ernste statistische Forschung, die sich nicht damit begnügt, irgendeinen Ablauf, eine Verteilung oder dergleichen für einen beschränkten Ausschnitt aus dem Naturgeschehen zu „beschreiben“, sondern die den zugrundeliegenden Gesetzmäßigkeiten nachspürt, muß daher auf breitester Grundlage aufgebaut sein und muß danach trachten, möglichst lange Beobachtungsreihen zur Untersuchung heranzuziehen. Da aber das Ideal, unendlich viele Werte, niemals erreicht werden kann, da infolgedessen in der Annahme, daß die empirisch ermittelten relativen Häufigkeiten „Wahrscheinlichkeiten“ sind, immer eine, wenn auch mit der Größe des Beobachtungsstoffes kleiner werdende Unsicherheit steckt, so ist zur Sicherung der Ergebnisse weiterhin erforderlich — worauf ich schon seit Jahren immer wieder aufmerksam mache —, daß statistische Untersuchungen im Anschluß an physikalisch durchdachte Problemstellungen erfolgen. Wenn beide Bedingungen erfüllt sind, physikalische Grundlage und großer Beobachtungsstoff, dann können — stramme Zusammenhänge vorausgesetzt — die Ergebnisse statistischer Untersuchungen auch zu Voraussagen verwendet werden. Daß dabei im Einzelfalle nicht nur die zahlenmäßigen Ergebnisse der Statistik verwertet werden, sondern eine individuelle Wertung der gegebenen Lage angestrebt werden muß, halte ich für selbstverständlich. Das wurde auch bei den im vergangenen Hochsommer veröffentlichten „Zehntage-Vorhersagen“ durchgeführt. Aber zu einer solchen individuellen Wertung würde jede Unterlage und Handhabe gefehlt haben, wenn nicht durch, ein großes Beobachtungsmaterial umfassende, statistische Untersuchungen Erfahrungen gewonnen und in Tausenden von Karten und Tabellen niedergelegt worden wären, Erfahrungen, die weit über die Wettererlebnisse des einzelnen hinausgehen. Erst in einem großen Beobachtungsmaterial, das natürlich entsprechend verarbeitet und geordnet sein muß, tritt uns die Mannigfaltigkeit des Wettergeschehens mit all seinen für die wissenschaftliche Erkenntnis besonders wichtigen „Ausnahmen von der Regel“ nahezu in Vollkommenheit entgegen.

*) Vgl. das Beispiel auf S. 240 in F. Baur: Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech. 1929.

Quantitative Bestimmungen des Luftgehaltes an Radium-Thoriumemanation mittels einer neuen elektrischen Ausströmungsmethode

Von **Giuseppina Aliverti**, Torino — (Mit 2 Abbildungen)

Es wird eine neue Methode zu quantitativen Messungen von atmosphärischer Radiumaktivität beschrieben; diese Methode, welche sich auf die von Sella gefundenen Eigenschaften der elektrischen Ausströmung stützt, gestattet rasche Bestimmungen mit einer verhältnismäßig einfachen Vorrichtung. Es werden die Ergebnisse von etwa 80 von Februar bis Juli 1932 in Turin ausgeführten Messungen mitgeteilt.

Sella fand 1902, daß die elektrische Ausströmung die gesamten in der Atmosphäre befindlichen Induktionsträger, auch ohne Ladung, ablagert; unter Ausnutzung seines Ergebnisses habe ich eine quantitative Meßmethode ausgedacht und bearbeitet.

Die neue Methode erlaubt schnelle Bestimmungen, auch bei nicht großer Radioaktivität und bei kleiner Aspirationsgeschwindigkeit (etwa 2 Liter/sec); überdies erlaubt sie, das Vorhandensein des radioaktiven Gleichgewichtes in der Atmosphäre zu prüfen und auch den Th-Emanationsgehalt zu bestimmen.

Die Luft wird, in konstantem Strom von bekannter Geschwindigkeit, durch ein vertikales Rohr hindurchgesaugt. Innerhalb des Rohres befindet sich eine isolierte metallische Elektrode; den Elektroden gegenüber befinden sich viele Nadelspitzen, auf fünf metallischen Ringen befestigt. Diese Spitzenkronen und die Elektrode sind mit dem Rohr konzentrisch.

Eine wechselnde oder konstante Potentialdifferenz zwischen der Elektrode und dem Rohr bewirkt die elektrische Ausströmung aus den Spitzen zur Zentralelektrode.

Der so hergestellte Apparat sammelt einen Bruchteil der hindurchgegangenen Träger. In der Tat, wenn man mit dem ersten Sammelrohr ein zweites identisches Rohr verbindet, so daß die Luft nach dem Durchgang durch das erste in das zweite hineinströmen muß, so findet man, daß die beiden Zentralelektroden nach einiger Zeit eine Aktivität bekommen; aber die auf der ersten Elektrode beobachtete Aktivität ist größer als die zweite und das Verhältnis der beiden ist von der Fördermenge des Aspirators Φ abhängig.

Die zwei Abklingungskurven sind ähnlich; das Verhältnis zwischen entsprechenden Ordinaten bleibt längs der Kurven konstant. Dieses Ergebnis rechtfertigt die Hypothese, daß die beiden identisch gebauten Röhren in derselben Weise arbeiten; aus dieser Hypothese folgt, daß der Prozentsatz X der vom ersten Rohr gesammelten Träger in folgender Weise dargestellt werden kann:

$$X = 1 - B/A,$$

wo B und A die Aktivitäten der zweiten bzw. der ersten Elektrode sind. Das Verhältnis $B/A = k$ hängt von der Fördermenge des Aspirators Φ ab und im besonderen gilt für ein bestimmtes Geschwindigkeitsintervall die Gleichung: $X = 1 - m \Phi$ ($m =$ konstant des Apparates). Daraus ersieht man, daß die Funktion X experimentell bestimmt (d. h. der Apparat gewissermaßen „tariert“) werden kann.

Die in einem Ionisationsgefäß gemachte Messung der Aktivität der Elektrode erlaubt so eine quantitative Bestimmung des atmosphärischen Emanationgehaltes, wenn das radioaktive Gleichgewicht in der Atmosphäre vorhanden ist.

Untersuchung der Abklingungskurven. Der Sättigungsstrom, den man bei vorhandenem Gleichgewicht am Elektrometer beobachtet, kann durch die Gleichung:

$$i = aNX\Phi \dots \dots \dots (1)$$

dargestellt werden, wo Φ und X die bereits erwähnte Bedeutung haben, N die Anzahl der pro Kubikzentimeter der untersuchten Luft vorlandenen Emanationsatome und a eine reine Zeitfunktion [$a(t)$].

Wird für die Radiumprodukte die Gültigkeit von (1) angenommen, so gilt für die Thoriumprodukte eine ähnliche Gleichung, in der anstatt a eine neue Quantität b erscheint.

Die Funktionen $a(t)$ und $b(t)$ sind daher „a priori“ für jeden beliebigen Zeitpunkt der Abklingungszeit berechenbar. Ich habe gerade diese Funktionen für eine Sammeldauer von 1000 sec berechnet (siehe Fig. 1 und 2).

Wenn die Aktivniederschläge von Ra und Th in der Luft koexistieren und sich im Gleichgewicht befinden, so wird sich die experimentelle Kurve aus den theoretischen Kurven linear zusammensetzen. Deshalb kann man die Zahlen N und N' der Atome von RaEm und ThEm mittels der Lösung eines Systems von zwei linearen Gleichungen erhalten.

Die Zerlegung der Abklingungskurven mit diesem Gleichungssystem kann vermieden werden, wenn keine aktiven Thoriumniederschläge in der hindurchströmenden Luft vorhanden sind. Deshalb ist es nützlich, ehe man die besagte generelle Lösung unternimmt, einen Vergleich der experimentellen Kurve nur mit der theoretischen Kurve der Radiumniederschläge zu machen.

Endlich, wenn man die experimentelle Kurve in keiner der obengenannten Weisen analysieren kann, entweder, weil das radioaktive Gleichgewicht nicht existiert, oder weil die Kurve nur für ein kurzes Zeitintervall gemessen worden ist, kann man die Messungen benutzen, um eine zu der gesamten Aktivität der in 1 ccm der Luft enthaltenen Niederschläge proportionale Zahl zu bestimmen. So kann man eine Idee vom Verlauf dieses Gehaltes erhalten. Es genügt, die in den verschiedenen Messungen beobachteten Aktivitäten (z. B. der Zeit 5^m entsprechend) miteinander zu vergleichen;

diesen Vergleich kann man nur nach Division der obengenannten Aktivitäten durch Φ und durch den Prozentsatz X (Φ entsprechend) durchführen.

Die so erzielten Werte sind auch dann miteinander vergleichbar, wenn sie aus Messungen an verschiedenen Orten herkommen; vorausgesetzt, daß die gebrauchten Ionisationsgefäße die α -Reichweite voll benutzen.

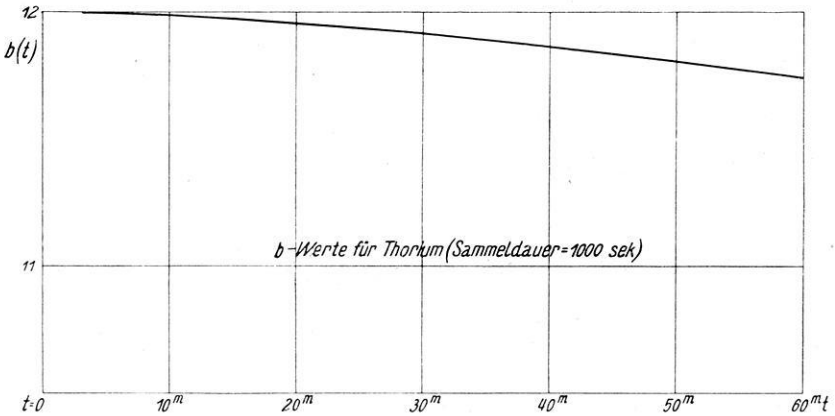


Fig. 1

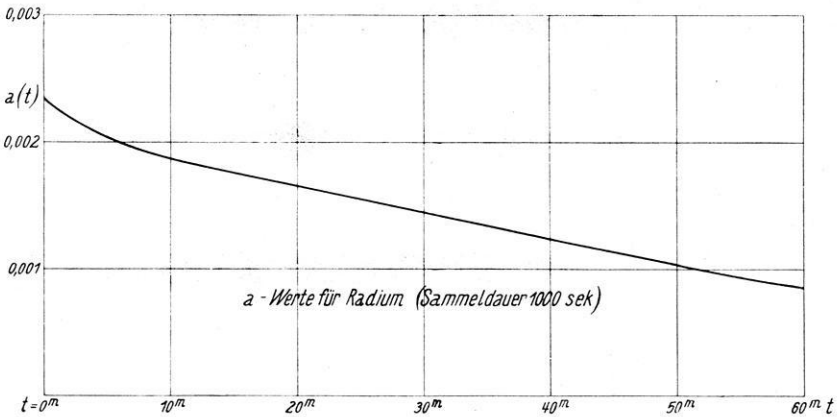


Fig. 2

Ergebnisse der Messungen. Nach der oben erörterten Methode habe ich 32 experimentelle Abklingungskurven analysiert; von diesen sind 22 exklusiv Ra-Induktionen zuzuschreiben.

Die übrigen Kurven (10), die bei dem jetzt illustrierten Vergleich keinen Erfolg gaben, wurden mit der generellen Zerlegungsmethode geprüft. Nur vier

Abklingungskurven sind den Ra- und Th-Induktionen im Gleichgewicht zuzuschreiben. Die anderen sechs stellen deshalb Fälle dar, in welchen das Gleichgewicht fehlte, wenigstens für eine der radioaktiven Familien.

Aus den 26 dem Gleichgewicht entsprechenden Abklingungskurven erhält man für N (Zahl der Ra Em-Atome pro Kubikzentimeter) den Mittelwert 7.4. Da ein Em-Curie etwa $1.78 \cdot 10^{18}$ Atome enthält, entspricht der Mittelwert also:

$$414 \cdot 10^{-18} \text{ Curie/ccm.}$$

Da von den 26 auf den Mittelwert geprüften Resultaten 22 am Vormittag erhalten wurden, d. h. in einem Zeitintervall, das dem höchsten Ra Em-Gehalt entspricht, so muß man annehmen, daß der tägliche Mittelwert tatsächlich geringer als die gefundene Zahl ist.

Die direkten durch verschiedene Beobachter an verschiedenen Orten ausgeführten Bestimmungen ergeben einen Mittelwert $130 \cdot 10^{-18}$ Curie/ccm.

Aus sämtlichen mit der Gerdienmethode bis jetzt ausgeführten Messungen ergibt sich ein Mittelwert $36.5 \cdot 10^{-18}$ Curie/ccm. Diese experimentelle Zahl ist bekanntlich geringer als der richtige Wert, weil nicht alle die Induktionsträger, die die Methode interessieren (RaA), geladen sind (und auch weil ein Bruchteil eine zu kleine Beweglichkeit besitzt, aber diese Fehlerquelle scheint im allgemeinen

Zusammenfassende Tabelle und Resultate aller ausgeführten Experimente

Nr.	Datum	Zeit	$\left(\frac{dV}{dt} : \phi X\right) \cdot 10^3$	Bemerkungen
1	13. Februar	11 ^h 29 ^m	0.90	Ra, Gleichgewicht
2	13. „	15 39	0.56	
3	14. „	9 25	1.24	Ra, „
4	14. „	15 23	0.86	Ra, „
5	15. „	10 9	0.63	
6	16. „	9 36	1.01	Ra, „
7	18. „	9 49	1.00	Ra, „
8	21. „	9 45	0.74	Ra, „
9	25. „	9 45	0.90	Ra, „
9a	28. „	9 29	0.56	
10	3. März	10 25	0.88	Ra, „
11	7. „	10 46	ca. 0	Wind von NNW Föhncharakt.
12	8. „	9 10	ca. 0	
12a	9. „	8 38	1.12	
13	9. „	10 42	0.62	
13a	9. „	14 7	ca. 0	
14	10. „	9 21	0.85	Unzerlegbare Kurve
15	10. „	11 19	1.77	„ „
15a	10. „	14 7	0.75	
16	11. „	8 43	1.41	(Ra + Th), Gleichgewicht
17	11. „	11 13	0.80	
18	12. „	10 13	1.03	Ra, Gleichgewicht

Nr.	Datum	Zeit	$\left(\frac{dV}{dt} : \phi X\right) \cdot 10^3$	Bemerkungen
19	14. März	10 ^h 49 ^m	{2.26	Ra, Gleichgewicht
20	14. „	16 32	{0.87	Ra, „
21	15. „	9 55	1.71	Ra, „
22	16. „	10 13	1.37	Unzerlegbare Kurve
23	21. „	10 1	0.97	„ „
24	23. „	9 58	0.62	
25	2. April	11 4	1.38	Ra, Gleichgewicht
26	3. „	9 44	0.68	(Ra + Th), Gleichgewicht
27	4. „	9 30	0.52	
27a	6. „	9 16	0.33	
28	7. „	9 34	0.85	(Ra + Th), Gleichgewicht
29	8. „	9 42	ca. 0	
30	10. „	9 32	0.92	
31	11. „	15 47	0.37	
32	12. „	9 20	ca. 0	Wind von NNW Föhncharakt.
32a	13. „	10 5	0.46	
33	14. „	9 48	0.44	
34	15. „	9 47	0.83	(Ra + Th), Gleichgewicht
35	16. „	10 19	0.59	
36	17. „	10 3	{1.36	Unzerlegbare Kurve
37	17. „	15 26	{0.86	
38	18. „	10 32	{1.21	Ra, Gleichgewicht
39	18. „	13 45	{0.77	
40	19. „	9 41	{1.55	Ra, „
41	19. „	15 12	{0.96	
41a	20. „	9 56	{0.84	Ra, „
41b	20. „	16 4	{0.56	
42	21. „	15 1	0.76	Ra, „
43	22. „	14 55	1.08	Ra, „
43a	23. „	9 54	1.37	Unzerlegbare Kurve
44	25. „	10 51	0.61	
45	26. „	9 43	0.82	Ra, Gleichgewicht
46	27. „	9 47	klein	Aktivierung von 2000 sec
47	27. „	15 8	„	„ „ 2000 „
48	27. „	10 5	„	„ „ 2000 „
49	4. Mai	10 6	0.24	
50	6. „	9 46	0.78	
51	8. „	10 25	0.78	Wind von NNW Föhncharakt.
52	10. „	9 30	ca. 0	
53	1. Juni	10 30	„ 0	
54	1. „	15 30	„ 0	
55	3. „	9 31	„ 0	
56	4. „	10 4	„ 0	
57	6. „	10 7	0.15	
58	8. „	19 0	ca. 0	
59	9. „	10 16	„ 0	
60	14. „	15 45	„ 0	
61	15. „	9 43	0.83	Ra, Gleichgewicht
62	7. Juli	10 25	0.48	Ra, „
63	12. „	9 46	0.94	Ra, „

Tabelle der Werte der Faktoren a und b ,
die bei der Berechnung der theoretischen Kurven gebraucht sind

t	5^m	10^m	20^m	30^m	40^m	50^m
a)	$2.029 \cdot 10^{-3}$	$1.875 \cdot 10^{-3}$	$1.655 \cdot 10^{-3}$	$1.45 \cdot 10^{-3}$	$1.223 \cdot 10^{-3}$	$1.035 \cdot 10^{-3}$
b)	11.994	11.9835	11.9535	11.905	11.863	11.805

Resultate der Zerlegung der vier experimentellen Kurven
mit der allgemeinen Methode

Nr.	Datum	Zeit	N_{Oss}	N'_{Oss}	N	N'
16	11. März	8 ^h 43 ^m	6.72	$6.4 \cdot 10^{-5}$	9.9	$9.4 \cdot 10^{-5}$
26	3. April	11 4	2.56	$13.6 \cdot 10^{-5}$	4.9	$26 \cdot 10^{-5}$
28	7. „	9 34	2.12	$12.8 \cdot 10^{-5}$	4.6	$28 \cdot 10^{-5}$
34	15. „	9 47	1.84	$14.2 \cdot 10^{-5}$	4.2	$32 \cdot 10^{-5}$

Vergleichsresultate
mit der Abklingungskurve der aktiven Niederschläge des Ra
(im Gleichgewicht mit der Emanation in der Luft)

Nr. der Beob- achtung	Datum	Zeit	N_{Oss}	$\frac{N}{N_{\text{Oss}}}$ %	X	N
1	13. Februar	11 ^h 29 ^m	3.56	4	0.53	6.8
3	14. „	9 25	4.60	4	0.56	8.2
4	14. „	15 23	3.42	6	0.56	6.2
6	16. „	9 36	3.98	4	0.54	7.4
7	18. „	9 49	3.94	4	0.55	7.2
8	21. „	9 45	3.16	4	0.56	5.6
9	25. „	9 29	3.52	3	0.55	6.6
10	3. März	10 25	3.22	1	0.50	6.4
18	12. „	10 13	4.88	3	0.66	7.4
19	14. „	10 49	9.88	2	0.60	16.4
20	14. „	16 32	3.78	3	0.57	6.6
21	15. „	9 55	6.58	3	0.52	12.6
25	2. April	11 4	4.84	4	0.50	9.8
38	18. „	10 32	2.50	2	0.27	9.0
40	19. „	9 41	1.34	3	0.12	10.6
41a	20. „	9 56	2.24	3	0.36	6.2
42	21. „	15 1	1.98	2	0.36	5.4
43	22. „	14 55	2.94	5	0.39	7.6
45	26. „	9 43	3.82	3	0.64	6.0
61	15. Juni	9 43	3.08	3	0.56	5.6
62	7. Juli	10 25	1.88	2	0.56	5.4
63	12. „	9 46	3.34	4	0.50	6.7

nicht sehr wichtig). Der Salpeter-Korrektur nach, bei Benutzung des neueren
Schweidlerschen Wertes für den Wiedervereinigungskoeffizienten, ergibt sich,
daß der obengenannte mittlere Em-Gehalt der Luft in $220 \cdot 10^{-18}$ Curie/ccm

korrigiert werden muß. [Siehe z. B. Hess, Die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre und ihre Ursachen (1926), S. 87.]

Die elektrische Ausströmungsmethode bietet verschiedene und bedeutende Vorteile im Vergleich mit anderen Methoden. In bezug auf Gerdiens Methode ist zu bemerken, daß man an den experimentellen Resultaten Korrekturen von etwa 500 % anzuwenden pflegt (die in einigen Fällen auch ungenügend sein könnten). Außerdem muß die Methode lange Aspirationsdauer brauchen, um den Th Em-Gehalt zu bestimmen.

In bezug auf die direkten Methoden hat die Ausströmungsmethode den Vorteil der Schnelligkeit und einfacherer Manipulationen.

Da die in Turin mit der neuen Methode erhaltene Zahl bedeutend höher ist als die bis jetzt mit den üblichen Methoden an anderen Orten erhaltenen Mittelwerte, und da es außerdem keinen Grund gibt, um anzunehmen, daß der Em-Gehalt in Turin außerordentlich hoch sei, so wäre meiner Meinung nach eine Wiederaufnahme der Radioaktivitätsbestimmungen mit der neuen Methode auch für andere Orte wünschenswert.

Die von mir ausgeführten fast 80 Messungen erstrecken sich von Mitte Februar bis fast Mitte Juli. Es ergibt sich aus ihnen, daß das Vorhandensein der aktiven Niederschläge und ihre Quantität in der Atmosphäre von den allgemeinen meteorologischen Verhältnissen abhängig ist, besonders von dem Regen; die Abhängigkeit von dem Druck und von dem Wind ist nicht immer ersichtlich. Die Perioden von höherem Gehalt sind die, in welchen die Regenfälle selten und nicht heftig sind, und im allgemeinen die atmosphärischen Störungen schwach sind.

Nach den Windstößen NNW vom Typus Föhn verschwinden die aktiven Niederschläge vollständig oder beinahe; diesem Wind gehen in den Gegenden NNW der Alpen reichliche und ausgedehnte Regenfälle voraus.

Während des Tages vermindern sich die aktiven Niederschläge im Vergleich zu dem Morgen gewöhnlich bedeutend.

Die Zusammensetzung der Mischung aus aktiven Atomen entspricht in Turin in den Perioden von größerer meteorologischer Beständigkeit nur den Radiumniederschlägen.

Einige Korrelationen zwischen seismischer Bodenunruhe in Hamburg und der Brandung in West- und Nordeuropa

Von E. Tams, Hamburg — (Mit 2 Abbildungen)

Es werden für einen 22tägigen Zeitabschnitt starker Schwankungen der seismischen Bodenunruhe (Januar—Februar 1932) Korrelationen zwischen der Bodenunruhe in Hamburg und der Brandung an der schottisch-irischen Westküste, der norwegischen Küste sowie der jütischen Küste und der deutschen Ostseeküste berechnet. Von ausschlaggebender Bedeutung erweist sich allein die Brandung an der norwegischen Küste. Die Beziehung zu derselben stellt sich unter Verwendung von Tagesmitteln wie auch lediglich der Einzelbeobachtungen um 7^h und 18^h Gr. Z. als ähnlich eng (Korrelationskoeffizient ≥ 0.8) dar, wie sie bereits früher für verschiedene Jahre auf Grund von Dekadenmittelwerten gefunden war. Eine Berücksichtigung der Windrichtung verbessert die Korrelation noch etwas. Der Zusammenhang mit der Vertikalkomponente der Bodenunruhe ist nur um ein Weniges geringer ausgeprägt als derjenige mit der Horizontalkomponente. Schließlich wird die Geeignetheit der gewählten zahlenmäßigen Charakterisierung der Bodenunruhe geprüft und noch gezeigt, daß schon aus den hier vorliegenden nicht sehr zahlreichen Messungen das Gesetz des Wachsens der Amplitude mit der Periode deutlich hervorgeht.

In einer von mir veranlaßten Untersuchung über den Zusammenhang der seismischen Bodenunruhe in Hamburg mit der Brandung behandelt H. Mendel*) insbesondere die Beziehungen zur Brandung an der norwegischen Küste und zeigt unter anderem, daß auf Grund von Dekadenmittelwerten der Bodenunruhe bzw. der Brandung um 7^h Gr. Z. im Gesamtdurchschnitt von 5 Jahren die außerordentlich hohe Korrelation von 0.96 ± 0.009 w. F. besteht. Für die einzelnen Jahre liegt der Wert des Korrelationskoeffizienten zwischen 0.79 ± 0.042 und 0.92 ± 0.017 w. F. Zweifellos wird nun durch die mit der Mittelbildung verbundene Ausglättung der benutzten Daten, sofern eine gegenseitige Beziehung überhaupt vorhanden ist, eine engere Korrelation erzielt, als den einzelnen Tageswerten für sich genommen entspricht, wie dies ja auch dem Wesen nach durch die obigen Zahlen belegt wird. Ich habe deshalb einmal für einen begrenzten Zeitraum von 22 Tagen mit besonders starken Schwankungen der Bodenunruhe (20. Januar bis 10. Februar 1932) die Korrelation zwischen den Tageswerten ermittelt und dabei neben der norwegischen Brandung auch die Brandung an der schottischen und irischen Westküste sowie an der jütischen Küste und der deutschen Ostseeküste in Betracht gezogen. Natürlich müssen die Einzelwerte beider Art dann hinreichend gesichert sein. Das trifft für die Brandung infolge neuerlicher Vermehrung der Beobachtungsstationen, namentlich auch an der norwegischen Küste, zu und ist für die Bodenunruhe auf dem Wege der Ausmessung zu erreichen.

*) Die seismische Bodenunruhe in Hamburg und ihr Zusammenhang mit der Brandung. [Dissertation, Hamburg 1929, und Zeitschr. f. Geophys. 6, 32ff. (1930).]

Leider fehlen aber gegenwärtig Seegangsangaben aus dem Meerbusen von Biskaya, so daß die Brandung dort nicht mit einbezogen werden konnte, obwohl sie nach Mendel gelegentlich auch für die Bodenunruhe in Hamburg von Bedeutung ist.

W. Kohlbach*) hat in einer eingehenden Arbeit über die mikroseismische Unruhe in Groß-Raum bei Königsberg bereits für diesen Ort ähnliche Rechnungen angestellt und für begrenzte Zeiträume speziell auch zwischen der Horizontal-komponente der dortigen Bodenunruhe und der Brandung an der norwegischen Küste durch Beziehung je zweier einzelner Tageswerte am Morgen und Abend auf einander zum Teil sehr gute Korrelationen gefunden, von denen sich eine für eine elftägige Periode im Januar 1925 sogar auf 0.899 ± 0.028 w. F. stellt. [In manchen Fällen, in denen offenbar noch Brandung an anderen Küsten zur Geltung kommt oder überhaupt ein anderer Charakter der Bodenunruhe vorliegt, wie des Näheren gezeigt wird, treten aber natürlich bei alleiniger Inbetrachtung der norwegischen Brandung auch nur geringe positive (< 0.5) und sogar negative Korrelationskoeffizienten auf.] Wird bei Bewertung der Brandung an der norwegischen Küste auch die Windrichtung berücksichtigt, so zeigt sich aber nach den durchgeführten Rechnungen auch in den Fällen, in welchen eben diese Brandung als wesentliche Ursache anzusprechen sein dürfte, kein einheitliches Bild, indem sich teilweise eine Erhöhung und teilweise auch eine Erniedrigung des Korrelationskoeffizienten ergibt. Doch scheint uns das Gewicht dieser Resultate dadurch etwas herabgesetzt zu sein, daß die Abenddaten über Wind und Seegang, wie man aus Angaben im Text und in den Tabellen schließen muß, nicht mit der Bodenunruhe zur Zeit des Beobachtungstermins um 19^h M. E. Z., sondern mit derjenigen um 20^h M. E. Z. in Beziehung gesetzt worden sind. Für einen allerdings nur 5 Tage umfassenden Zeitabschnitt fand sich aber sogar eine Korrelation von 0.962 ± 0.021 w. F. Im übrigen überlagert sich nach Kohlbach in Groß-Raum der Wirkung der Fernbrandung an der norwegischen Küste vielfach besonders diejenige der lokalen Brandung an der Küste des Samlandes, zu der sich auch oft recht hohe Korrelationen zeigen (in einigen Fällen mit gleichzeitig guter Korrelation von rund $\frac{3}{4}$ bis $\frac{9}{10}$ zur Brandung in Norwegen ebenfalls zwischen $\frac{3}{4}$ und $\frac{9}{10}$). Die Brandung am Samland macht aber in Übereinstimmung mit der sonstigen Erfahrung ihre lokale Bedeutung für Groß-Raum noch dahin geltend, daß die Unruhe ihr regelmäßiges Aussehen verliert, indem auch kürzerperiodische Wellen (< 4 sec) auftreten, und kann hier natürlich auch für sich allein Bodenunruhe erzeugen. (Als allgemeine Ursache aber möchte dieser Autor die Brandung nicht aufgefaßt wissen.)

Für Hamburg kommt eine eigentlich lokale Brandung nicht in Frage; und die Brandung an den nächstgelegenen Küsten der westlichen Ostsee sowie an der holländisch-deutschen Nordseeküste war durchweg wenig bedeutend. Bei Helder, Helgoland (von wo allerdings nur sehr lückenhafte Angaben vorliegen) und List

*) Untersuchungen über die mikroseismische Bodenunruhe in Groß-Raum. [Schriften d. Phys.-ökon. Ges. zu Königsberg i. Pr. 67, 2 (1931).]

(Sylt) war im Gesamtmittel an den einzelnen Tagen mit Ausnahme des 8., 9. und 10. Februar der Seegang nach der zehnteiligen Skale 0 bis 9 nicht stärker, meistens sogar deutlich schwächer als 2; und an den drei genannten Tagen wurde vom Mittel auch nur der Stärkegrad 2 bis 3 erreicht bzw. eben überschritten ($3\frac{1}{4}$). In den mehr oder weniger abgeschlossenen Teilen der westlichen Ostsee (Mecklenburger und Kieler Bucht, Fehmarn Belt) war die See, soweit beobachtet wurde, während der in Frage kommenden Tage des Januar im Tagesmittel der drei Stationen Warnemünde, Marienleuchte und Bülk immer nur mäßig oder leicht bewegt oder auch ganz ruhig (0 bis 3); und in der ersten Februardekade wird allein am 1., 9. und 10. im Mittel $3\frac{1}{2}$ bis 4^0 erreicht. Wie sich aber diese Anstiege des Seegangs deutlich auch in den mitberücksichtigten Daten von Arkona (Rügen) widerspiegeln, so sehen wir die eben skizzierte Zunahme der Brandung an der Nordseeküste in ähnlicher Weise auch durch eine Verstärkung des in unsere Berechnungen mit einbezogenen Seeganges in Hanstholm und Skagen an der jütischen Küste angezeigt.

Ebenfalls überschritt der örtliche Wind während der in Betracht kommenden Tage niemals die Stärke 5 der zwölfteiligen Beaufortskala und erreichte diesen Grad, bei dem es sich um noch nicht mehr als eine „frische Brise“ handelt, auch nur vorübergehend an vier Beobachtungsterminen. So handelt es sich also hier in dem gewählten Zeitabschnitt ganz wesentlich um Bodenunruhe mit fernliegender Ursache und zwar ihrer spezielleren Gattung nach um solche mit einem Periodenbereich von rund 4 bis 10 sec. Für Groß-Raum wird für die vergleichbare Unruhe als Bereich 4 bis 6 sec angegeben, und in Hamburg lagen die Perioden während des untersuchten Zeitraums zwischen 4 und 7 sec.

So verfolgten wir denn im einzelnen die Beziehungen zur Brandung westlich von Schottland (Butt of Lewis, Hebriden) und im Norden und Westen von Irland (Malin Head, Blacksod Point und Valentia), an der norwegischen Küste [auf Grund der Beobachtungen an den neun Stationen Vardö, Ingöy, Andenes, Röst (Nord-Norwegen und Lofoten), Nordöyan (Mittel-Norwegen), Ona, Krakenes, Utsira, Lista (Süd-Norwegen)], an der Küste Jütlands (Skagen und Hanstholm) und an der freigelegenen deutschen Ostseeküste (Memel, Rügenwaldermünde und Arkona). Zur allgemeinen Charakterisierung sei hinzugefügt, daß es sich auf den Hebriden und auf Irland zwar um gebirgiges Küstenland handelt, daß aber der Seegang hier nur zwei- bzw. einmal, und auch dann nur an einer einzigen Station, auf 5 bzw. 7^0 geschätzt wurde, sonst aber schwächer war und vielfach nur Stärke 1 bzw. 2, vereinzelt auch 0 aufwies. An der norwegischen Steilküste dagegen wurde etwa gleich häufig Stärke 4 bis 7 wie Stärke 2 bis 3 beobachtet; zweimal stieg der Seegang lokal auf 8^0 an und sank nur in wenigen Fällen bis auf 1^0 herab. An der jütischen Flachküste wurde vielfach Stärke 4 bis 6, sonst 2 bis 3, selten 0 bis 1 und an der ja ebenfalls gebirgsfreien deutschen Ostseeküste etwa gleich häufig Stärke 4 bis 7 bzw. 2 bis 3 bzw. 0 bis 1 festgestellt.

Nach dem üblichen, von Gutenberg eingeführten Verfahren bildeten wir die Quadrate B^2 der einzelnen Seegangswerte B und errechneten aus ihnen unter

Tabelle 1

Bodenunruhe in Hamburg und Brandungswerte in West- und Nord-
europa in der Zeit vom 20. Januar bis zum 10. Februar 1932

Zeit		Bodenunruhe				Brandungswerte				
Tag	Stunde	T_H	A_H	T_Z	A_Z	I	II		III	I-III
Jan.	Gr. Z.	sec	μ	sec	μ	B_1	B_2	B'_2	B_3	B
20.	7	5.2	9.5	4.8	1.8		3.61	3.27		
	18	6.5	6.0	5.2	1.5	1.63	3.21	2.48	2.44	2.85
21.	7	5.4	5.7	5.3	1.5		3.54	2.92		
	18	5.9	8.8	4.7	1.9	2.55	4.36	3.19	1.85	3.04
22.	7	5.6	8.5	4.3	1.6		3.97	3.67		
	18	5.9	6.5	5.1	1.6	2.58	3.30	2.92	2.00	2.87
23.	7	5.8	6.2	4.5	1.3		3.48	2.98		
	18	5.6	7.5	5.1	1.5	4.05	2.74	2.08	1.91	2.87
24.	7	5.7	6.6	4.5	0.9		3.30	2.56		
	18	5.7	7.2	4.7	1.3	3.79	3.30	2.61	1.79	2.82
25.	7	6.5	12.4	4.6	1.6		3.63	3.39		
	18	6.5	14.2	4.8	2.2	1.95	4.15	3.86	2.26	3.05
26.	7	5.9	25.7	5.7	4.2		4.16	4.05		
	18	6.4	27.4	5.8	4.8	3.46	3.85	3.38	2.93	3.53
27.	7	5.6	17.7	4.4*)	1.8**)		4.00	3.25		
	18	5.9	13.0	5.3	2.1	3.40	4.05	3.46	4.77	4.20
28.	7	5.6	11.2	4.9	1.9		3.62	3.12		
	18	6.2	9.2	5.5	2.2	3.51	4.10	3.47	5.15	4.37
29.	7	6.3	20.6	6.1	2.7		4.31	4.10		
	18	6.6	37.2	6.0	7.4	2.83	4.90	4.55	4.97	4.53
30.	7	6.8	37.4	5.5	6.0		5.00	3.93		
	18	6.7	30.7	6.8	4.7	2.04	4.95	4.03	5.07	4.60
31.	7	6.1	11.0	4.9	1.6		4.00	2.45		
	18	5.2	6.1	4.4	1.1	1.32	3.87	3.40	2.67	2.98
Febr.	1.	7	6.1	16.7	—**)	—**)	4.98	3.45		
	18	6.8	16.7	6.0	2.4	1.83	4.43	3.92	5.76	4.84
2.	7	5.7	5.5	4.5	1.3		3.47	2.95		
	18	5.8	4.1	4.4	0.9	1.46	3.28	2.55	2.29	2.80
3.	7	6.0***)	2.9***)	4.1***)	0.7***)		3.10	2.46		
	18	5.7	5.7	4.2	0.7	1.66	3.00	2.63	2.92	2.89
4.	7	6.2	9.8	5.3	1.8		3.61	3.17		
	18	5.8	6.8	4.9	1.0	0.87	3.15	2.17	2.62	2.86
5.	7	6.1	5.0	4.6	1.2		2.63	1.80		
	18	5.5	3.9	4.9	0.6	2.71	2.88	2.32	3.43	3.07
6.	7	5.6	4.7	4.0	1.0		3.24	3.00		
	18	5.5	4.1	4.5	1.7	2.37	2.32	1.80	1.82	2.39
7.	7	5.6	3.3	—**)	—**)		2.14	1.59		
	18	5.8	3.5	—**)	—**)	2.29	2.24	1.70	2.45	2.32
8.	7	6.1	6.3	—**)	—**)		3.79	2.30		
	18	5.7	5.4	4.8	0.9	2.00	3.13	1.48	4.24	3.62
9.	7	5.9	2.9	4.3	0.4		2.59	1.47		
	18	4.8	2.9	4.1	0.6	2.55	2.55	1.36	3.48	3.12
10.	7	5.9	4.2	4.2	1.0		2.57	2.08		
	18	6.6	11.5	4.7	1.3	3.85	3.16	2.57	3.74	3.43

*) Angaben beziehen sich auf 5h; vorher Störung.

**) Registrierung in der Z-Komponente gestört.

***) Angaben beziehen sich auf 6h; um 7h Beben.

gleichzeitiger Berücksichtigung geeigneter Entfernungsfaktoren zunächst die für Hamburg resultierende Gesamtbrandungswirkung zu jedem der 44 Beobachtungstermine um 7^h und 18^h Gr. Z.; und zwar wurde den Werten B^2 das Gewicht 1 bzw. 2, 3, 4 und 5 zuerteilt, je nachdem die Entfernung > 2000 km bzw. 1500 bis 2000 km, 1000 bis 1500 km, 500 bis 1000 km und < 500 km war. Dann faßten wir aus naheliegenden Gründen die Seegangdaten zu drei verschiedenen Gruppen zusammen, indem wir eine schottisch-irische (I, B_1^2), eine norwegische (II, B_2^2) und eine Flachküsten- (jütisch-pommersch-memelländische, III, B_3^2) Brandungsgruppe mit vier bzw. neun und fünf Stationen bildeten. Von diesen drei Gruppen beanspruchte im Einklang mit der bisherigen Erfahrung die norwegische Gruppe eine erhöhte Aufmerksamkeit und wurde daher in ihrer Beziehung zur seismischen Bodenunruhe in Hamburg noch weiter behandelt.

Die seismische Bodenunruhe setzten wir mit der Amplitude der Bodenbewegung in Rechnung, welche sich als Mittelwert zwischen der Amplitude je einer Maximalwelle innerhalb der den beiden Beobachtungsterminen vorangehenden und nachfolgenden 5 Minuten für die Horizontalkomponente ($A_H = \sqrt{A_N^2 + A_E^2}$) und für die Vertikalkomponente (A_Z) ergab. Um zu sehen, wie weit durch ein solches Verfahren die Bodenunruhe zu einem gegebenen Zeitpunkt für die in Betracht kommenden Zusammenhänge wirklich charakterisiert ist, ermittelten wir aber A_H unter sonst gleichen Bedingungen auch noch, indem wir die beiden zu berücksichtigenden Zeiträume auf je 15 Minuten vor und nach dem Beobachtungstermin ausdehnten. In der Tabelle 1 sind die Amplituden (A_H und A_Z) und Perioden ($T_H = \frac{1}{2}[T_N + T_E]$ und T_Z) der Bodenunruhe bei Inbetrachtung eines jeweiligen Gesamtzeitraumes von 10 Minuten sowie die zugehörigen Brandungswerte getrennt nach den drei Gruppen (B_1, B_2, B_3) und zusammengefaßt zu einer einzigen Resultante (B) aufgeführt. Neben B_2 findet sich außerdem noch ein besonderer unter Einbeziehung der Windrichtung abgeleiteter Wert B'_2 (siehe unten) angegeben. Die Korrelationen beziehen sich also auf die Quadrate der hier mitgeteilten B_1 -, B_2 - usw. Werte und die entsprechenden Amplituden. Bezüglich der letzteren sei vorweg hervorgehoben, daß A_H am 29. und 30. Januar bis auf abgerundet 30 bis 40 μ ansteigt und dann auch A_Z seine maximalen Beträge mit $4\frac{1}{2}$ bis $7\frac{1}{2}$ μ erreicht; die Periode lag dabei zwischen rund $5\frac{1}{2}$ und 7 sec.

Verknüpft man nun zunächst die resultierende Gesamtbrandung (B^2) mit den Tagesmitteln von A_H , so ergibt sich eine Korrelation mit dem Koeffizienten $h = 0.732 \pm 0.067$ w. F., der zwar nicht besonders hoch liegt, immerhin aber fast elfmal größer ist als sein wahrscheinlicher Fehler, so daß irgendein Zusammenhang vorhanden sein muß (Fig. 1). In der Tat verschleiert hier nur die Einbeziehung der jütisch-pommersch-memelländischen (III) und namentlich der schottisch-irischen Brandungsgruppe (I) das wahre Bild; denn die Korrelation zu jener Gruppe ergibt sich zu $h_3 = 0.563 \pm 0.098$ w. F. und diejenige zu dieser Gruppe gar nur zu $h_1 = 0.081 \pm 0.143$ w. F. Das heißt: Der Einfluß der Flachküsten-

brandung der Gruppe III tritt, obwohl zur Hauptsache in Entfernungen < 500 km stattfindend, ganz zurück; der Korrelationskoeffizient ist nur wenig größer als $\frac{1}{2}$ und nicht ganz sechsmal größer als sein wahrscheinlicher Fehler. Dabei wuchsen die Brandungswerte B_3 zeitweilig zu beachtlichen Beträgen an; aber insbesondere entspricht z. B. dem bei mäßigen bis stürmischen westlichen Winden statthabenden starken Ansteigen der Brandung am 27. und 28. Januar eine ganz ausgesprochene Abnahme der Bodenunruhe. Ferner hat ein Zusammenhang mit der Brandung an der schottisch-irischen Westküste in dem gewählten Zeitabschnitt überhaupt nicht bestanden; der Korrelationskoeffizient ist praktisch gleich Null und macht nur wenig mehr als die Hälfte seines wahrscheinlichen Fehlers aus. Angesichts des nach Obigem durchweg nicht bedeutenden Seegangs kann dies Resultat

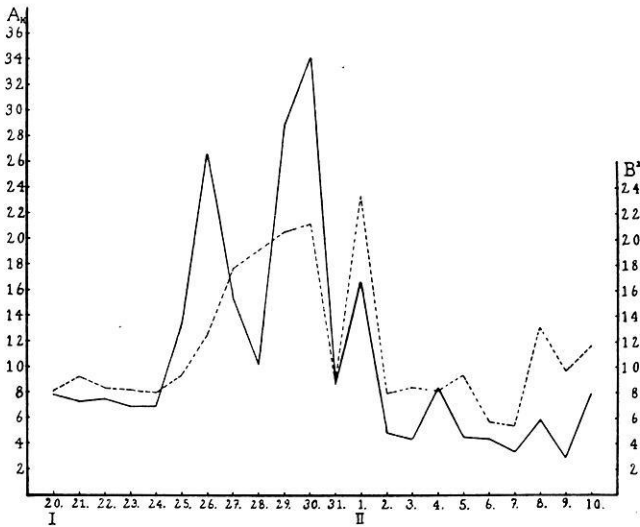


Fig. 1. Zusammenhang zwischen AH (—) und B^2 (---)

trotz des gebirgigen Charakters der Küsten weniger überraschen, wenn auch hier auffallen muß, daß u. a. den relativ hohen Brandungswerten am 23. und 24. Januar bei frischen bis steifen südlichen Winden, die erst am Abend des 24. unter Drehung nach Westen abflauen, nur ganz niedrige Werte der Bodenunruhe zugeordnet sind.

Ein ganz anderes Bild erhält man nun aber, wenn allein die norwegische Brandungsgruppe II in Betracht genommen wird. Da steigt bei Rechnung mit Tagesmitteln der Korrelationskoeffizient auf $\underline{h_2 = 0.853 \pm 0.039 \text{ w. F.}}$, so daß — auch in Ansehung des sehr kleinen wahrscheinlichen Fehlers ($< \frac{1}{20} h_2$) — an dem Vorhandensein einer engen Beziehung nicht gezweifelt werden kann. Es ist hiermit für diese an sich willkürlich herausgegriffene 22 tägige Periode starker Schwankungen der Bodenunruhe in Hamburg in dem Auf und Ab von Tag zu

Tag eine ähnlich hohe Korrelation zu der Brandung an der norwegischen Steilküste aufgezeigt worden, wie sie Mendel auf Grund von Dekadenmitteln für einzelne Jahre nachgewiesen hat. Die Vermutung erscheint nicht unberechtigt, daß sich eine noch engere Korrelation ergeben hätte, wenn alle Brandungszahlen gleichmäßig auf einer vollständigen Beobachtungsreihe an den oben genannten neun Stationen beruhten; doch sind von den zu erwarten gewesenen neunmal 44 gleich 396 Gesamtbeobachtungen 60 Beobachtungen aus irgendeinem Grunde ausgefallen.

Dieses Ergebnis wird weiter gestützt, wenn jetzt auch noch die Windrichtung berücksichtigt wird. Unter Einteilung der Windrose in acht Sektoren wurde je

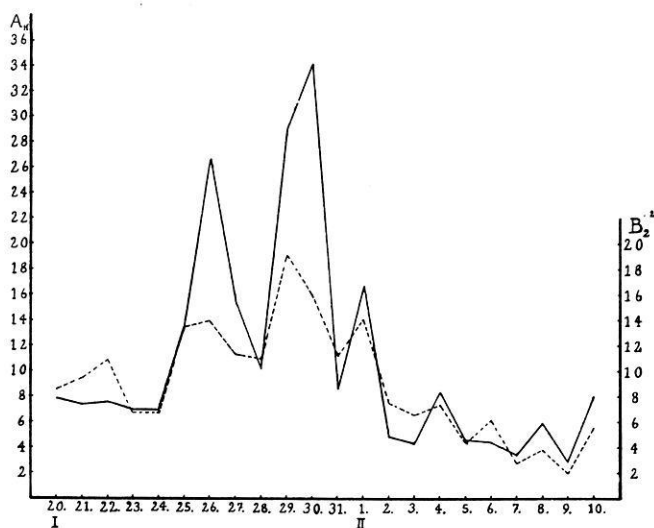


Fig. 2. Zusammenhang zwischen AH (—) und B_3^2 (---)

nach der besonderen Streichungsrichtung der einzelnen Küstenstrecken bei den Beobachtungsstationen der Seegang hinsichtlich seiner Brandungswirkung bei aufländigem Wind mit vierfachem Gewicht, bei ablandigem Wind mit dem Gewicht Null, bei schräg auf die Küste treffendem Wind mit dem Gewicht 3, bei schräg seewärts gerichtetem Wind mit dem Gewicht 1 und bei ungefähr zur Küste paralleler Windrichtung mit dem Gewicht 2 gewertet. Von den beiden extremen Fällen trat unter den insgesamt 336 Einzelbeobachtungen genau aufländiger Wind zwar immerhin 61mal, aber genau ablandiger Wind, dessen Einfluß auf die Brandung durch die obige Gewichtsanteile im allgemeinen wohl etwas hoch veranschlagt wurde, nur 17mal auf. Die nach diesem Verfahren und natürlich wieder gleichzeitiger Verwendung der Entfernungsfaktoren abgeleiteten Brandungszahlen finden sich in der Kolumne B_3' eingetragen. Die Korrelation ihrer Quadrate zu den entsprechenden Werten

von A_H ist in der Tat noch ein wenig enger, indem sich der Korrelationskoeffizient bei Zugrundelegung von Tagesmitteln nun auf $h'_2 = 0.861 \pm 0.037$ w. F. beläuft (Fig. 2). Zwar ist der Unterschied von h'_2 und h_2 kleiner als der wahrscheinliche Fehler, doch hat er das bei Bestehen eines unmittelbaren Zusammenhangs zwischen Bodenunruhe und Brandung zu erwartende Vorzeichen. Auch ist zu bedenken, daß bei der großen Zerrissenheit des Küstenverlaufs der Einfluß der Windrichtung auf die Wirkung des Seegangs an der Küste durch die oben skizzierte Methode nur unvollkommen erfaßt werden kann.

Bei den weiteren Rechnungen haben wir die Quadrate der Brandungswerte B'_2 benutzt. So zeigt sich auch zwischen B'_2 und dem Tagesmittel der Vertikalkomponente A_Z allein die enge Korrelation $v'_2 = 0.839 \pm 0.044$ w. F. Aber selbst dann, wenn man von einer Mittelbildung über den Tag absieht und die einzelnen Beobachtungen um 7^h und 18^h Gr. Z. für sich nimmt, ergeben sich aus den nunmehr 44 Wertepaaren für die Horizontalkomponente und den 40 Wertepaaren für die Vertikalkomponente noch Korrelationskoeffizienten im Betrage von $\frac{4}{5}$ bzw. gut $\frac{3}{4}$, nämlich $h'_2 = 0.804 \pm 0.036$ w. F. und $v'_2 = 0.768 \pm 0.044$ w. F. Das sind ähnlich enge Korrelationen, wie sie Kohlbach in entsprechenden Beispielen für die Horizontalkomponente der Bodenunruhe in Groß-Raum fand, wenn man dabei bedenkt, daß es sich für Hamburg um einen 22tägigen Zeitabschnitt, für Groß-Raum dagegen in den vergleichbaren Fällen (Beziehung zur Brandung an der norwegischen Küste mit Berücksichtigung der Windrichtung, Korrelationskoeffizient $> \frac{3}{4}$) im Maximum um nur 11 Tage, im übrigen aber um nicht mehr als 3 bis 7 Tage handelt.

Wählt man endlich, wie schon weiter oben angedeutet, als Maß der Bodenunruhe das Mittel aus je einer Maximalamplitude innerhalb der letzten Viertelstunde vor und der ersten Viertelstunde nach dem Beobachtungstermin des Seegangs, so daß die Zeitspanne, aus welcher die Maximalamplitude gewonnen wird, um je 10 Minuten verlängert ist, so muß man, falls die Seegangsdaten nach Zeit und Intensität als im ganzen wirklich zuverlässig angesehen werden können und andererseits die betrachtete Bodenunruhe durch die Art der Ausmessung hinlänglich erfaßt worden ist und wesentlich auf der Brandung beruht, eine etwas weniger gute Korrelation erwarten. Doch wird die Verschlechterung nicht erheblich sein können, da die zur Charakterisierung der Bodenunruhe verwendete Größe in beiden Fällen nur wenig verschieden (und zwar dann bei dem zweiten Verfahren immer größer als bei dem ersten), nicht selten aber auch praktisch die gleiche sein wird. Tatsächlich stellt sich nun der Korrelationskoeffizient zwischen den Tagesmitteln von B'_2 und denen der Horizontalkomponente der Bodenunruhe bei 22 Wertepaaren auf $(h'_2) = 0.842 \pm 0.042$ w. F. und derjenige zwischen den einander entsprechenden Einzelbeobachtungen um 7^h und 18^h Gr. Z. bei 44 Wertepaaren auf $(h'_2) = 0.792 \pm 0.038$ w. F. Die Unterschiede $h'_2 - (h'_2) = 0.019$ und $h_2 - (h_2) = 0.012$ liegen in der erwarteten Richtung, sind aber, wie ebenfalls vermutet wurde, nur klein; sie könnten daher, obwohl sie die

wahrscheinlichen Fehler unterschreiten, in dem soeben angegebenen Sinne zu deuten sein.

Zum Schluß sei noch darauf hingewiesen, daß die bei der in Rede stehenden Art von Bodenunruhe immer wieder erkannte Gesetzmäßigkeit des im allgemeinen statthabenden Anwachsens der Amplitude mit der Periode sich auch schon deutlich, obgleich nicht in regelmäßiger Weise, in dem an sich ja wenig umfang-

Tabelle 2. Zusammenhang zwischen Amplitude und Periode

<i>T</i> in sec	4.0—4.3	4.4—4.7	4.8—5.1	5.2—5.5	5.6—5.9	6.0—6.3	6.4—6.8
Mittel von A_H in μ . . .	—	—	2.90	5.86	7.87	10.19	21.50
" " A_Z " μ . . .	0.86	1.36	1.46	2.52	4.50	4.17	4.70
	(7)	(12)	(9)	(6)	(2)	(3)	(1)

reichen hier verwendeten Beobachtungsmaterial ausprägt, und zwar, wie die Daten der Tabelle 2 lehren, bei einem Fortschreiten in der Periode von nur je 0.4 bis 0.5 sec sowohl in der *H*- als auch in der *Z*-Komponente. Die unter den Amplitudenwerten in Klammern stehenden Zahlen geben die Anzahl der Einzelwerte an, aus denen gemittelt wurde. Allein bei A_Z fällt der Wert in der vorletzten Kolonne heraus, was jedoch seinen Grund nur in der zu geringen Anzahl der Beobachtungen für die drei letzten Kolonnen haben dürfte.

Hamburg, Hauptstation für Erdbebenforschung.

Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen

Fortsetzung von VI. (siehe diese Zeitschr. Jahrg. VIII, S. 144)

VIII. Das Nordtiroler Beben vom 8. Oktober 1930. II. Teil

Die Kräfte im Herd des Bebens

Von **H. Gräfe**, Göttingen — (Mit 14 Abbildungen)

Auf Grund der Verrückungen an der Erdoberfläche werden Rückschlüsse auf die Kräfte im Herd des Bebens gemacht. Danach sind Scherungskräfte im Herd, die gegen die Horizontale geneigt sind, die Ursache des Nordtiroler Bebens gewesen.

Die Auswertung der Registrierungen. Schon im Erdbebenbericht des württembergischen statistischen Landesamtes gibt W. Hiller¹⁾ die Bodenbewegung bei diesem Beben bei einigen Stationen an und leitet daraus die Bewegung im Herd ab. Mit Hilfe des wesentlich größeren Materials, das mir zur

Verfügung stand, konnte ich die Richtung der Bodenbewegung in einem größeren Bereich um den Herd feststellen. Die von Hiller angegebenen Bewegungs-

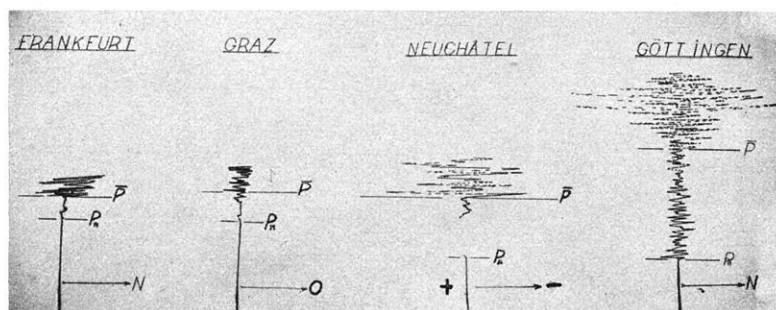


Fig. 1. Registrierungen des Nordtiroler Bebens vom 8. Oktober 1930 der Stationen Frankfurt NS, Graz OW, Neuchâtel Z (+ Bewegung nach oben), Göttingen NS

richtungen stimmen mit denen in dieser Arbeit angegebenen überein bis auf Zürich und Chur. Es soll gleich betont werden, daß die Richtung der Bodenbewegung der longitudinalen Wellen vielfach, besonders beim \bar{P} -Einsatz, schwer

zu bestimmen ist. Diese Bestimmung unterliegt daher manchmal subjektiver Beurteilung. Die im folgenden angegebenen Bewegungsrichtungen scheinen mir die wahrscheinlichsten zu sein, zumal überdies die Auswertung der Diagramme von dritten Personen vorgenommen wurde, die im wesentlichen zu denselben Werten kamen.

Die Richtung der ersten Bewegung der transversalen Wellen wurde nicht ermittelt, weil die ersten Einsätze der S-Phasen nicht scharf genug hervortreten. Die folgende Untersuchung stützt sich daher nur auf die Bodenbewegung der P_n - und \bar{P} -Phasen.

Die Angabe der Größe der Bodenbewegung kann zuweilen mit einem nicht unerheblichen

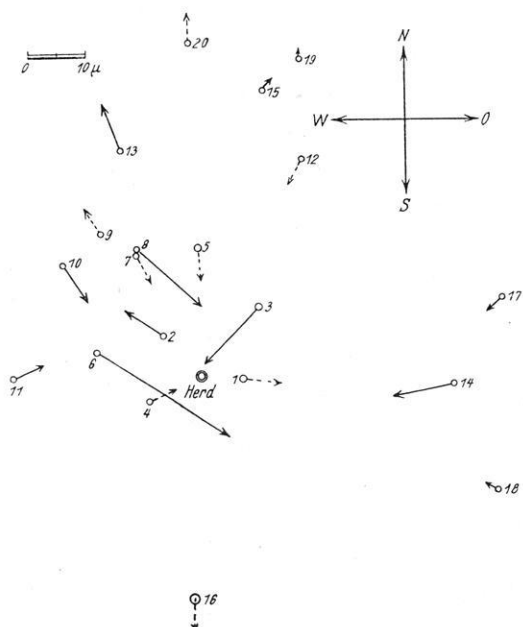


Fig. 2. Größe und Richtung der Horizontalprojektion der Bodenbewegung beim Nordtiroler Beben, berechnet aus der ersten Amplitude von \bar{P}_N und \bar{P}_E

Fehler behaftet sein. Die Annahme sinusförmiger Bodenbewegung, die der Berechnung zugrunde liegt, führt ja für kurze stoßförmige Bewegungen nur dann zu angenähert richtigen Werten der maximalen Amplitude, wenn der Boden vorher ruhig oder nur mäßig bewegt war. Das war nicht immer der Fall. Sodann verlagert sich während der Registrierung die Ruhelage der stationären Masse infolge von Störungen im Instrument oft erheblich, so daß die Größe der Amplituden schwer zu bestimmen ist. Fig. 1 gibt ein Bild von den bei der Auswertung auftretenden Schwierigkeiten.

Im Normalfall mag die Größe der Bodenbewegung mit einem Fehler behaftet sein, der nicht größer ist als 20%. Die folgende Tabelle gibt den ersten Ausschlag der Bodenbewegung

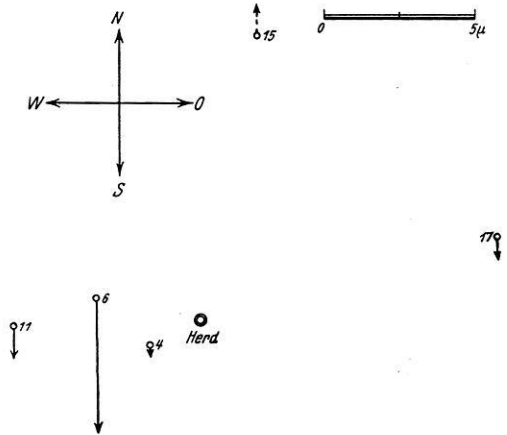


Fig. 3. Größe und Richtung der Vertikalprojektion der Bodenbewegung beim Nordtiroler Beben, berechnet aus der ersten Amplitude von \overline{PZ}
 ↑ Bodenbewegung nach Zenit; ↓ Bodenbewegung nach Nadir

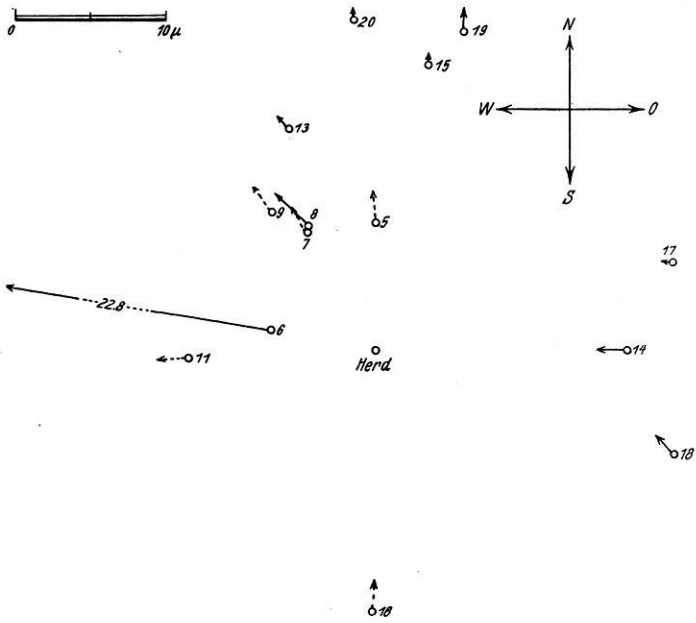


Fig. 4. Größe und Richtung der Horizontalprojektion der Bodenbewegung beim Nordtiroler Beben, berechnet aus der ersten Amplitude von P_{nN} und P_{nE}

von P_n und \bar{P} von der Ruhelage aus in $\mu = 1/1000$ mm gerechnet. Hierbei ist der Ausschlag nach N, O und oben als positiv bezeichnet.

Richtung des ersten Ausschlages der Bodenbewegung von P_n und \bar{P} .

Zeichen der Station.	Station	P_n			\bar{P}		
		N-S	E-W	Z	N-S	E-W	Z
1	Innsbruck				*) → NE		
2	Ravensburg				+ 4.2	- 6.7	
3	München				- 10.0	- 10.0	
4	Chur					+ 0.2	- 0.6
5	Nördlingen		- 0.7			+ 7.1	
6	Zürich	+ 3.6	- 22.8	+ 6.7	- 9.1	+ 24.6	- 11.4
7	Hohenheim	+ 2.1			- 8.6		
8	Stuttgart	+ 1.8	- 1.9		- 9.3	+ 11.1	
9	Karlsruhe	+ *)			+ *)		
10	Straßburg	*)	*)		- 5.6	+ 4.0	
11	Neuchâtel	- *)	- *)	+ *)	+ 1.6	+ 5.5	- 3.1
12	Eger	*)			- 1.6		
13	Frankfurt	+ 0.6	- 0.5		+ 7.1	- 2.8	
14	Graz	0.0	- 2.0		- 2.6	- 9.9	
15	Jena	+ 0.4	0.0	+ 3.0	+ 2.0	+ 0.8	- *)
16	Florenz	+ *)			*)	*)	
17	Wien	0.0	- 0.5	- 1.3	- 2.4	- 2.6	- 2.5
18	Zagreb NE—SW	0.0	1.5 → NW		2.5 → NW	0.0	
19	Leipzig	+ 1.1	0.0		+ 1.5	0.0	
20	Göttingen	+ 0.2			+ 1.6		

In Fig. 2 bis 5 sind die Größe und Richtung der Bodenbewegung dargestellt.

Die Bodenbewegung wurde an verschiedenen Stationen nur von einer Horizontalkomponente aufgezeichnet. Es läßt sich also dann bei Annahme

longitudinaler Bewegung nur entscheiden, ob die Bewegung zum Epizentrum hin oder von ihm fort erfolgt. Die Pfeile an diesen Stationen, die die Richtung der Bodenbewegung darstellen, wurden daher willkürlich in die Richtung der Verbindungslinie Epizentrum—Station gelegt und gestrichelt dargestellt.

Fig. 3 zeigt die Vertikalprojektion der Bodenbewegung in der \bar{P} -Phase.

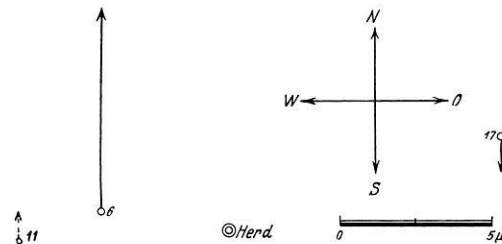


Fig. 5. Größe und Richtung der Vertikalprojektion der Bodenbewegung beim Nordtiroler Beben, berechnet aus der ersten Amplitude von P_n Z

- ↑ Bodenbewegung nach Zenit;
- ↓ Bodenbewegung nach Nadir

*) Die Größe der Amplitude konnte nicht bestimmt werden.

Eine Gesetzmäßigkeit ist bei der geringen Anzahl der Stationen nicht herauszulesen.

Fig. 4 zeigt die Horizontalprojektion in der P_n -Phase.

Die Verteilung zeigt einen durchaus gesetzmäßigen Charakter: Zug- und Stoßbewegungen verteilen sich auf zwei Gebiete. Beim Vorhandensein nur einer Horizontalkomponente wurde die Richtung willkürlich wie bei Fig. 2 angenommen und auch wie oben gekennzeichnet.

Fig. 5 zeigt die Vertikalprojektion der Bodenbewegung in der P_n -Phase.

Die Zahl der Beobachtungen ist auch hier wieder zu gering, um eine Gesetzmäßigkeit in der Verteilung der Bodenbewegung herauszulesen.

Die Verwertung der Beobachtungen. Wichtig für die Untersuchung sind Fig. 2 und 4. Nur hier ist das Beobachtungsmaterial reichhaltig genug, um

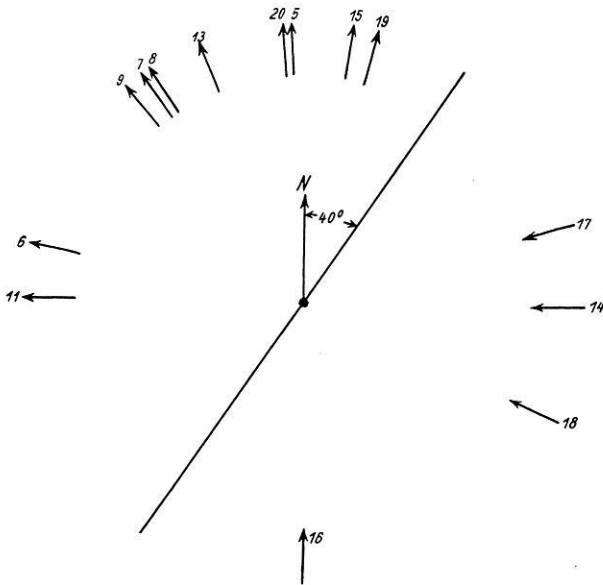


Fig. 6. Schematisierte Horizontalprojektion der Bodenbewegung an der Erdoberfläche in der P_n -Phase des Nordtiroler Bebens. Die Pfeile sind in die gleiche Entfernung gerückt und geben die Richtung der Bodenbewegung in dem Azimut an

sichere Rückschlüsse zu ziehen. Die Beobachtungen der Vertikalprojektion von \bar{P} und P_n (Fig. 3 und 5) können lediglich zur Prüfung der in 2 und 4 hervortretenden Gesetzmäßigkeit verwendet werden.

Da sich die späteren Untersuchungen nur auf die Richtung, nicht auf die Größe der Bodenbewegung stützen, so soll diese fernerhin nicht berücksichtigt werden.

Fig. 2 und 4 zeigen, daß alle ausgezogenen Pfeile weniger als 30° von der Richtung Herd—Station (Stoß) bzw. Station—Herd (Zug) abweichen. Es kann angenommen werden, daß diese Abweichungen durch die Inhomogenität des Mediums, durch Unsicherheit der Aufzeichnung und durch Meßfehler bedingt sind. Wesentlich ist für das Folgende vor allem, ob in einer Station für die betreffende Phase Stoß oder Zug vorliegt. Von einer genaueren, darüber hinausgehenden Angabe der Richtung wird abgesehen.

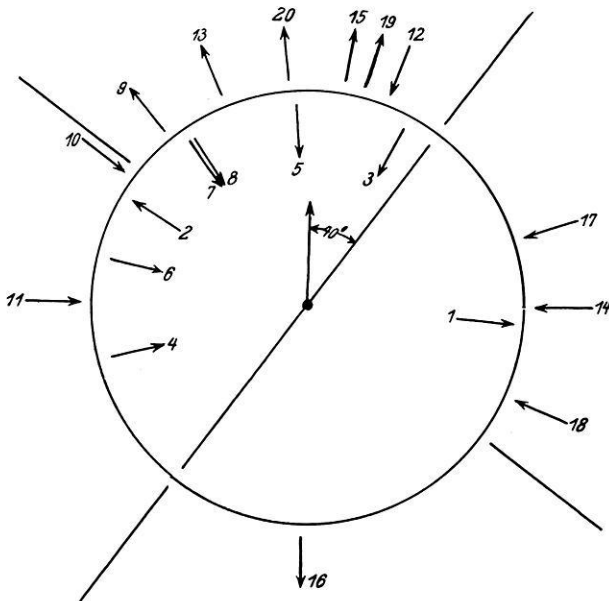


Fig. 7. Schematisierte Horizontalprojektion der Bodenbewegung bei der \bar{P} -Phase des Nord-tiroler Bebens. Die Pfeile sind in gleiche Entfernung gerückt und geben die Richtung der Bodenbewegung in den betreffenden Azimuten an

Innerer Pfeilring \bar{P} : $60 < \Delta < 220$ km. Äußerer Pfeilring \bar{P} : $220 < \Delta < 500$ km

Ferner wird im folgenden angenommen: Haben zwei Stationen mit den benachbarten Azimuten a' und a'' und den nicht allzusehr abweichenden Herdentfernungen Δ' und Δ'' ($\Delta' \neq \Delta''$) dieselbe Richtung der Bodenbewegung (Stoß bzw. Zug), so weisen Orte mit den Azimuten $a' < a < a''$ und den Herdentfernungen $\Delta' < \Delta < \Delta''$ dieselbe Zug- oder Stoßbewegung auf. Macht man hiervon Gebrauch, so kann man Fig. 2 und 4 schematisieren. Man kann für Orte gleicher Herdentfernungen, also für einen Kreisring um den Herd die Zug- und Stoßverteilung angeben, wenn in der Nähe des Kreisringes Stationen liegen, bei denen der Charakter der Bodenbewegung bekannt ist. Das ist in Fig. 6 geschehen, die die Schematisierung der Fig. 4 in der eben beschriebenen Weise ist. Es zeigt

sich hier, daß eine Linie N 40° O durch den Herd die Umgebung von 160 bis 500 km Herddistanz in ein Zuggebiet und in ein Stoßgebiet teilt.

Die gleiche Schematisierung der Fig. 2 ergibt eine unregelmäßige Verteilung der Zug- und Stoßrichtung. Man erhält ein inneres (60 < Δ < 220 km) und ein äußeres Gebiet (220 < Δ < 500 km).

In Entfernungen 60 < Δ < 220 km verteilt sich die Zug- und Stoßbewegung bis auf eine Ausnahme (Ravensburg) auf zwei Gebiete, die durch eine Gerade durch das Epizentrum in Richtung N 40° O getrennt sind.

In Entfernungen 220 < Δ < 500 km verteilen sich die Zug- und Stoßgebiete auf vier Quadranten eines mit dem Mittelpunkt im Epizentrum liegenden Achsenkreuzes*). Eine Achse derselben liegt N 40° O. In dem gegenüberliegenden Quadranten ist die Bewegung entgegengesetzt gerichtet. Eine derartige Verteilung der Bodenbewegung ist schon von T. Shida²⁾ gefunden und von Hasegawa²⁾ rechnerisch erfaßt worden. Nach ihnen ist ein Scherungsbruch im Herd die Ursache dieser Bewegung.

Die Deutung der Beobachtungen. M. Hasegawa hat die Zug- und Druckverteilung auf einer Kugeloberfläche für ein horizontales Scherungskräftepaar berechnet und in einer Figur dargestellt. Das Kräftepaar im Mittelpunkt der Kugel ist horizontal gelagert. Wenn der Vorgang im Herd dieses Bebens durch ein Scherungskräftepaar entstanden ist, muß sich die Zug- und Druckverteilung auf der Erdoberfläche aus der Hasegawaschen Darstellung ablesen lassen. Man muß die Kugel durch eine Ebene (Erdoberfläche) schneiden. Ist das Kräftepaar gegen die Erdoberfläche geneigt, so ist dementsprechend diese Schnittebene (Erdoberfläche) zum Äquator der Hasegawaschen Kugel zu neigen.

Die von ihm abgeleitete Beziehung lautet³⁾:

$$\mathfrak{B} = -\frac{1}{a^3 r} \sin^2 \vartheta \cos 2\varphi^{**}) \dots \dots \dots (1)$$

wobei \mathfrak{B} die Verrückungen senkrecht zu einer Kugeloberfläche mit dem Radius r ist, ϑ und φ die in umstehender Fig. 8a eingezeichneten Winkel und a die Geschwindigkeit der longitudinalen Welle sind. Um rechnerisch die Zug- und Stoßverteilung auf einer Kugeloberfläche bei geneigtem Scherungskräftepaar zu erhalten, braucht man also nur eine Drehung des Koordinatensystems vorzunehmen, d. h. die Beziehungen (1) entsprechend zu transformieren.

Das Lot im Angriffspunkt der Scherungskräfte auf der Ebene, in der die Kräfte liegen, schneidet die Kugeloberfläche in einem Punkte P vor der Drehung, und im Punkte P' nach der Drehung. Haben φ' und ϑ' nach der Drehung die

*) Eine Ausnahme: 12.

***) In dieser Formel sind die Buchstaben φ und ϑ (φ = Azimut, ϑ = Poldistanz) gegenüber der Bezeichnung von Hasegawa vertauscht.

entsprechende Bedeutung wie φ und ϑ vor der Drehung, so ergeben sich aus untenstehendem sphärischen Dreieck die Beziehungen (Fig. 8 b)

$$\cos \vartheta = \cos \vartheta' \cos \alpha + \sin \vartheta' \sin \alpha \cos \varphi' \quad \dots \dots \dots (2)$$

$$\sin \varphi = \frac{\sin \varphi' \sin \vartheta'}{\sin \vartheta} \quad \dots \dots \dots (3)$$

Diese Formeln gelten für den einfacheren Spezialfall einer Drehung um die Y-Achse. Setzt man die sich hieraus ergebenden Werte für φ und ϑ in (1), so erhält man den Ausdruck für ein geneigtes Scherungskräftepaar.

Die Durchführung dieser Rechnung soll hier nicht angegeben werden, da das Resultat so unübersichtlich wird, daß die Gesetzmäßigkeit der Stoß- und Zugverteilung im allgemeinen Falle nur schwer zu erkennen ist.

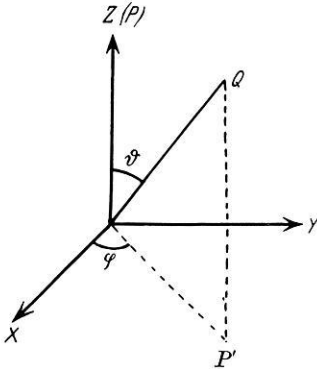


Fig. 8 a

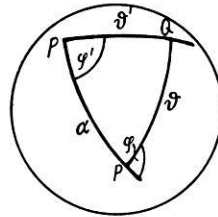


Fig. 8 b

Wir wollen daher zunächst an Hand der Beobachtungen sehen, wie sich diese aus einem horizontalen und einem vertikalen Scherungskräftepaar bzw. aus einer Kombination beider ableiten lassen, denn diese Fälle lassen sich verhältnismäßig einfach übersehen.

1. Ein horizontal gelagertes Scherungskräftepaar in Richtung N 40° O kann die Zug- und Druckverteilung in Fig. 7 außerhalb des Kreises erklären. In Fig. 9 a ist dieses Scherungskräftepaar durch dick ausgezeichnete und entgegengesetzt gerichtete Pfeile dargestellt.

Die Theorie verlangt⁴⁾, daß bei Vorhandensein eines (primären) Scherungskräftepaares gleichzeitig ein zu diesem senkrechtes (sekundäres) Scherungskräftepaar vorhanden sein muß. Dieses ist in Fig. 9 a durch dünn ausgezeichnete Pfeile dargestellt. Den beiden Scherungskräftepaaren ist ein Zug-Drucksystem äquivalent, wie es in Fig. 9 a durch gestrichelte Pfeile angedeutet ist.

2. Ein vertikal gerichtetes Scherungskräftepaar erklärt die Zug- und Stoßverteilung innerhalb des Kreises in Fig. 7 und die Stoß- und Zugverteilung in

Fig. 6 (Zug und Stoß sind bei P_n gerade umgekehrt, weil sich der Strahlweg von P_n umkehrt¹). Es ist in Fig. 9 b wieder durch die dick ausgezeichneten Pfeile angedeutet. Auch hier gibt es ein dazu senkrechtes (sekundäres) Scherungskräftepaar, das in Fig. 9 b durch dünn ausgezeichnete Pfeile dargestellt ist. Gestrichelte Pfeile bezeichnen das diesen Scherungskräften äquivalente Zug-Drucksystem. Beide Scherungskräftepaare Fig. 9 a und 9 b sind nun zu einem resultierenden Scherungskräftepaar zusammensetzen. Das soll im folgenden geschehen.

Die in Fig. 9 a und 9 b dick ausgezeichneten primären Scherungskräfte greifen nun an der Oberfläche eines Volumenelementes an, das in Fig. 10 als Würfel mit den Ecken 1, 2, 3, 4, . . . , 8 dargestellt ist. 1, 2, 3, 4 soll die Frontseite (SW); 5, 6,

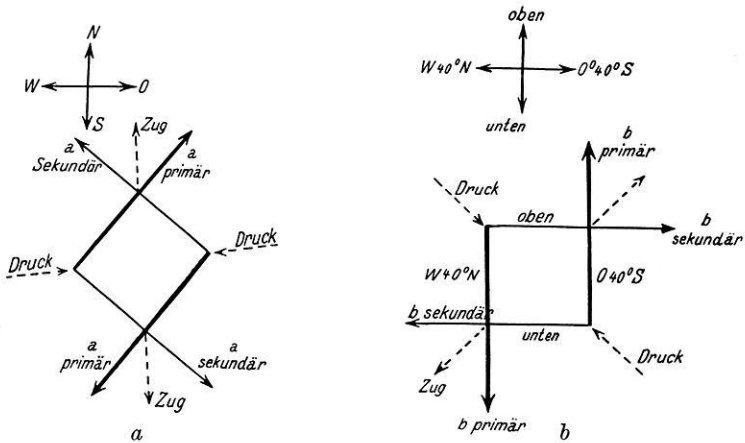


Fig. 9 a. Das horizontal gerichtete Scherungskräftepaar im Herd des Bebens, das die Verteilung von Zug und Stoß in Fig. 7 in den Bereich $220 < \Delta < 500$ km erklären soll
 Fig. 9 b. Das vertikal gerichtete Scherungskräftepaar, das die Verteilung von Zug und Stoß in den Bereich $60 < \Delta < 220$ km erklären soll

7, 8 die Rückseite (NO) des Würfels darstellen. Die primären Scherungskräfte von Fig. 9 a greifen dann an den Flächen 2, 6, 4, 8 und 1, 5, 3, 7 horizontal an (Fig. 10).

Die entsprechenden vertikalen Scherungskräfte von Fig. 9 b greifen an den gleichen Flächen mit vertikaler Richtung an. Zum Unterschied von den horizontalen Flächenkräften sind die vertikalen mit zwei Pfeilspitzen versehen. Fig. 10 zeigt nun deutlich, daß sich diese beiden Scherungskräftepaare zu einem resultierenden Scherungskräftepaar zusammensetzen lassen, das in der schraffierten Fläche 3, 4, 5, 6 liegt (Spezialfall: horizontales und vertikales Scherungskräftepaar gleich groß. Sind die Kräftepaare verschieden, so ist die schraffierte Fläche nicht mehr Diagonalfäche, sie wird es aber wieder, wenn man das Volumenelement nicht würfelförmig annimmt, sondern die Fläche, in der die Kräfte angreifen, rechteckig mit den Seiten proportional der Kräftepaare). Die resultierenden Scherungskräfte sind in Fig. 10 durch gestrichelte Linien angedeutet.

Zu diesem resultierenden primären Kräftepaar ist das sekundäre zu bilden (Fig. 11 a). Aus beiden läßt sich das äquivalente Zug-Drucksystem ableiten, das in Fig. 11 b in der Ebene dargestellt ist.

Das resultierende sekundäre Kräftepaar kann man auch als Resultierende der beiden sekundären Kräftepaare in Fig. 9 a und 9 b darstellen. Wie das zu geschehen hat, sei hier nicht näher erörtert.

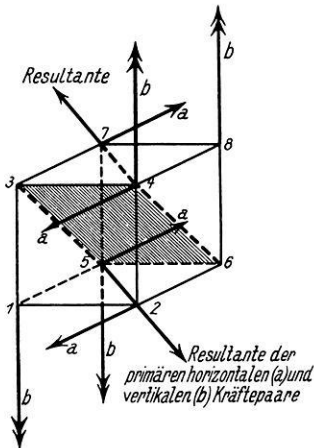


Fig. 10

Fig. 10. Ableitung der Resultante des primären horizontalen und vertikalen Kräftepaars. Ein Volumenelement, an dessen Flächen horizontale und vertikale Kräftepaare angreifen

Horizontales Kräftepaar \rightarrow ; vertikales Kräftepaar \rightarrow

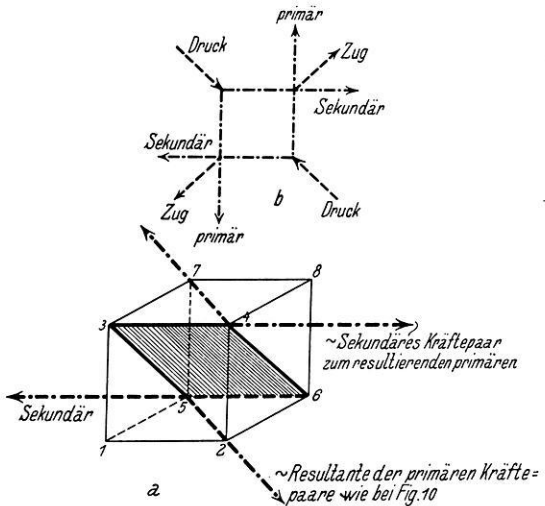


Fig. 11

Fig. 11. Das aus den horizontalen und vertikalen Kräftepaaren (Fig. 9 a und b) resultierende Scherungskräftepaar

Anwendung. Nachdem nun gezeigt ist, wie zwei Scherungskräftepaare zu einem resultierenden Scherungskräftepaar zusammzusetzen sind, soll jetzt die Zug- und Stoßverteilung auf einer Kugeloberfläche mit einem im Mittelpunkt angreifenden gegen die Horizontale geneigten Scherungskräftepaar betrachtet werden, wobei die Kräfte des einen Paares horizontal liegen, aber an einer geneigten Ebene angreifen.

Fig. 12 zeigt eine Halbkugel mit der Horizontalebene (also parallel zur Erdoberfläche) 1, 2, 3, 4. In ihrem Mittelpunkt H liegt das geneigte Scherungskräftepaar, das nicht eingezeichnet ist. Dafür ist die Linie HP (Polachse) gezeichnet, die auf der Ebene, in der das Scherungskräftepaar liegt, senkrecht steht. Die Knotenlinien 1 P 3 und 2 EP 4 schneiden sich in P rechtwinklig. Entsprechend bilden die Knotenebenen 1 P 3 und 2 EP 4 in der Linie HP einen rechten Winkel.

Die Knotenlinien trennen die Zug- und Stoßgebiete voneinander. Man erhält so vier Quadranten.

Es werden durch die Kugel nun zwei Horizontalschnitte 1', 2', 3', 4' (unterhalb von P) und 1'', 2'', 3'', 4'' (oberhalb von P) gelegt. Der Horizontalschnitt 1', 2', 3', 4' entspricht der Zug- und Stoßverteilung in großer Herddistanz, der zweite Horizontalschnitt 1'', 2'', 3'', 4'' einer kleinen Herddistanz. Wie man sich nun leicht klarmachen kann, bilden sich im ersten Horizontalschnitt alle vier Quadranten der Hasegawaschen Zug- und Stoßverteilung ab, während im zweiten Horizontalschnitt nur zwei Quadranten erfaßt werden. Fig. 13 zeigt den Sach-

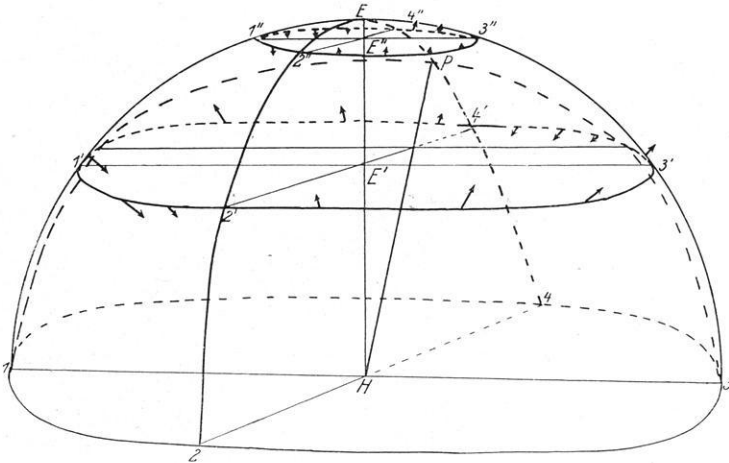


Fig. 12. Die Verteilung von Zug und Stoß auf einer Kugeloberfläche bei geneigtem Scherungskräftepaar im Mittelpunkt der Kugel

verhalt von der Kugeloberfläche auf die Erdoberfläche übertragen. Dem Punkte E , dem Epizentrum, und dem Punkte P , dem Pol, in Fig. 12 entsprechend in Fig. 13 wieder die Punkte P und E .

In der Nähe des Punktes E verteilt sich Zug und Stoß auf zwei Gebiete. In einer gewissen Entfernung vom Herd liegt der Punkt P , durch den die aufeinander senkrecht stehenden Knotenlinien gehen. Das Ergebnis dieser Untersuchung ist einigermaßen mit den Beobachtungen zu vereinbaren. Fig. 14 zeigt noch einmal die Beobachtungen, wie sie in Fig. 2 dargestellt sind, außerdem sind die beiden Knotenlinien der Fig. 13 eingezeichnet.

Die Beobachtungen stimmen außerhalb des Kreises ($\Delta > 220$ km), der nicht wieder eingezeichnet ist, bis auf zwei Pfeile (9, 12) mit den geforderten Richtungen überein. Innerhalb des Kreises ist eine einzige Ausnahme (20) zu finden. Die Zahl der Abweichungen scheint etwas groß zu sein. Es soll daher hier noch einmal betont werden, daß die Auswertung der Diagramme schwierig ist. Es ist daher

durchaus möglich, daß aus dem Beobachtungsmaterial noch eine andere Zug- und Stoßverteilung herauszulesen ist.

In dem anfangs zitierten Erdbebenbericht des württembergischen statistischen Landesamtes kommt W. Hiller zu dem Resultat: Zug und Stoß verteilen sich auf zwei Gebiete mit einer Trennungslinie durch den Herd in Richtung N 30° W. Diese Abweichung ist bedingt durch die Deutung des ersten Ausschlages bei der Station Chur. Mir standen von dieser Station zwei Kontaktkopien zur Verfügung, aus denen beide Male hervorgeht, daß die Bewegung zum Herd hingerichtet ist. Überdies standen mir noch die Registrierungen der Station Neuchâtel zur Verfügung (s. Fig. 1), deren Vertikalkomponente eindeutig zeigt, daß die Bodenbewegung beim \bar{P} -Einsatz zum Herd hingerichtet ist.

Kürzlich ist die Arbeit: Die Bewegung des Erdbebens vom 8. Oktober 1930 im süddeutschen Bau von E. Kraus⁵⁾ erschienen. Diese Zusammenstellung makroseismischer Beobachtungen ergibt viele Bestätigungen der hier in dieser Arbeit ermittelten Resultate. Einige der wichtigsten Beobachtungen seien hier zitiert:

„Es läßt sich somit für unsere Erdbebenlinie sehr wohl eine, wenn auch unter dem Talschutt begrabene tektonische Störung verantwortlich machen, die neu in Bewegung kam.“

„Die zusammenhängendste Zone mit der Stärke über 7 liegt gewiß auf einer WSW—ONO verlaufenden Linie.“ Diese von Kraus angegebene Richtung der Bruchlinie stimmt weitgehend auch mit der in dieser Arbeit ermittelten überein.

„Die Richtung der Bodenbewegung ging von NNW zu SSO.“ Auch hier stimmen wieder die vom Verfasser gemachten seismischen Beobachtungen (Fig. 2) vollkommen mit den makroseismischen überein.

Die Anregung zur Bearbeitung dieses Bebens gab Herr Prof. Dr. Angenheister. Ihm und Herrn Dr. Jung danke ich für mancherlei Ratschläge.

Literatur

¹⁾ W. Hiller, Seismischer Bericht der württembergischen Erdbebenwarten. Anhang S. 4 und 5, Jahrg. 1931.

²⁾ M. Hasegawa, Die erste Bewegung bei einem Erdbeben. Gerlands Beitr. z. Geophys. 27, 104.

³⁾ Derselbe, ebenda S. 110.

⁴⁾ Derselbe, ebenda S. 106—107.

⁵⁾ E. Kraus, Die Bewegung des Erdbebens im süddeutschen Bau.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, 30. Januar 1933.

Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen

IX. Versuche über Boden- und Gebäudeschwingungen

Von **A. Ramspeck**, Göttingen — (Mit 14 Abbildungen)

Es wird gezeigt, wie man aus Amplitude und Periode einer Bodenschwingung die Amplitude der durch sie angeregten Schwingung eines Gebäudes berechnen kann, wenn die Vergrößerungsfunktion dieses Gebäudes bekannt ist. Eine einfache Methode der Abschätzung der infolge der Schwingung in einem Gebäude entstehenden Spannungen wird versuchsweise eingeführt und an Erdbebenerfahrungen geprüft. Zum Schluß werden verschiedene Verfahren für die experimentelle Bestimmung der Vergrößerungsfunktion eines Gebäudes beschrieben.

I. Zusammenhang zwischen Boden- und Gebäudeschwingungen. Gebäudeschäden, die infolge einer Bodenerschütterung auftreten, entstehen meist dadurch, daß das Gebäude unter dem Einfluß der Erschütterung selbst in Schwingung gerät.

Wirken auf ein Gebäude horizontale Bodenbewegungen ein, so bleiben infolge ihrer Trägheit die oberen Teile des Gebäudes in ihrer Bewegung gegenüber dem Boden zurück. Das Gebäude wird also infolge der Schwingung verformt. Durch jede Verformung entstehen innere Spannungen in seinen Mauern; diese inneren Spannungen können so groß werden, daß das Gebäude schließlich beschädigt oder zerstört wird.

Die Untersuchung, ob eine Erschütterung für ein Gebäude schädlich ist oder nicht, läuft also darauf hinaus, die inneren Spannungen zu bestimmen, die in den Mauern des Gebäudes infolge der Erschütterung entstehen.

Im folgenden soll gezeigt werden, wie man diese Spannungen unter gewissen vereinfachenden Annahmen angenähert berechnen kann, wenn die Amplitude und Periode der Bodenbewegung und bestimmte Konstanten des Gebäudes bekannt sind.

Ein vollkommen starres Gebäude, das starr mit dem Untergrund verbunden ist, würde in allen seinen Teilen jede Bodenbewegung in der gleichen Weise mitmachen; es würde also nicht verformt, könnte daher von keiner, wie auch immer gearteten Bodenbewegung beschädigt werden (solange die Wellenlänge der Bodenbewegung groß ist gegen die Dimensionen des Hauses).

Ein Beispiel für ein als nahezu starr anzusehendes Gebäude gibt K. Suyehiro (Proc. Am. Soc. Civ. Eng., Mai 1932); das Earthquake Research Institute, Tokio, bewegte sich während eines Erdbebens in derselben Weise wie der Boden in seiner Umgebung.

Ein nicht vollkommen starres Gebäude wird unter dem Einfluß irgendwelcher Bodenbewegung zu Schwingungen angeregt. Ist dabei die Bodenbewegung ein kurzer Stoß, so schwingt das Gebäude in seiner Eigenperiode, und seine Schwingung klingt dann vermöge seiner Dämpfung allmählich ab. Ist eine sinusförmige Bodenbewegung einmal vorhanden, so führt das Gebäude nur erzwungene Schwingungen von der Periode der Bodenschwingung aus. Die Amplitude der Gebäudeschwingung wird jedoch im allgemeinen von der Bodenamplitude verschieden sein. Der Quotient Hausamplitude/Bodenamplitude hängt dabei von dem Verhältnis der Periode der Bodenbewegung zu der Eigenperiode des Gebäudes ab. Ferner hängt dieser Quotient aber noch ab von der Dämpfung des Gebäudes und — wie wir später sehen werden — von einer Funktion, die sich mit der Höhe über dem Boden, in der die Hausamplitude gemessen wird, ändert.

Im allgemeinen nimmt die Gebäudeamplitude mit der Höhe zu (Angenheister u. Schneider, Zeitschr. f. techn. Phys. 1928; Wittig, Zentralbl. d. Bauwesens 1926; Mintrop, Diss. Göttingen 1910; u. a.). Einen Fall, in dem die Amplitude im 5. Stock kleiner war als im Erdgeschoß, erwähnt Wittig (Zentralbl. d. Bauwesens, 1926).

Schon daraus sieht man, daß die schädigende Wirkung einer Bodenbewegung keineswegs aus der Bodenperiode und Bodenamplitude allein abgelesen werden kann. Die Wirkung einer und derselben Bodenbewegung auf verschiedene Gebäude kann ganz verschiedener Art sein.

Wir wollen nun einige Einschränkungen machen. Zunächst sollen nur horizontale Bodenbewegungen untersucht werden.

Gegenüber vertikalen Bodenschwingungen verhalten sich Gebäude im allgemeinen wie starre Körper, d. h. die Amplitude vertikaler Bewegungen ist in allen Stockwerken dieselbe. Wo einmal eine vertikale Bodenbewegung vergrößert erscheint (Steinheil, Diss. München 1931; Galitzin, CR. 1910), liegt der Verdacht nahe, daß die Bodenperiode in der Nähe der Eigenperiode des Fußbodens gelegen hat, auf dem der Seismograph stand. Das Gebäude als Ganzes kann keine Eigenperiode in vertikaler Richtung besitzen, wenn man von Longitudinalschwingungen absieht.

Ferner soll nur das Gebäude als Ganzes betrachtet werden. Wenn hier von der Eigenperiode des Gebäudes die Rede ist, so ist damit die Eigenperiode gemeint, die dem Gebäude als einheitlich schwingendem Körper zukommt.

Natürlich haben jeder Fußboden, jeder Balken, jede Wand ihre Eigenperiode. Von diesen soll aber hier abgesehen werden.

Außerdem sollen Kippschwingungen, wie sie durch die Nachgiebigkeit des Baugrundes entstehen (E. Rausch, „Richtige und fehlerhafte Maschinen Gründungen“, Zeitschr. d. V. d. I. 75, 1069—1137, 1931, u. a.), hier nicht berücksichtigt werden.

Endlich sollen die Wirkungen, die eine Bodenerschütterung an einem Gebäude hervorbringt, nur soweit betrachtet werden, als sie infolge der Schwingung des Gebäudes als Ganzes an seinen Mauern eintreten. Wirkungen an Einzelteilen, wie Türmen, Erkern usw., sollen unberücksichtigt bleiben.

Wir denken uns nun ein einfaches Haus mit rechteckigem Grundriß, bestehend aus vier ebenen Seitenwänden und einem Dach. Parallel einer Grundrißseite

laufe die X-Achse eines Koordinatensystems, senkrecht nach oben die Y-Achse. Seine Eigenperiode sei für Schwingungen parallel der X-Achse T_0 , sein Dämpfungsverhältnis ε . An Stelle des Dämpfungsverhältnisses betrachten wir in Zukunft den Dämpfungsgrad ϱ ,

$$\varrho = \frac{\log_{10}^2 \varepsilon}{1.9 + \log_{10}^2 \varepsilon} = \frac{T_0}{2\pi\tau} \dots \dots \dots (1)$$

worin τ die Relaxationszeit bedeutet.

Auf dieses Haus wirke eine sinusförmige Bodenbewegung parallel der x -Richtung von der Periode T und der maximalen Amplitude A , $x = A \sin \frac{2}{T} \pi t$. Durch sie wird das Haus angeregt zu erzwungenen Schwingungen von der Form

$$x = A \cdot \mathfrak{B} \cdot \sin \frac{2}{T} \pi (t + \delta) \dots \dots \dots (2)$$

Dabei verstehen wir unter „Amplitude der Bodenschwingung“ die Verschiebung eines Bodenteilchens in der x -Richtung gegenüber einem im Raum

festen Koordinatensystem, unter „Amplitude der Gebäudeschwingung“ dagegen die Verschiebung eines Gebäudeelementes in der x -Richtung gegenüber einem vom Boden mitgenommenen Koordinatensystem. Die Amplitude der Gebäudeschwingung ist dann abhängig von der Höhe über dem Boden, in der sie gemessen wird (s. Fig. 1).

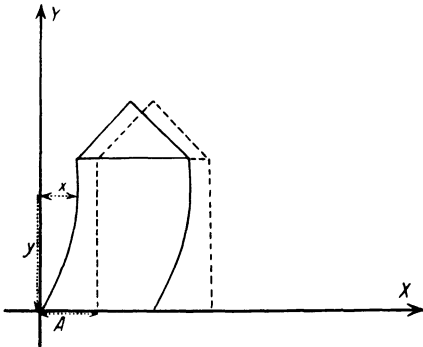


Fig. 1

Der größte seitliche Ausschlag eines Gebäudeteilchens während einer Schwingung gegenüber einem in der Ruhelage senkrecht unter ihm liegenden Punkte des Fundamentes beträgt also

$$x_{\max} = A \cdot \mathfrak{B} \dots \dots \dots (3)$$

Dabei ist \mathfrak{B} abhängig vom Dämpfungsgrad ϱ , dem Verhältnis der Bodenperiode zur Eigenperiode des Hauses und der Höhe y über dem Boden, in der die Gebäudeschwingung beobachtet wurde.

Ist \mathfrak{B} für irgendeine Höhe y in dem Gebäude bekannt, und ist ferner das Gesetz bekannt, nach dem sich \mathfrak{B} mit der Höhe ändert, etwa

$$\mathfrak{B} = \mathfrak{B}' \cdot f(y) \dots \dots \dots (3a)$$

wo \mathfrak{B}' eine von y unabhängige Funktion ist, so lassen sich für jedes y die Amplituden und damit auch die inneren Spannungen berechnen.

Im allgemeinen wird dieses Gesetz aber nicht bekannt sein, da die Schwingungsform eines Gebäudes zu kompliziert ist, um durch einen einfachen mathematischen

Ausdruck darstellbar zu sein. Man ist daher gezwungen, über die Funktion $f(y)$ gewisse Voraussetzungen zu machen, etwa indem man annimmt, daß das Gebäude schwingt wie ein einseitig geklemmter Stab oder wie ein Rahmen*) o. ä.

Die einfachste derartiger Annahmen ist, daß das Gebäude reine Scherschwingungen ausführt, daß also die zur x -Richtung senkrechten Seitenwände während der Schwingung dauernd Ebenen bleiben und nur ihre Neigung gegen die Y -Achse ändern (Fig. 2).

Dann kann man das Gebäude auffassen als ein umgekehrtes Pendel. Aus der Theorie der Seismographen folgt dann

$$\mathfrak{B} = \frac{v(y)}{\sqrt{\left(1 - \left(\frac{T}{T_0}\right)^2\right)^2 + 4\varrho \left(\frac{T}{T_0}\right)^2}} \dots \dots \dots (4)$$

wo

$$v(y) = \frac{y}{h_0}$$

und h_0 die Höhe des Schwingungsmittelpunktes über dem Boden ist. Die Formel (4) gilt strenggenommen nur für einen unbeschränkten Wellenzug von konstanter Amplitude und Periode. Um Formel (4) anwenden zu können, wird man sich daher in der Praxis auf die Untersuchung möglichst stationärer Schwingungen zu beschränken haben.

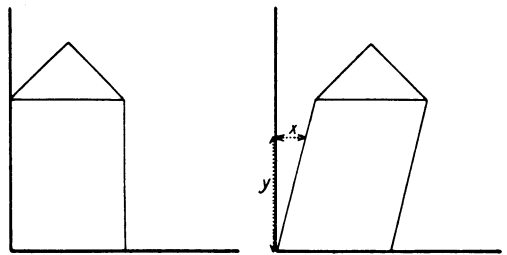


Fig. 2
Scherschwingungen eines Hauses

Die in den Mauern des Gebäudes entstehenden inneren Spannungen K sind in diesem Falle reine Schubspannungen, die den Amplituden proportional sind:

$$K = G \cdot x/y, \dots \dots \dots (5)$$

wo G der Schubmodul des Baumaterials ist.

Zunächst muß festgestellt werden, ob die unter der Annahme reiner Scherschwingungen errechneten Spannungen nicht wesentlich kleiner sind als die bei einer anderen Schwingungsform zu erwartenden. Wir wollen sie vergleichen mit den Spannungen, die entstehen würden, wenn die Mauern des Gebäudes schwingen würden wie einseitig geklemmte Stäbe.

Es läßt sich zeigen, daß im Falle der Stabschwingung die entstehenden Schubspannungen größer sind als die Druck- und Zugspannungen. Da nun die Schubfestigkeit der gebräuchlichen Baumaterialien ungefähr ebenso groß ist wie die Zugfestigkeit und wesentlich kleiner als die Druckfestigkeit (Hütte I), so genügt es, die Schubspannungen der Stabschwingung mit denen der Scherschwingung zu vergleichen.

*) T. Taniguti, Proc. of World Eng. Congr. VIII, Tokio.

J. N. LeConte und J. E. Younger (Bull. Seism. Soc. of the Stanford Univ. March 1932) haben die Schubspannungen für einen einseitig geklemmten Stab berechnet, die unter dem Einfluß erzwungener Schwingungen verschiedener Perioden in einzelnen Teilen des schwingenden Stabes entstehen. Aus der von den Verfassern aufgestellten Tabelle läßt sich erkennen, daß die entstehenden Schubspannungen bei reinen Scherschwingungen der Mauern sicher nicht kleiner sind als die durch Stabschwingungen der Mauern verursachten, solange die Periode sich nur um 50% von der Eigenperiode unterscheidet.

Um überhaupt zu einem handlichen Maß der Schädlichkeit von Bodenschwingungen ganz beliebiger Periode für ein bestimmtes Gebäude zu gelangen, wollen wir im folgenden die durch die Schwingung verursachten inneren Spannungen unter der Annahme berechnen, daß das Gebäude reine Scherschwingungen ausführt. Wir wollen dann versuchsweise diejenige Bodenschwingung als „schädlich“ für das betreffende Gebäude bezeichnen, bei der die so errechneten Spannungen die Festigkeitsgrenze des Baumaterials überschreiten. Die erreichte Annäherung an die Wirklichkeit kann natürlich nur ganz roh sein. Wir werden aber später an einem Beispiel zeigen, daß wenigstens größenordnungsmäßige Übereinstimmung besteht zwischen den so als „schädlich“ für ein bestimmtes Gebäude errechneten Bodenschwingungen mit den aus der Erdbebenerfahrung als schädlich für Gebäude ähnlicher Bauart bekannten Bodenschwingungen, sofern die Periode der Bodenschwingung ungefähr ebenso groß ist wie die Periode der zerstörenden Erdbebenschwingungen.

II. Zerstörende Bodenamplitude und Beschleunigung; Erfahrung an Erdbeben. Formel (5) liefert die bei einer bestimmten Amplitude x entstehenden Schubspannungen. Umgekehrt kann man auch ausdrücken, wie groß die Gebäudeamplitude in einer gewissen Höhe y sein muß, damit die Schubspannung ein bestimmtes Maß erreicht. Ist so K_s die Schubfestigkeit des Baumaterials, so ist die Gebäudeamplitude, bei der das Baumaterial bis zu seiner Schubfestigkeitsgrenze beansprucht wird, gegeben durch

$$x_s = K_s \cdot y/G \dots \dots \dots (6)$$

Erreicht die Gebäudeamplitude diesen Wert, so wird das Baumaterial des Gebäudes zerstört, das Gebäude also beschädigt.

Dabei gilt Formel (6) sowohl für einmalige wie für Dauerbeanspruchung. Bei Dauerbeanspruchung ist für K_s ein entsprechend kleinerer Wert einzusetzen, der der Ermüdung des Materials Rechnung trägt.

Eine Bodenbewegung wird also dann ein Gebäude beschädigen, wenn die durch sie angeregten Amplituden der Gebäudeschwingung so groß werden, daß die Schubfestigkeit des Baumaterials überschritten wird. Die Größe der Gebäudeamplitude läßt sich aus der Bodenamplitude und -periode berechnen, wenn die Funktion \mathfrak{B} für das betreffende Gebäude bekannt ist.

Bevor wir nun die Methoden angeben, nach denen \mathfrak{B} experimentell bestimmt werden kann, wollen wir an einem Beispiel zeigen, welche Bodenamplituden bei verschiedenen Perioden für ein Haus von bekanntem \mathfrak{B} zerstörend wirken würden.

Für ein etwa 10 m hohes, dreistöckiges Fachwerkhaus war \mathfrak{B} experimentell bestimmt worden, und es hatte sich ergeben:

$$\begin{aligned} T_0 &= 0.32 \text{ sec} \\ \rho &= 1.12 \cdot 10^{-3} \text{ [s. Formel (1) u. (4)]} \\ \text{(oder } \varepsilon &= 1.11 : 1) \\ v(y) &= 1.80 \text{ für } y = 7.5 \text{ m.} \end{aligned}$$

Die Schubfestigkeit des Mauerwerks der Rahmenfüllungen beträgt etwa 10 kg/cm², der Schubmodul $G = 55\,000 \text{ kg/cm}^2$ (Hütte I.). Nach Formel (6) wird das Mauerwerk in den Rahmen bis zu seiner Schubfestigkeit beansprucht, wenn die Gebäudeamplitude in 7.5 m Höhe den Wert erreicht:

$$x_s = \frac{10 \cdot 750}{55\,000} = 0.136 \text{ cm} = 1.36 \text{ mm} \dots \dots (7)$$

Damit diese Gebäudeamplitude entsteht, müßte die Bodenamplitude die Größe haben:

$$A(T) = \frac{1.36}{\mathfrak{B}(T)} \dots \dots \dots (8)$$

wo T die Bodenperiode ist. Aus Formel (8) ergibt sich mit Hilfe des nach (4) berechneten \mathfrak{B} folgende Tabelle:

Bodenperiode	Zerstörende Bodenamplitude
0.01 sec	0.75 mm
0.1	0.68
0.32 (Resonanz!)	0.053
0.5	1.09
1.0	6.65
5.0	184.0
10.0	750.0

Wenn die Annahme einfacher Scherschwingungen eine zulässige Annäherung darstellt, d. h. wenn \mathfrak{B} in der Form (4) dargestellt und die Spannungen nach (5) berechnet werden dürfen, dann muß diese Tabelle mit den Erfahrungen aus der Praxis übereinstimmen. Sie muß insbesondere durch die Erfahrungen, die man bei Erdbeben gemacht hat, bestätigt werden. Um dieses nachzuprüfen, rechnen wir für die in der Tabelle enthaltenen Perioden und Amplituden die Bodenbeschleunigungen aus, da man diese in der Erdbebenpraxis meistens als Maß der Bodenerschütterung verwendet. So ergibt sich:

Bodenperiode	Zerstörende Bodenbeschleunigung
0.01 sec	300000 mm/sec ²
0.1	2700
0.32 (Resonanz!)	22
0.5	175
1.0	266
5.0	295
10.0	300

Die zerstörenden Wirkungen von Erdbeben treten auf bei Bodenperioden von etwa 0.5 bis 2.0 sec. Für diese Perioden gibt unsere Tabelle als zerstörende Bodenbeschleunigung an: im Mittel rund 250 mm/sec².

Nach der Mercalli-Cancanischen Erdbebenskale entspricht eine solche Bodenbeschleunigung einem „Erdbeben VIII. Grades“. Als Wirkung eines solchen Erdbebens, bei dem die Bodenbeschleunigung 250 mm/sec² beträgt, gibt A. Sieberg an:

„Häuser europäischer Bauart werden trotz solider Konstruktion schwer beschädigt durch klaffende Risse im Mauerwerk . . . Bei Fachwerkbauten fällt die Rahmenfüllung größtenteils heraus . . .“

Das sind aber gerade die Wirkungen, die bei Überschreitung der Festigkeitsgrenze des Mauerwerks zu erwarten sind. Demnach dürfen unsere vereinfachenden Annahmen als zulässig angesehen werden.

Aus der Tabelle folgt ferner, daß es sinnlos ist, als Maß der Erschütterungswirkung — etwa des Straßenverkehrs — die Bodenbeschleunigung einzuführen. Die Wirkung einer Bodenerschütterung auf ein Gebäude hängt eben nicht nur von der Amplitude und Periode der Bodenbewegung ab, sondern auch von der Größe der Funktion \mathfrak{B} für das betreffende Gebäude, und diese Funktion ist für verschiedene Gebäude verschieden!

Tatsächlich sind aus der Literatur mehrere Fälle bekannt (Wittig, Seismometrische Mess. d. Verk.-Ersch. v. Gebäuden, Zentralbl. f. d. Bauw. 1926; Hempel, Schwingungsfernwirkung eines Dieselmotors, Bauing. 1927; W. Bretzke, Resonanzschwingungen von Gebäuden, Schalltechnik 4, 1931), wo durch eine Maschine einzelne Häuser innerhalb eines — zuweilen mehrere hundert Meter vom Maschinenstandort entfernten — Häuserblocks zu kräftigen Schwingungen angeregt wurden, während in den Nachbarhäusern die Erschütterung nicht einmal zu spüren war.

III. Experimentelle Bestimmung der Vergrößerungsfunktion \mathfrak{B} eines Gebäudes. Es soll nun ein Verfahren beschrieben werden, nach dem man die Funktion \mathfrak{B} experimentell bestimmen kann. Zur Berechnung von \mathfrak{B} für eine bestimmte Höhe y_0 über dem Boden genügt die Kenntnis der drei Größen T_0 , ρ und $v(y)_{y=y_0}$; sind diese Größen bekannt, so kann \mathfrak{B} nach (4) für jede Periode T berechnet werden.

Die Eigenperiode und der Dämpfungsgrad des Gebäudes lassen sich aus seiner Resonanzkurve ablesen. Die Resonanzkurve findet man am einfachsten mit Hilfe des Schwungradverfahrens, das R. Köhler*) für die Prüfung von Seismographen angegeben hat. Für Fachwerkbauten und andere schwach gedämpfte Gebäude wurde von F. Gerecke und mir als anregendes Schwungrad das Vorderrad eines Fahrrades benutzt, an dessen Peripherie ein kleines Eisenstück vom Gewicht 0.23 kg angebracht war. Dieses Rad genügte, um maximale Gebäudeamplituden von etwa 30 μ anzuregen. Es wurde im Gebälk des zu untersuchenden Hauses parallel einer der Grundrißseiten angeschraubt und durch Schnurzug in Rotation versetzt. Beim Auslaufen durchlief es dann einen gewissen Periodenbereich und regte das Haus dabei zu Horizontalschwingungen

*) Zeitschr. f. Geophys. 8, 75—84 (1932).

von kontinuierlich zunehmender Periode an. Die Gebäudeschwingungen wurden von Horizontalseismographen aufgezeichnet, die in möglichst großer Höhe über dem Fundament (meistens im Dachgeschoß) aufgestellt waren. Durchlief das Rad die Eigenperiode des Gebäudes, so wuchsen die Amplituden der Gebäudeschwingung stark an. Aus dem Perioden-Amplitudendiagramm — der Resonanzkurve — konnte dann die Größe der Eigenperiode direkt abgelesen werden.

Die so erhaltenen Resonanzkurven waren reproduzierbar; sie konnten in der gleichen Weise mit Hilfe von Seismographen ganz verschiedener Konstruktion erhalten werden, vorausgesetzt, daß diese Seismographen vorher auf einem Schütteltisch sorgfältig geprüft und ihre Konstanten genau bekannt waren.

Außer der Eigenperiode ließ sich aus den Resonanzkurven auch das Dämpfungsverhältnis bzw. der Dämpfungsgrad in der von R. Köhler*) angegebenen Weise bestimmen.

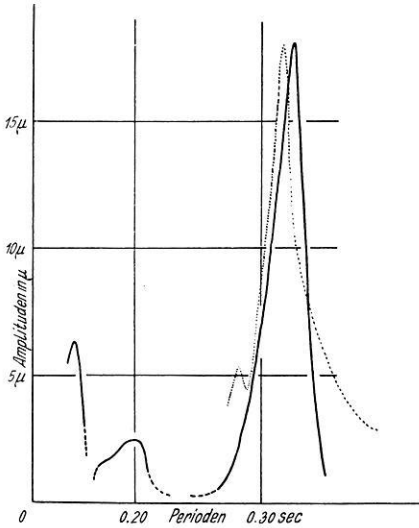


Fig. 3 a

Fig. 3 a. Resonanzkurve des Hauses „R“, aufgenommen im Dachgeschoß parallel der Straßenfront des Hauses. Anregung durch Schwungrad (... Resonanzkurve bei Anregung durch Maschine zum Vergleich)

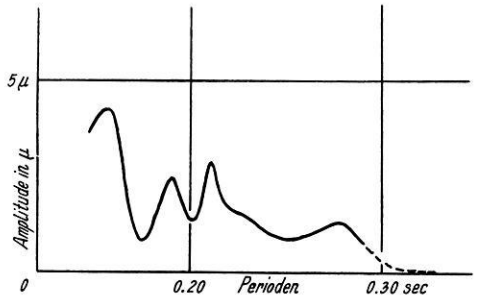


Fig. 3 b

Fig. 3 b. Resonanzkurve des Hauses „R“, senkrecht zur Straßenfront, Anregung durch Schwungrad

Die Fig. 3 und 4 zeigen solche Resonanzkurven zweier verschiedener Häuser, und zwar jedesmal parallel den beiden Hauptschwingungsrichtungen, d. h. parallel den beiden Grundrißseiten.

Fig. 3 a und 3 b stellen die beiden Resonanzkurven des Hauses „R“, Fig. 4 a und 4 b des Hauses „M“ dar.

Haus „R“ ist ein dreistöckiges Fachwerkhäus, in dessen Dachgeschoß die Seismographen aufgestellt wurden. Das Haus ist etwa 10 m hoch; der Standort der Seismographen lag 7.5 m über dem Straßenniveau. An einer Seite ist dieses

*) R. Köhler, l. c.

Haus durch einen niederen Anbau mit dem Vorderhaus verbunden; an den übrigen drei Seiten steht es frei. Fig. 3 a zeigt die Resonanzkurve parallel der Seite, an die sich der Anbau anschließt, Fig. 3 b die Resonanzkurve senkrecht zu ihr.

Haus „M“ ist ein hallenartiges, einstöckiges Fachwerkhäus. Über der Mitte seiner Breitseite befindet sich eine Dachkammer, in der die Seismographen aufgestellt waren. Fig. 4 a zeigt die Resonanzkurve parallel seiner längeren, Fig. 4 b die parallel seiner kürzeren Grundrißseite.

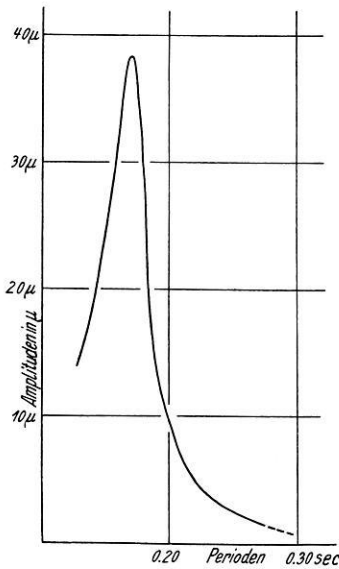


Fig. 4 a. Resonanzkurve des Hauses „M“, aufgenommen im Dachzimmer parallel der Längswand des Hauses. Anregung durch Schwungrad

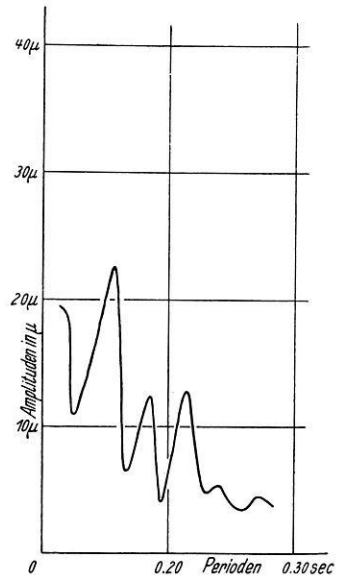


Fig. 4 b Resonanzkurve des Hauses „M“, parallel der Schmalwand, Anregung durch Schwungrad

Im Falle der Fig. 3 a und 4 a lag die Eigenperiode innerhalb des vom Schwungrad durchlaufenen Periodenbereiches, im Falle der Fig. 3 b und 4 b außerhalb. Um die Eigenperiode in den beiden letzteren Fällen zu finden, hätte man also die anfängliche Rotationsgeschwindigkeit des Schwungrades erhöhen müssen (was bei Verwendung eines Motors als Antrieb des Rades leicht zu erreichen ist). Da es aber hier nur darauf ankommt, das Prinzip des Verfahrens darzustellen, wurde davon abgesehen. Zu beachten ist, daß die Resonanzkurven eines Gebäudes in den beiden Hauptschwingungsrichtungen keineswegs einander gleich sind. Das ist bei einem nicht quadratischen Grundriß auch so zu erwarten. Im folgenden wollen wir uns auf die Betrachtung der Fig. 3 a und 4 a beschränken.

Fig. 3 a, die Resonanzkurve des dreistöckigen Hauses „R“, zeigt eine Eigenperiode des Hauses bei 0.32 sec an; das stimmt überein mit der Überschlagsregel,

nach der ein normales, freistehendes Haus von n Stockwerken eine Eigenperiode von rund $0.1 : n$ sec haben soll. Es bleibt aber noch zu beweisen, daß die Schwungradmethode wirklich die Eigenperiode des Gebäudes als Ganzes liefert und nicht nur die eines Einzelteiles. Als solche Einzelteile kommen hier hauptsächlich in Frage das Gebälk, an dem das Rad befestigt ist, und der Fußboden, der den Seismographen trägt. Die Eigenschwingung des Fußbodens läßt sich auf einfache Weise durch leichtes Klopfen oder Auftreten auf den Boden bestimmen. Sie ergab sich in diesem Falle zu 0.031 sec, lag also weit außerhalb des vom Schwungrad durchlaufenen Bereiches. Die Eigenschwingung des Gebälks könnte man dadurch eliminieren, daß man das Rad nacheinander an verschiedenen Stellen des Gebälks anbringt und jedesmal die Resonanzkurve bestimmt. Die Eigenperiode des Hauses muß sich dann als Maximum in allen Resonanzkurven wiederfinden. Aus technischen Gründen war es in diesem Hause nicht möglich, verschiedene Befestigungsstellen für das Rad zu wählen. Der Beweis, daß das Maximum in der Resonanzkurve tatsächlich der Eigenschwingung des Hauses entspricht, wurde hier erbracht, indem die Resonanzkurve noch einmal nach einem anderen Verfahren aufgenommen wurde.

In etwa 300 m Entfernung von dem Hause „R“ lief eine schwere Maschine, die den Untergrund zu kräftigen Horizontalschwingungen anregte. Beim Auslaufen durchlief diese Maschine einen Periodenbereich von etwa 0.28 bis 0.5 sec. Die Boden- und Gebäudeamplituden, die von der Maschine angeregt wurden, sind in Fig. 5 als Funktionen der Perioden dargestellt.

Fig. 5 zeigt ein ausgeprägtes Amplitudenmaximum der Gebäudeschwingung bei einer Periode von 0.32 sec. In Fig. 3a ist die bei Anregung durch die Maschine gewonnene Resonanzkurve über die nach dem Schwungradverfahren erhaltene gezeichnet. Zwecks besseren Vergleichs sind die beiden Kurven auf denselben Amplitudenmaßstab gebracht.

Resonanzkurven von Gebäuden sind mit Hilfe von Maschinenschwingungen schon häufig aufgenommen worden, so von W. Bretzke (Schalltechnik 1931), W. Hempel (Bauingenieur 1927), H. Reiher (Zeitschr. d. V. d. I. 1930) u. a. Es ist auch bekannt, daß sich die Eigenperiode von Gebäuden in solchen Resonanzkurven deutlich ausdrückt.

Das untersuchte Haus „R“ hat demnach eine Eigenperiode von 0.32 sec. Aus den nach beiden Methoden gewonnenen Resonanzkurven findet man ferner das Dämpfungsverhältnis $\varepsilon = 1.11 : 1$ oder den Dämpfungsgrad $\rho = 1.12 \cdot 10^{-3}$. In solchen Fällen, in denen die Anregung der Boden- und Gebäudeschwingung gleichzeitig durch eine Maschine erfolgt, läßt sich die Vergrößerungsfunktion \mathfrak{B} auch direkt bestimmen. Werden nämlich die von der Maschine angeregten Schwingungen von zwei Horizontalseismographen gleichzeitig im Keller und Dachgeschoß des Gebäudes aufgezeichnet (wobei natürlich beide Seismographen parallel derselben Grundrißseite des Gebäudes orientiert sein müssen!), so gibt der Quotient Hausamplitude/Bodenamplitude für jede Periode den Wert der Funktion \mathfrak{B} für das betreffende y direkt an [vgl. Formel (3)]. Bildet man diesen Quotienten aus den Amplituden, die in Fig. 5 dargestellt sind, so erhält man für jede Periode den

Wert der Funktion \mathfrak{B} . Fig. 6 zeigt \mathfrak{B} als Funktion der Periode für das Haus „R“ innerhalb des von der Maschine durchlaufenen Periodenbereiches.

Die bei der gleichzeitigen Aufnahme von Boden- und Gebäudeschwingungen hier verwendeten Horizontalseismographen waren nach Angaben von G. Angenheister gebaut und von gleichartiger Konstruktion. Ihre Vergrößerungskurven wurden vor jeder Aufnahme auf dem Schütteltisch bestimmt*).

Damit ist die für das Haus „R“ gestellte Aufgabe für den Periodenbereich 0.28 bis 0.5 sec völlig gelöst. Denn wenn die Funktion \mathfrak{B} für einen gewissen Periodenbereich bekannt ist, kann die Wirkung einer jeden Bodenbewegung

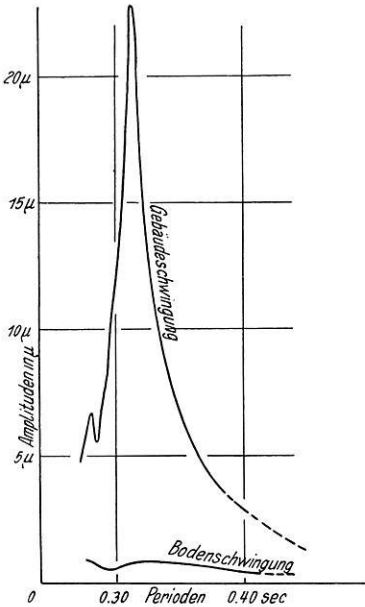


Fig. 5. Vergleich von Boden- und Gebäudeamplituden bei Anregung des Hauses „R“ durch eine 300m entfernte Maschine. Boden- und Gebäudeschwingung parallel der Straßenfront des Hauses

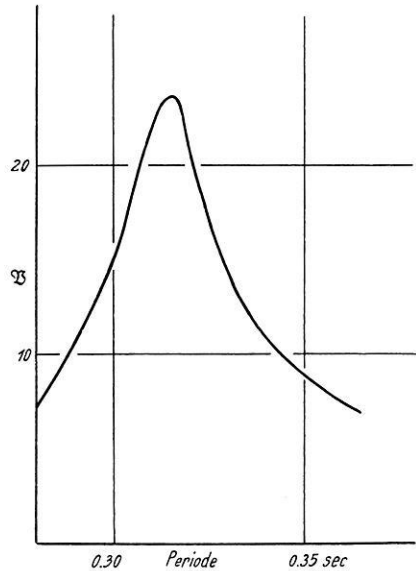


Fig. 6. Darstellung der Funktion \mathfrak{B} für das Dachgeschoß des Hauses „R“ und für Horizontalschwingungen parallel der Straßenfront dieses Hauses: 7.5 m über dem Straßenniveau

innerhalb dieses Bereiches auf das Haus sofort bestimmt werden. Hätte das Haus keine weitere Eigenperioden als diese eine von 0.32 sec, so wäre überhaupt die Funktion \mathfrak{B} für alle Perioden von 0 bis ∞ damit bekannt. Man muß aber stets mit der Möglichkeit von Oberschwingungen rechnen, kann daher die Funktion \mathfrak{B} immer nur für einen gewissen Periodenbereich angeben.

Die Resonanzkurve des Hauses „M“ ist in Fig. 4a wiedergegeben. Diese Kurve zeigt ein ausgeprägtes Maximum bei 0.17 sec. Auch hier ist wieder der

*) Siehe A. Ramspeck, Zeitschr. f. Geophys. 8, 71—74 (1932).

Beweis zu führen, daß dieses Maximum der Eigenperiode des Hauses entspricht. Eine Maschine zur Anregung wie beim Haus „R“ stand hier nicht zur Verfügung. Der Beweis ließ sich aber auf andere Weise erbringen.

Die Dämpfung dieses Hauses ist sehr gering, denn aus der Resonanzkurve folgt ein Dämpfungsgrad $\rho = 0.016$. K. Suyehiro*) hat das Verhalten von Gebäuden verschieden starker Dämpfung während eines Erdbebens beschrieben und festgestellt, daß Gebäude geringer Dämpfung hauptsächlich in ihrer Eigenperiode schwingen, wenn sie durch die unregelmäßigen Stöße eines Erdbebens in Schwingung versetzt werden.

Fig. 7 a
Aufgenommen in Straßenniveau

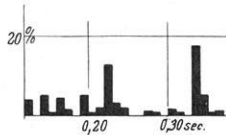


Fig. 7 b
Aufgenommen im Dachzimmer.
... Resonanzkurve des Hauses

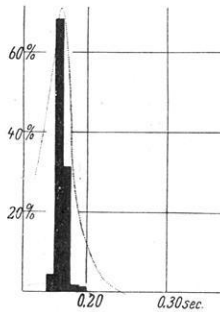


Fig. 7a und 7b. Schematische Darstellung der Häufigkeit, mit der einzelne Perioden in der Mikro-seismik vorkommen, dargestellt in Prozenten der Gesamtzahl der ausgezählten Perioden. Haus „M“

K. Suyehiro schreibt: „It will thus be seen that, so far as rigid buildings are concerned, a building not provided with ample rigidity has less damping against vibrations and, consequently, its own free vibration predominates under the action of earthquakes having irregular motions“.

Nun ist die natürliche Bodenunruhe nichts anderes als ein sehr schwaches Beben der obersten Schichten der Erdrinde. Wird also ein schwach gedämpftes Gebäude durch die natürliche Bodenunruhe angeregt, so muß in dem Seismogramm seiner Schwingungen seine Eigenperiode viel öfter vorkommen als alle anderen Perioden. Zählt man die Perioden in den Seismogrammen aus und trägt man die Zahl, die angibt, wie oft jede Periode in dem Seismogramm vorkommt, als Ordinate zu dieser Periode auf, so muß in dieser Periodenhäufigkeitskurve des Gebäudes die Eigenperiode des Gebäudes durch ein deutliches Maximum gekennzeichnet werden.

In Fig. 7 b liegt bei der Periode 0.17 sec ein sehr ausgeprägtes Maximum, während in der Periodenhäufigkeitskurve des Bodens, Fig. 7 a, diese Periode keineswegs bevorzugt ist. Dies ist nur dadurch zu erklären, daß die Periode von 0.17 sec eine Eigenperiode des Hauses ist.

*) Proc. Am. Soc. Civ. Eng., May 1932, p. 97.

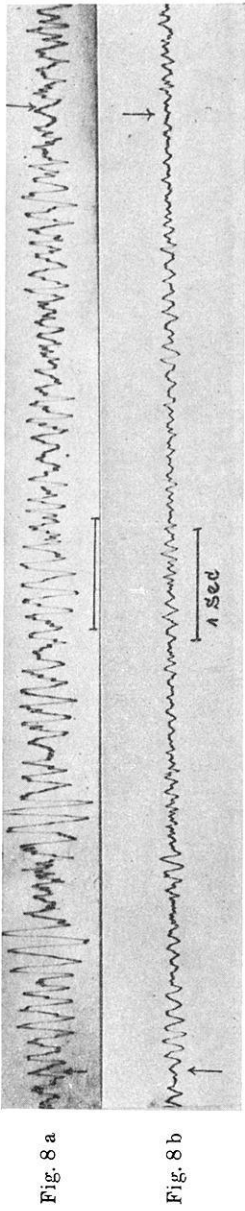


Fig. 8. Seismogramme der Bodenunruhe, aufgenommen im Dachzimmer (Fig. 8 a) und zu ebener Erde (Fig. 8 b) des Hauses „M“ (einstöckiges, hallenartiges Fachwerkhaus). Die Pfeile bezeichnen gleiche Zeitpunkte.

Für die Periode 0.15 sec verhalten sich die Vergrößerungen der Seismographen H_1 (Dachgeschoß) und H_2 (Keller) annähernd wie 2 : 1

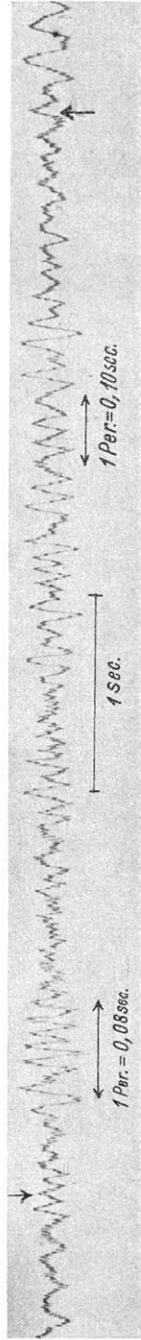


Fig. 11 a

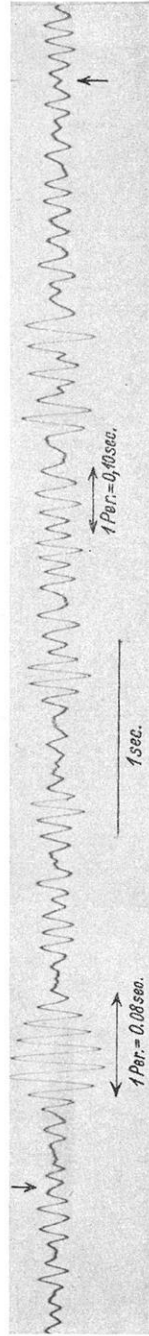


Fig. 11 b

Fig. 11 a und 11 b. Erschütterung des Hauses „E“ durch einen vorbeifahrenden Autoomnibus, registriert parallel der Straßenfront des Hauses im 2. Stock (Fig. 11 a) und im Keller (Fig. 11 b). Die Pfeile auf beiden Seismogrammen geben gleiche Zeitpunkte an

Es kommt jetzt nur noch darauf an, für den Standort des Seismographen im Hause (d. h. das Dachgeschoß) den Wert der Funktion $v(y)$ zu ermitteln. Auch dies gelingt mit Hilfe einer Registrierung der natürlichen Bodenunruhe; man registriert sie gleichzeitig im Keller und Dachgeschoß des Gebäudes. Dann bestimmt man für irgendeine zu derselben Zeit von beiden Seismographen registrierte sinusförmige Bewegung von beliebiger Periode das Amplitudenverhältnis \mathfrak{B} . Fig. 8 zeigt einen Ausschnitt aus den zu ebener Erde und im Dachzimmer des Hauses „M“ gleichzeitig aufgenommenen Seismogrammen der natürlichen Bodenunruhe. Da aus der Resonanzkurve T_0 und ϱ bekannt sind und die Periode der beobachteten Schwingung, für die man \mathfrak{B} bestimmt hat, aus dem Seismogramm abgelesen werden kann, folgt aus Formel (4) sofort $v(y)$ für das Dachgeschoß des Hauses. So wurde für das Haus „M“ gefunden:

$$\mathfrak{B}_{(T = 0.14 \text{ sec})} = 2,$$

also

$$v(y) = 0.77.$$

Für den Periodenbereich

$$T_0 \cdot (1 \pm 50\%)$$

ist die aus T_0 , ϱ und $v(y)$ berechnete Funktion in Fig. 9 dargestellt.

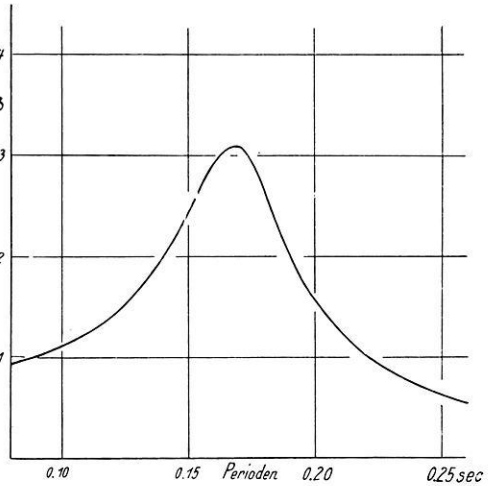


Fig 9. Darstellung der Funktion \mathfrak{B} für ein Dachzimmer des Hauses „M“ (einstöckiges, hallenartiges Fachwerkhäus)

Zuletzt soll noch ein Verfahren angegeben werden, das es ermöglicht, auch ohne die Kenntnis der Resonanzkurve die Funktion \mathfrak{B} für ein Gebäude zu bestimmen. Man registriert hierbei die natürliche Bodenunruhe gleichzeitig im Keller und in einem der oberen Stockwerke (möglichst im Dachgeschoß); durch Aufstellen der Periodenhäufigkeitskurve findet man wie im Beispiel des Hauses „M“ die Eigenperiode. Dann sucht man zwei Paar sinusförmige Schwingungen möglichst verschiedener Periode aus, die im Keller und Obergeschoß gleichzeitig registriert worden sind. Sie mögen die Perioden T_1 und T_2 und die Amplituden A'_1 und A'_2 im Keller und A''_1 und A''_2 im Obergeschoß haben.

Aus

$$\mathfrak{B}_1 = \frac{A''_1}{A'_1} = \frac{v(y)}{\sqrt{\left(1 - \left(\frac{T_1}{T_0}\right)^2\right)^2 + 4\varrho\left(\frac{T_1}{T_0}\right)^2}},$$

$$\mathfrak{B}_2 = \frac{A''_2}{A'_2} = \frac{v(y)}{\sqrt{\left(1 - \left(\frac{T_2}{T_0}\right)^2\right)^2 + 4\varrho\left(\frac{T_2}{T_0}\right)^2}}$$

folgen dann $v(y)$ und ρ . Dann läßt sich wieder \mathfrak{B} für jede Periode T berechnen.

Nach dieser Methode wurde ein dreistöckiges Eisenbetonhaus, das Haus „E“, untersucht. Fig. 10 zeigt die Periodenhäufigkeitskurven, aufgenommen im 2. Stock und im Keller dieses Hauses. Es ergibt sich eine Eigenperiode von 0.18 sec.

In Fig. 11 sind Ausschnitte aus den Seismogrammen des Straßenverkehrs im Keller und 2. Stock wiedergegeben. Ein Vergleich mit den Seismogrammen der Fig. 8 zeigt, daß das Haus „E“ auf Bodenbewegungen wesentlich schwächer reagiert als das Haus „M“.

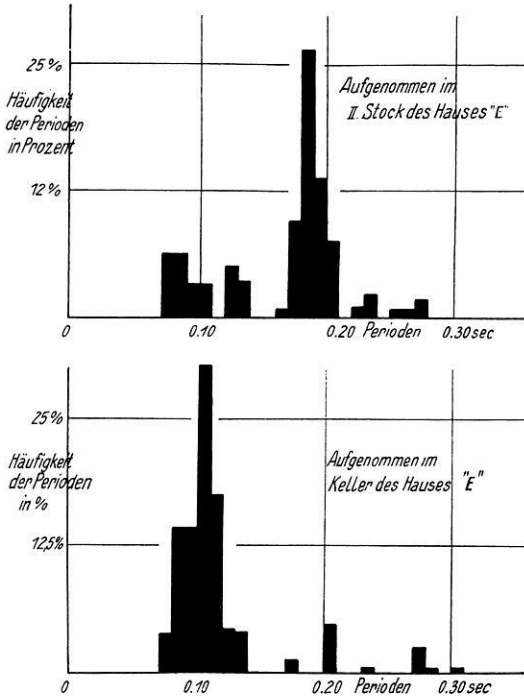


Fig. 10. Schematische Darstellung der Häufigkeit, mit der einzelne Perioden in der natürlichen Bodeneruhrung vorkommen, angegeben in Prozenten der Gesamtzahl der ausgezählten Perioden. Haus „E“

Die im Keller eines Gebäudes aufgenommenen Seismogramme geben allerdings nicht die natürliche Bewegung des unbelasteten Untergrundes getreu wieder. Schneider (Zeitschr. f. Geophys. 1928) und K. Suyehiro (l. c.) haben gezeigt, daß der Boden in unmittelbarer Umgebung eines Gebäudes anders schwingt als in einiger Entfernung von ihm. Da es uns aber hier nur auf die Verzerrung des Gebäudes selbst ankommt, genügt es, die Bodenbewegung unter dem Gebäude, d. h. im Keller, zu beobachten.

Die im Seismogramm vom 2. Stock oft überlagerte kurze Periode ist eine Eigenperiode des Fußbodens von weniger als 0.02 sec.

Aus den Seismogrammen vom Keller und vom 2. Stockwerk errechnet man für das 2. Stockwerk: $v(y) = 0.58$; $\varrho = 0.028$; $T_0 = 0.18$ sec. Aus diesen Größen läßt sich dann nach Formel (4) die Funktion \mathfrak{B} für dieses Stockwerk berechnen. In Fig. 12 ist die Funktion \mathfrak{B} für das Haus „E“ dargestellt. Bestimmt man nach dieser Methode die Konstanten des Hauses „M“, so findet man: $T_0 = 0.17$ sec, $\varrho = 0.014$, $v(y) = 0.75$, während sich aus der Resonanzkurve ergeben hatte: $\varrho = 0.016$ und daraus $v(y) = 0.77$. Die Abweichungen der nach beiden Methoden bestimmten Konstanten voneinander sind also nur gering.

Nach den angegebenen Methoden läßt sich also die Eigenperiode eines Gebäudes immer finden. Unter der Annahme, daß das Gebäude reine Scherschwingungen ausführt, lassen sich ferner noch der Dämpfungsgrad ϱ und die Ver-

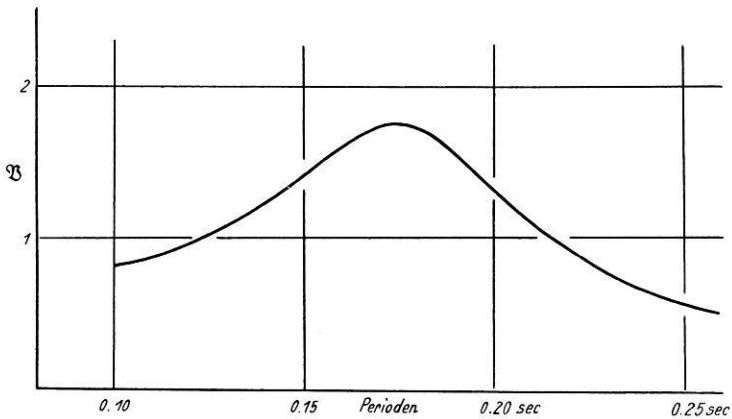


Fig. 12. Darstellung der Funktion \mathfrak{B} für das oberste Stockwerk des Hauses „E“ (dreistöckiges Eisenbetongebäude)

größerungsfunktion \mathfrak{B} für einen gewissen Periodenbereich berechnen. Mit Hilfe der Funktion \mathfrak{B} läßt sich dann feststellen, welche Gebäudeamplitude von einer Bodenschwingung bestimmter Periode und Amplitude angeregt wird. Aus der Größe der Gebäudeamplitude endlich kann man entnehmen, ob die betreffende Bodenschwingung als für das Gebäude „schädlich“ anzusehen ist oder nicht.

Die vorliegende Arbeit wurde im Geophysikalischen Institut der Universität Göttingen mit den Instrumenten dieses Instituts durchgeführt.

Herrn Prof. G. Angenheister spreche ich meinen herzlichen Dank aus für die freundliche Unterstützung, die er mir in jeder Weise zuteil werden ließ. Ebenso danke ich den Herren Dr. R. Köhler, F. Gerecke, H. K. Müller, R. H. Gees und Herrn Mechaniker W. Riehn für ihre freundliche Hilfe bei den experimentellen Arbeiten.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Januar 1933.

Bemerkungen zu dem Aufsatz von G. Schmerwitz: „Einfluß der Schneidenlagerung auf die Meßgenauigkeit geophysikalischer Instrumente“

Von **M. Schuler**, Göttingen

Der Verfasser bespricht im ersten Teile die Abhängigkeit der Schwingungszeit eines Pendels, das mit einer Schneide aufgehängt ist, von Änderungen des Schneidenradius, die durch Abnutzung der Schneide entstehen. Daß der Verfasser auf die Wichtigkeit einer „guten“ Schneide hinweist, ist sehr zu begrüßen; aber den Folgerungen, die er aus seinen Betrachtungen zieht, kann ich mich nicht anschließen. Er bildet das Verhältnis $\Delta \varrho / \Delta s$. Dabei ist Δs die Änderung des Schwerpunktabstandes s des Pendels durch die Abnutzung der Schneide und $\Delta \varrho$ die Änderung des Krümmungsradius ϱ der Schneide durch die Abnutzung. Um dieses Verhältnis bilden zu können, muß der Verfasser die Voraussetzung machen, daß die abgenutzte Schneide wieder genau ein Kreisbogen ist und die Abnutzung bei den maximalen Pendelausschlägen Null wird. Diese beiden Annahmen sind wohl meistens nicht erfüllt, wie der Verfasser selbst zugibt. Deshalb hat diese Rechnung keine praktische Bedeutung.

Man bildet besser das Verhältnis $\Delta \varrho / \varrho$, d. h. die verhältnismäßige Abnutzung der Schneide. Dann kommt man aber zu anderen Ergebnissen. Nach Bessel ist:

$$-\frac{\Delta T}{T} = \frac{\Delta \varrho}{\varrho} \cdot \left(\frac{\varrho}{2s}\right).$$

Die Schlüsse, die man daraus ziehen kann, sind folgende:

1. Ein Pendel wird um so genauer, je größer die Schwingungszeit ist. Ein Einsekundenpendel ist einem Halbsekundenpendel gleicher Bauart um das Vierfache überlegen. Dies deckt sich mit der Erfahrung.

2. Damit $\Delta \varrho$ nicht zu groß wird, darf der Krümmungsradius ϱ nicht zu klein sein. Es ist sicher nicht angängig, daß man eine Schneide schleift und es dem Zufall überläßt, welcher Krümmungsradius $\Delta \varrho$ herauskommt. Es ist ein großes Verdienst von Dr. Schmerwitz, daß er einen Apparat zur Messung der Krümmungsradien von Schneiden gebaut hat. Damit kann diese Fehlerursache wohl bedeutend verringert werden.

3. Die Schneidenfehler werden um so geringer, je kleiner man den Schneidenradius ϱ macht. Da dieser ohne Überlastung der Schneide nur verkleinert werden kann, wenn man das Gewicht des Pendels vermindert, so ergibt sich der Satz: Die Schneidenfehler eines Pendels werden um so kleiner, je leichter das Pendel ist. Ein Sekundenpendel von 100 g ist hundertmal so günstig als ein Sekundenpendel von 10 kg. Alle anderen Fehler des Pendels werden aber

um so größer, je leichter man das Pendel macht. Hier haben wir ein einfaches Mittel, um zu prüfen, ob die Schneidenfehler, wie Dr. Schmerwitz behauptet, gegenwärtig den größten Teil der Fehler ausmachen. Soviel ich weiß, sind bisher immer die schweren Pendel bevorzugt worden.

Nach meiner Ansicht darf man nicht, wie Schmerwitz, sagen, daß es keinen Wert habe, ein genaues Pendel zu bauen, solange man keine genaue Schneide hat. Sondern man muß umgekehrt fordern: Wie genau muß ich die Schneide machen, damit ich die Genauigkeit des Pendels ausnutzen kann!

Verlangt man die Genauigkeit $\Delta T/T = 10^{-8}$ für die Dauer eines Jahres von einem Sekundenausgleichpendel mit

$$2s = 100 \text{ mm} \quad \text{und} \quad \rho = 0.1 \text{ mm},$$

so wird die zulässige Abnutzung der Schneide innerhalb eines Jahres

$$\Delta \rho / \rho = 10^{-4}.$$

Die verhältnismäßige Genauigkeit von 10^{-4} kann man bei dem Bau feiner Meßinstrumente sicher erreichen. Es sei darauf hingewiesen, daß es nicht auf absolute Genauigkeit ankommt; Sprünge dürfen wohl im Krümmungsradius sein. Sie dürfen sich nur während eines Jahres nicht mehr als $1/100\%$ ändern.

Mit guten Kristallen und mäßiger Belastung muß meiner Ansicht nach dies erreichbar sein. Ich bin augenblicklich im Institut für angewandte Mechanik zu Göttingen beschäftigt, Versuche über die günstigsten Kristalle in bezug auf Belastung und Abnutzung durchzuführen.

Dr. Schmerwitz weist darauf hin, daß das von mir vorgeschlagene Ausgleichpendel (Minimumpendel) im Verhältnis 1 : 2 ungünstiger sei in bezug auf die Schneidenabnutzung als ein mathematisches Pendel. Das ist nach der Besselschen Gleichung richtig. Dafür werden aber die seitlichen Beschleunigungen, die ein seitliches Abrutschen der Schneide und dadurch ihre Abnutzung bedingen, bei dem Ausgleichpendel nur die Hälfte gegenüber dem mathematischen Pendel ausmachen. Ich glaube, daß dieser Vorteil den von Schmerwitz erwähnten Nachteil wieder aufhebt.

Göttingen, 10. Februar 1933.

Vorträge, gehalten auf der X. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft,

Leipzig, 3. bis 6. Oktober 1932

Einfluß geophysikalischer Vorgänge und Zustände auf den menschlichen Organismus

Von **F. Linke**, Frankfurt a. M.

In biologischen, speziell medizinischen Kreisen wird jetzt im Gegensatz zu früher den geophysikalischen Einflüssen, vor allem den meteorologischen, große Beachtung geschenkt. Besonders unter den Laien finden irrige Ansichten, wenn sie nur eine moderne wissenschaftliche Einkleidung haben, leicht Verbreitung.

Daß wichtige Einflüsse von Wetter und Klima auf den Organismus vorliegen, wird allgemein anerkannt. Über die Erkältungskrankheiten liegt eine umfangreiche Literatur vor. Während der menschliche Organismus sich ganz extremen Temperaturen anpassen kann, bewirken zu gegebenen Zeiten schon kleine Schwankungen der Abkühlungsgröße „Erkältungen“. Es muß also wohl der Organismus schon die Vorbereitung für eine Infektionserkrankung enthalten, die durch gewisse Wetterlagen und Wetterfolgen entstehen.

Der periodische Wechsel von biologischen Vorgängen (tägliche Temperaturschwankungen des Körpers, jährliche Periode der Häufung bestimmter Krankheiten und verschiedener physiologischer Vorgänge im Körper) ist wohl ein Erbgut des Organismus, das immer neu geweckt wird, wie es auch bei Pflanzen und niederen Tieren beobachtet wird.

Für die Erklärung von geophysikalischen Einflüssen muß häufig von umfangreichen Statistiken Gebrauch gemacht werden, deren Schwierigkeit der Vortragende darlegt. Korrelationen mit einzelnen meteorologischen Elementen erwiesen sich überwiegend als wenig nutzbringend. Hingegen scheint die Luftkörperstatistik Vorteile zu bringen, besonders wirken Luftkörperwechsel (Frontdurchgänge) krankheitsregend, jedoch wohl nur auf schon kranke Organismen, für die eine Anpassung an einen neuen Luftkörper eine Belastung bedeutet.

Ausführlich wird die Möglichkeit geschildert, mit Hilfe der atmosphärischen Suspensionen (Aerosole, Kerne, Ionen, Dunst) die Wirkung der Luftkörper zu erklären. Es sind folgende Wege zu unterscheiden: katalytische Wirkungen, rein elektrische Wirkungen, pharmakologische Wirkungen und allergische Bedeutung der Suspensionen.

Unerklärt ist bisher die vielfach und wohl überzeugend beschriebene Voraussetzung von Luftkörperwechseln (Gewitterfurcht!), sogar von Frontdurchgängen in größeren Höhen oder in größerer Entfernung vom Beobachtungsorte. Es wird nach einer Möglichkeit gesucht, eine Fernwirkung der elektrisch geladenen Grenzflächen zweier Luftkörper zu konstruieren.

Vielfach sind die Wirkungen, die vom Erdboden selbst ausgehen. Man muß mit pharmakologisch wirkenden Exhalationen von Sumpf- und Humusböden im Gegensatz zu Sand- und Felsböden rechnen. Radioaktive Emanationen und Strahlungen des Bodens werden auf ihre biologische Bedeutung untersucht. Den Heilwässern, die aus der Tiefe, also aus hohem Druck und hoher Temperatur heraus ans Tageslicht kommen, haftet der Nimbus bisher ungeklärter physikalischer Kräfte an, die neben den chemischen bestehen sollen. Ganz besonders aktuell sind die rätselhaften „Erdstrahlen“, die bisher nur mit der Wünschelrute nachgewiesen werden können. Man wäre an sich geneigt, auf Grund der vielfachen Belege die Möglichkeit solcher bisher unbekannter physikalischer Strahlungen zuzugeben, wenn nicht von denselben Wünschelrutengängern behauptet würde, daß mit einfachen Konstellationen verschiedener Metalle diese „Erdstrahlen“ auf weite Entfernung paralytisiert werden könnten. Das verstößt aber gegen alle physikalischen Gesetze. Die kosmische Höhenstrahlung wird nicht nur zur Erklärung dieser hypothetischen Erdstrahlen, sondern auch sonst zu beobachteten Fernwirkungen biologischer Natur herangezogen. Eine ganze Literatur gruppiert sich um den Namen *Lakowski*, dessen Hypothesen jedoch auf falschen physikalischen Voraussetzungen beruhen und abzulehnen sind.

Der Geophysiker sollte an diesen Fragen, die das große Publikum interessiert, nicht vorübergehen, sondern zur Aufklärung von sichergestellten Einflüssen und zur Abwehr von irrtümlichen Vorstellungen nach Kräften beitragen.

Die Gezeitenströme und die inneren Gezeitenwellen des Atlantischen Ozeans*)

Von **A. Defant**, Berlin — (Mit 6 Abbildungen)

Im Programm der Deutschen Atlantischen Expedition des „Meteor“ waren eine Anzahl von Ankerstationen auf großen Wassertiefen vorgesehen, auf denen mit Hilfe des Strommessers Beobachtungsmaterial über den Gezeitencharakter der Meereströmungen, insbesondere in den Kernschichten der Tiefenzirkulation gewonnen werden sollte, um nach Elimination der periodischen Änderungen verlässliche Werte über Richtung und Geschwindigkeit der wahren Bewegung im Raume zu erhalten. Tatsächlich wurden auf der Expedition 1925—1927 nur neun solche Stationen und eine auf der Vorexpedition, in einer mehr oder minder zufälligen, von äußeren Bedingungen abhängigen geographischen Verteilung ausgeführt. Die dadurch entstandene Lücke in den Strommessungen

*) Kurzer Auszug eines auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Leipzig, Oktober 1932, gehaltenen Vortrags über die Ergebnisse der auf den Ankerstationen des „Meteor“ gewonnenen Strom- und Serienmessungen.

haben die Ozeanographen der Expedition dadurch auszufüllen versucht, daß in den tropischen und subtropischen Breiten an jeder Station regelmäßige Wiederholungen der ersten, bis 250 m reichenden Serie im Intervall von 3 bis 6 Stunden gewonnen und außerdem dadurch, daß im Arbeitsprogramm der Ankerstationen systematische Untersuchungen der Schwankungen von Temperatur und Salzgehalt aufgenommen wurden. Der Hauptzweck dieser beträchtlichen Arbeitsvermehrung war, für die oberste Meeresschicht, die der Sitz bedeutender periodischer und unperiodischer Schwankungen ist, besser fundierte Grundlagen für die dynamische Berechnung der ozeanischen Zirkulation zu gewinnen; eine ins Einzelne gehende Verfolgung dieser Schwankungen war aber nicht beabsichtigt, das Zirkulationsproblem stand als Hauptaufgabe der Expedition stets im Vordergrund.

Das auf den Ankerstationen gewonnene Beobachtungsmaterial an Strommessungen und Wiederholungsreihen ist sehr groß. Ich habe mich entschlossen, es einer eingehenden Verarbeitung zu unterziehen und zwar sowohl in bezug auf die im freien Ozean noch völlig unbekanntes Gezeitenströme, als auch in der Richtung einer Aufklärung des viel umstrittenen Problems der internen Gezeitenwellen. Es stellte sich bald heraus, daß, trotzdem die Messungen in erster Linie nicht zur Verfolgung dieser Fragen angestellt worden sind und die Verteilung der Stationen nicht gerade zweckmäßig zu nennen ist, die Ergebnisse der Verarbeitung doch so vielseitig und neuartig sind, daß durch sie das Verständnis der Gezeiten des Atlantischen Ozeans und der mit ihnen verknüpften inneren Gezeitenwellen in wesentlicher Weise gefördert wird. Diese Verarbeitung des ganzen zur Verfügung stehenden Beobachtungsmaterials ist im Band VII/1 der „Wissenschaftlichen Ergebnisse der Deutschen Atlantischen Expedition auf dem Meteor 1925—27“ enthalten*). Es ist natürlich unmöglich, in dem engen Rahmen einer Zeitschrift von jeder Ankerstation das auf ihr gewonnene Material und seine Reduktion zu besprechen, wenn auch manches in methodischer Hinsicht sehr interessant wäre und jede Station für sich etwas charakteristisches darstellt. Ich muß mich beschränken, das an allen Stationen Gemeinsame hervorzuheben und insbesondere die Ergebnisse der Zusammenfassung der Teilresultate der einzelnen Ankerstationen zu besprechen; für Spezialfragen muß ich auf obige große Veröffentlichung verweisen.

Die auf den Ankerstationen ausgeführten Strommessungen haben in ihrer Bearbeitung gezeigt, daß an allen Stationen und in allen Tiefen der halbtägige und teilweise auch der ganztägige Gezeitenstrom klar und deutlich in Erscheinung tritt, und daß auf den einzelnen Stationen beim halbtägigen Strom, weniger beim ganztägigen im großen und ganzen einheitliche Verhältnisse sowohl was die Richtung und Phase als auch was die Stärke des Gezeitenstromes betrifft, herrschen. Bei allen Stationen ließen sich für alle Tiefenniveaus, für die Strom-

*) A. Defant: Die Gezeiten und inneren Gezeitenwellen des Atlantischen Ozeans. Ergebnisse der Strom- und Serienmessungen auf den Ankerstationen des „Meteor“. Bd. VII/1 der „Wiss. Ergebn. d. D. A. E. auf dem Forschungs- und Vermessungsschiff „Meteor“ 1925—1927.

beobachtungen vorliegen, die Stromfiguren, die über den zeitlichen Verlauf des Gezeitenstromes Auskunft geben, ableiten. Durch die Kenntnis dieser Elemente des Gezeitenstromes an einzelnen Punkten des Ozeans läßt sich dann ein Bild der Gezeitenströme im Atlantischen Ozean zwischen 30° N und 30° S gewinnen. Einer solchen Darstellung kommt insofern eine gewisse Bedeutung zu, als es das erstemal ist, daß wir genauere Kenntnis der Gezeitenströme eines freien Ozeans erhalten. Da es unmöglich erscheint, den vertikalen Gezeitenhub im freien Ozean über bedeutende Wassertiefen zu bestimmen, besteht die einzige Möglichkeit, die Gezeiten der freien Ozeanflächen zu erfassen in der Ermittlung der Gezeitenströme und im Studium ihres Ablaufes in vertikaler wie horizontaler Richtung. Die durch den „Meteor“ erwiesene Möglichkeit der Verankerung von Schiffen auf großen Tiefen und der Ausführung von Strommessungen auf freier See hat diese Arbeitsmethode praktisch verwertbar gemacht und die Ergebnisse der Ankerstationen des „Meteor“ sind die erste Frucht dieser Bemühungen. Die wenigen Stationen, die bisher zur Verfügung stehen, können die Verteilung der Gezeitenströme natürlich nur in groben Zügen geben, aber der Anfang ist damit gemacht, folgende Untersuchungen werden Verbesserungen bringen.

Für die zehn Ankerstationen des „Meteor“ und für drei Stationen der „Blake“*), sowie für drei Stationen, deren Analyse den Untersuchungen und vorläufigen Mitteilungen von B. Helland-Hansen und W. Ekman**) entnommen wurden, lassen sich zunächst für den halbtägigen Gezeitenstrom die Grundelemente angeben: 1. Die Hauptrichtung, die maximale Stärke (Amplitude) und die Eintrittszeit (Phase, in Mondstunden nach Meridiandurchgang des Mondes in Gr.) dieses Stromes; 2. das Verhältnis der kleinen und großen Achse der Stromellipse und 3. der Umlaufsinn derselben (cum sole oder contra solem). Diesen Grundwerten bzw. einer Eintragung der Werte in eine geographische Karte des Atlantischen Ozeans kann man zunächst entnehmen, daß der halbtägige Gezeitenstrom im wesentlichen der Längsachse des Atlantischen Ozeans folgt. Die Hauptachse der Stromfigur verläuft zumeist von Nordwest bzw. Nordost nach Südost bzw. Südwest; Abweichungen davon sind selten. Auch auf der Vertikalen an den einzelnen Stationen sind die Schwankungen nicht groß, was auf eine gewisse Stabilität der halbtägigen Gezeitenströmung in vertikaler Richtung hinweist. Die meridionale Verteilung der Phasen läßt einen allmählichen Übergang von etwa 3^h im Süden bei Tristan da Cunha über 4, 6, 8, 10, 0 auf 3^h etwa bei den Azoren erkennen. Natürlich sind die Abweichungen auf den einzelnen Stationen innerhalb der verschiedenen Tiefen manchmal recht groß, aber trotzdem ist diese gesetzmäßige Änderung längs der Längsachse des Atlantischen Ozeans unbestreitbar als Grunderscheinung vorhanden. Sie tritt auch klar und deutlich hervor, wenn wir Gesamtmittel der Phasenzeit für jede Station bilden, wie es folgende Tabelle zeigt.

*) Siehe hierzu: Ann. d. Hydrogr. u. mar. Meteorol. 1932, S. 378.

**) Report of the scientific results of the „Michael Sars“ North Atl. Deep-sea Exp. 1910. Vol. I. Phys. Oceanography S. 106 und Kungl. fysiogr. sällsk. i Sound förhandl. Bd. I. 1. Mai 1931.

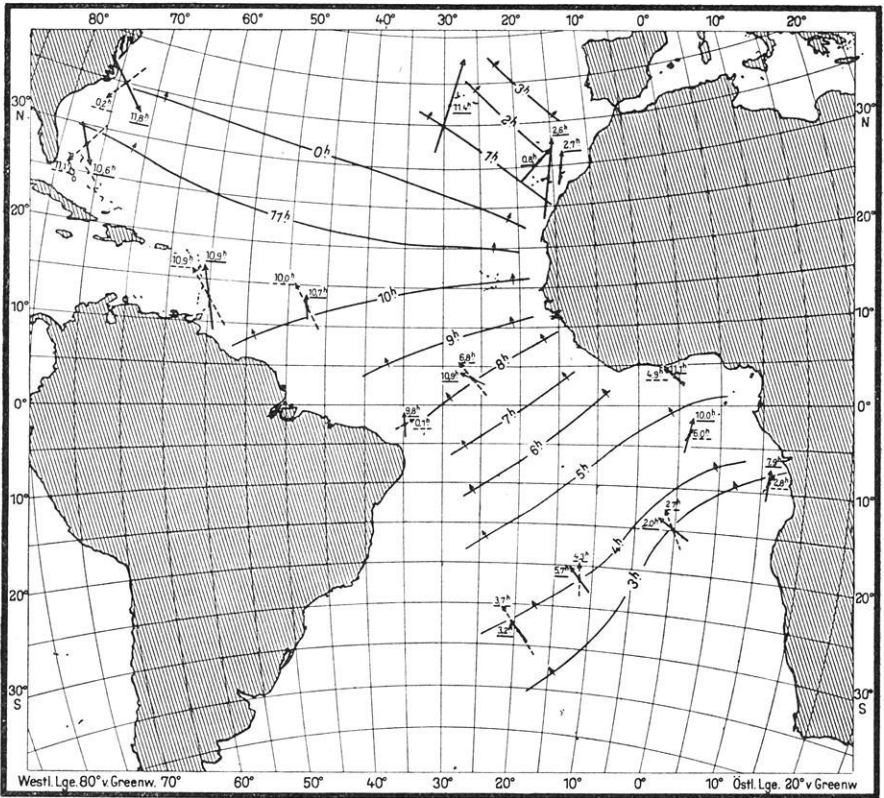


Fig. 1. Hauptrichtung des halbtägigen Gezeitenstromes auf den Ankerstationen (ausgezogene Pfeile: Oberflächenschichte bis 50 m, gestrichelte Pfeile: größere Tiefen), sowie Phasen des maximalen Gezeitenstromes. Die Länge der Pfeile gibt die maximale Gezeitenstromstärke. Die Linien sind Linien gleicher Stromphase

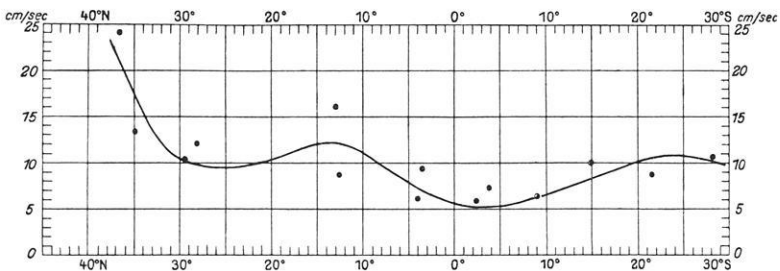


Fig. 2. Mittlere meridionale Verteilung der Geschwindigkeitsamplitude des halbtägigen Gezeitenstromes im Atlantischen Ozean

Man kann sich auch durch Linien gleicher Phasenzzeit das Fortschreiten des halbtägigen Gezeitenstromes im Atlantischen Ozean veranschaulichen; Fig. 1 gibt eine solche Darstellung, die völlig neu ist, und zeigt, wenn auch in rohen Zügen, wie die halbtägige Welle von Süden kommend den Atlantischen Ozean durchheilt. Wegen der geringen Zahl der Werte sind die Isochronen möglichst gleichmäßig über den ganzen Ozean verteilt worden; es ist nicht unwahrscheinlich, daß an einzelnen Stellen eine Zusammendrückung, an anderen ein weiterer Abstand der Linien gleicher Phase vorhanden ist; mit den wenigen Werten können solche Details nicht erfaßt werden.

Ankerstation	5	31	5 ^B	58	<i>DE</i> Vorex.	288	229
Geographische Breite	36° N	28°	13°	37.6°	29.5°	12.6°	4.0°
Zahl der Werte	5	2	5	1	9	5	7
Mittlere Phase (Mst. Gr.)	0.1h	10.8h	10.7h	11.4h	2.0h	10.4h	7.6h
Mittlere Amplitude (cm/sec)	13.2	12.0	16.0	24.0	10.4	8.7	6.1

Ankerstation	214	254	241	186	147	176	36
Geographische Breite	3.5° N	2.5° S	3.8°	9.0°	15.0°	21.5°	28.1° S
Zahl der Werte	7	4	4	4	4	6	4
Mittlere Phase (Mst. Gr.)	7.9h	10.4h	7.7h	5.3h	2.4h	4.1h	3.5h
Mittlere Amplitude (cm/sec)	9.3	5.9	7.3	6.4	9.9	8.8	10.6

So wie die Phase unterliegt auch die Amplitude des halbtägigen Gezeitenstromes in den verschiedenen Tiefen auf einer Ankerstation großen Schwankungen; aber wie dort, so auch hier: Diese Schwankungen heben sich weg, wenn man einen Mittelwert über mehrere Tiefen bildet, d. h. man erhält eine meridionale Abhängigkeit der Stromamplitude längs des Atlantischen Ozeans, die von den Störungen auf den einzelnen Stationen frei ist. Es scheint, daß in diesem Sinne eine gegenseitige Kompensation der verschiedenen Schichten vorhanden ist, die nicht zufällig ist, sondern in Verbindung mit dem Aufbau des Meeres (Sprungflächen) für den Ablauf der Gezeit dynamisch notwendig ist. Die meridionale Verteilung der mittleren Geschwindigkeitsamplitude ist in Fig. 2 gegeben. Wir kommen darauf noch zurück.

Die dritte Erscheinung, die zu besprechen ist, ist der Umlaufsinn der Stromellipse. Von den 60 Fällen zeigen 51 Fälle einen Umlaufsinn cum sole oder alternierend, 9 einen solchen contra solem; aber in 4 von diesen ist die Ellipse so schmal, daß eine Änderung von nur 0.2 Stunden in der Phase den Umlaufsinn umkehrt. Zählt man diese Fälle noch zu den ersteren, dann ist der Umdrehungssinn in 92% der Fälle cum sole. Die Ursache dieser Erscheinung liegt in der ablenkenden Kraft der Erdrotation. Auch das Verhältnis der kleinen zur großen Achse der Stromellipse hängt davon ab und in theoretischer Hinsicht müßte es für fortschreitende halbtägige Gezeitenwellen der Beziehung $1.033 \sin \varphi$ folgen. Inwieweit dies der Fall ist, zeigt Fig. 3.

Alle diese Tatsachen führen zum Schluß, daß die halbtägigen Gezeiten des Atlantischen Ozeans sich wie eine fortschreitende Welle bzw. wie eine Superposition solcher Wellen verhalten. Die Kenntnis der

Verteilung der Gezeitenströme im freien Atlantischen Ozean gibt natürlich neue Grundlagen für die Theorie der Gezeiten dieses Meeres. Die bisherigen Theorien von mir und R. Sterneck haben zwar in vielen Punkten eine Erklärung der Grundtatsachen der atlantischen Gezeiten, soweit sie durch Beobachtungen an den Küsten und Inseln festgestellt sind, gegeben, aber nicht überall haben diese Erklärungsversuche befriedigt; ein wesentlicher Umstand ist in diesen Arbeiten nicht berücksichtigt worden, der für das schließliche Bild der Atlantischen Gezeiten sehr mitbestimmend sein dürfte. Es ist die Vernichtung eines großen Teiles der Gezeitenenergie auf den ausgedehnten Schelfen und an der Eisbedeckung des Arktischen Meeres. Diese enorme Dissipation an Energie im innersten Teil des Atlantischen Ozeans wirkt sich für die atlantischen Gezeiten, wie man an theoretisch leicht überblickbaren einfachen Modellen*) nachweisen kann, so aus, daß die Gezeiten sich im wesentlichen darstellen lassen als eine Überlagerung zweier stehender Wellen, deren Phase sich um ein Viertel der Periode, also um 3 Stunden

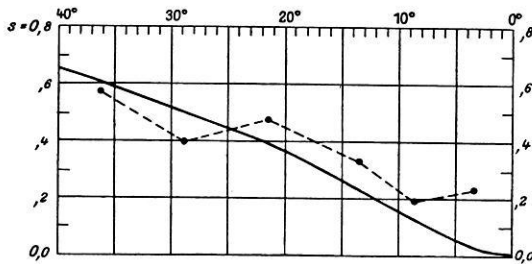


Fig. 3. Verhältnis der kleinen zur großen Achse der Stromfigur des halbtägigen Gezeit in Abhängigkeit von der geogr. Breite. (Ausgezogene Kurve: theoretischer Verlauf)

unterscheidet und in der Längsachse des Meeres gegeneinander um etwa ein Viertel der Wellenlänge verschoben sind. Dieses theoretische Ergebnis gibt die Möglichkeit, auch für den komplizierten morphologischen Bau des kanalförmigen Atlantischen Ozeans diese beiden Wellen schrittförmig theoretisch zu berechnen, wenn wenigstens für zwei Stellen die Gezeit durch Beobachtung fest gegeben ist. Die Kenntnis des Energiebetrages, der im Arktischen Meer durch Reibung verloren geht, ist hierbei nicht notwendig und wird ersetzt durch die verlangte Koinzidenz an zwei Stellen des Kanals. Auch die Wirkung der fluterzeugenden Kräfte läßt sich in Rechnung setzen, so daß alle Umstände Berücksichtigung finden können bis auf einen: Die ablenkende Kraft der Erdrotation vermag, wie wir wissen, die Gezeitenbewegungen in einem Kanal wesentlich zu beeinflussen, aber in der Hauptsache doch nur so, daß zu den Längsschwingungen Querschwingungen hinzutreten. Wir können die Wirkung solcher Querschwingungen abschätzen. Auf der Längsachse des Ozeans werden diese Wirkungen klein bleiben, und wenn wir alles auf diese Achse beziehen, dann können wir in erster Annäherung alles so ansehen,

*) Ann. d. Hydrogr. u. mar. Meteorol. 1928, S. 274.

als ob die Erde ruhen würde. Ob die hier entwickelte Auffassung der Entstehung der atlantischen Gezeiten möglich ist, läßt sich nur aus einem Vergleich zwischen den Ergebnissen der Theorie und der Beobachtungen schließen. Wir können jetzt zu diesem Zweck neben den nicht sehr genauen Beobachtungen der vertikalen Gezeit auf den wenigen Inseln des Atlantischen Ozeans auch die nunmehr wenigstens in groben Zügen bekannte Verteilung der Gezeitenströme heranziehen. Dieser Vergleich zwischen Theorie und Beobachtung ist in den Fig. 4 und 5 durchgeführt. Die Fig. 4 gibt die Verteilung der Amplituden der 1^h- und der 4^h-Wellen auf der Mittel-

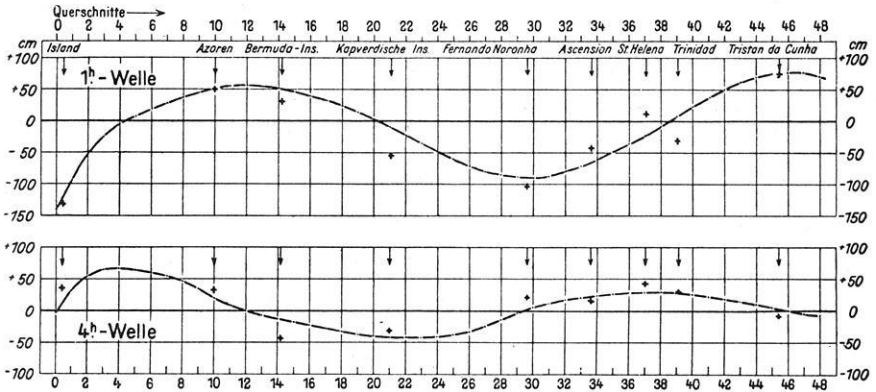


Fig. 4. Verteilung der Amplituden der 1^h- und 4^h-Welle auf der Mittelachse des Atlantischen Ozeans und die Gezeitenbeobachtungen auf den Inseln

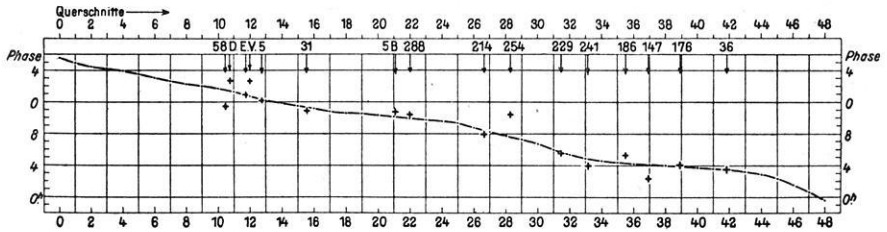


Fig. 5. Phasenzeit des halbtägigen Gezeitenstromes auf der Mittelachse des Atlantischen Ozeans und die Ergebnisse der Strommessungen auf den Ankerstationen

achse des Atlantischen Ozeans nach den für 48 Querschnitte zwischen Island (Querschnitt 0) und Südspitze Afrikas—La Plata-Mündung (Querschnitt 48) berechneten Werten, und die Amplituden dieser zwei Wellen nach den Gezeitenbeobachtungen auf den Inseln durch kleine Kreuze. Der Vergleich fällt recht befriedigend aus, namentlich wenn man bedenkt, daß die Inseln von der Mittelachse des Ozeans doch um erhebliche Beträge abstehen und die Beobachtungswerte immerhin Anteile von Querschwingungen enthalten können. Fig. 5 gibt die theoretische Phasenzeit des halbtägigen Gezeitenstromes auf der Mittelachse des Ozeans und die Phasenzeit nach den Strombeobachtungen der Ankerstationen. Auch hier ist die Überein-

stimmung nicht schlecht und zeigt, wie der theoretische Verlauf gleichsam einen Ausgleich der beobachteten Werte gibt. Auch die theoretische Verteilung der Amplitude des Gezeitenstromes deckt sich in der Hauptsache mit den bei den Ankerstationen beobachteten Werten, wenn man davon absieht, daß die ablenkende Kraft der Erdrotation an sich eine Zunahme dieser Amplitude polwärts bedingt.

Dieselben Rechnungen und Vergleiche, die hier für die halbtägige Gezeit besprochen wurden, lassen sich auch für die ganztägige Welle ausführen und auch in diesem Fall ist die Übereinstimmung gut. Diese Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung führt zum zwingenden Schluß, daß die gegebene Erklärung der atlantischen Gezeiten im wesentlichen das richtige trifft:

Die atlantischen Gezeiten sind unter Mitwirkung der fluterzeugenden Kräfte stehende Mitschwingungszeiten der Wassermassen dieses langgestreckten Ozeans mit den periodischen Impulsen, die sie von Süden empfangen. Aber diese Mitschwingungszeiten werden modifiziert erstens durch den großen Energieverlust, den die Gezeitenwelle im Arktischen Meere erleidet und der auf die Ausbildung der Gezeitenwelle im Atlantischen Ozean zurückwirkt, zweitens durch die ablenkende Kraft der Erdrotation, die durch Querschwingungen namentlich die Gezeiten der Küsten, weniger jene der Mittelachse beeinflusst. Alles dies wirkt zusammen, der halbtägigen Gezeit des Südatlantischen Ozeans in der Hauptsache den Charakter einer von Süden nach Norden fortschreitenden Welle zu geben.

Ergebnisse der Bearbeitung der ozeanographischen Wiederholungsserien. Bei der Bearbeitung der auf den Ankerstationen gewonnenen Wiederholungsserien hat sich bei allen Stationen übereinstimmend gezeigt, daß in den Schwankungen aller ozeanographischen Elemente die halbtägige und, soweit die Beobachtungen ausreichen, auch die ganztägige Gezeitenperiode vorhanden sind.

Besonders an Sprungflächen von Temperatur, Salzgehalt und Dichte treten diese Perioden mit großer Amplitude hervor, überragen hier in den meisten Fällen die kleineren unperiodischen Änderungen der Elemente und werden so zur Haupterscheinung. Der ganze Ablauf dieser Schwankungen erweckt an allen Ankerstationen den Eindruck, daß die Diskontinuitätsfläche selbst der Träger wellenartiger Verlagerungen mit Gezeitenperiode ist; denn aus Beobachtungen aus der meist homogenen Deckschichte in einiger Entfernung von der Sprungfläche oder aus Beobachtungen unterhalb der Sprungschichte erkennt man, daß die Amplitude rasch auf kleine Werte herabgeht und schließlich nahezu verschwindet.

Diese periodischen Änderungen der ozeanographischen Elemente lassen sich als Folge vertikaler Verlagerung der Wassermassen beim Vorübergang der Gezeitenwelle deuten; die horizontalen Verschiebungen sind, wie in dem Falle der Ankerstation 288 besonders nachgewiesen wurde, nicht imstande, solche große Änderungen hervorzurufen und treten hier gegenüber den vertikalen zurück, und es ist klar, daß die periodischen Änderungen an Ort und Stelle um so größer ausfallen müssen, je stärker das vertikale Gefälle des betreffenden Elementes ist. Das Verhältnis Amplitude der Schwankung:vertikales Gefälle

gibt ein Maß für die Größe der vertikalen Verlagerung der Wassermassen in den verschiedenen Tiefen, die beim Vorübergang der Gezeitenwelle die beobachteten Änderungen der ozeanographischen Elemente hervorrufen. Die Durchführung dieser Reduktion ergab das auffallende Ergebnis, daß die Tiefe, in der die Diskontinuitätsfläche (größtes vertikales Gefälle) liegt, sich nicht mehr besonders auszeichnet und für alle Tiefen, soweit die Ermittlung möglich ist, die Größenordnung der vertikalen Verlagerung der Wassermassen beim Vorübergang der Gezeitenwelle gleich ist. Einheitlich werden somit alle Wasserschichten von dieser periodischen Bewegung erfaßt und schwingen auf und nieder, aber unsere Apparate können sie nur dort verzeichnen, wo kräftige Schwankungen der ozeanographischen Elemente damit verknüpft sind und das ist dort, wo der vertikale Gradient im Aufbau des Meeres sich in Sprungschichten zu großen Werten steigert. Nur so wird die Diskontinuitätsfläche scheinbar zum Träger der Schwankungen mit Gezeitencharakter. Die Phase dieser vertikalen Verlagerungen ist in den verschiedenen Tiefen innerhalb der möglichen Fehler der Bestimmung gleich, gleichgültig ob sie aus den Schwankungen der Temperatur, des Salzgehaltes, der Dichte oder des Sauerstoffgehaltes abgeleitet worden ist. Auch dies weist auf die Einheitlichkeit der Erscheinung in den beobachteten Wasserschichten des Meeres (meistens bis 200 oder 250 m) hin.

Diese inneren Gezeitenwellen der verschiedenen ozeanographischen Elemente — auch beim Sauerstoffgehalt und beim Planktongehalt des Meerwassers kehren sie wieder — müssen selbstverständlich mit dem Ablauf der Gezeitenwelle, insbesondere mit den Gezeitenströmen innerlich verknüpft sein. Dieser Zusammenhang läßt sich zunächst an jeder Station für sich untersuchen, und da stellte es sich sofort heraus, daß er für Ankerstationen in der Nähe der Küste (Nr. 229 und 186) etwas anders liegt als für Ankerstationen im freien Ozean. An den Küstenstationen steht die Lage der im Aufbau des Meeres vorhandenen Sprungschicht zum Anstau des Wassers an der Küste in gesetzmäßiger, leicht überblickbarer Beziehung. Wahrscheinlich vollführt die Sprungschicht durch die Gezeitenströme erzwungene stehende Wellen, deren Phase von der des Gezeitenstromes der Deckschicht um ein Viertel der Periode verschieden ist.

Bei den Stationen im freien Ozean ist die Verknüpfung mit dem Gezeitenstrom anders; in den allermeisten Fällen ist der Phasenunterschied entweder nahe bei Null oder nahe bei der Hälfte der Periode, d. h. die vertikale Verlagerung der Wassermassen mit der Sprungschicht geht parallel oder invers mit dem horizontalen Gezeitenstrom.

Zum Verständnis dieses auffallenden Zusammenhanges war es notwendig, einige theoretische Untersuchungen auszuführen, die eine Klärung der Frage des Auftretens innerer Gezeitenwellen fördern sollten:

1. Man kann sich zunächst die Frage vorlegen: Können die fluterzeugenden Kräfte innere Gezeitenwellen an einer Diskontinuitätsfläche eines zweigeschichteten Meeres hervorrufen? Für vereinfachte Verhältnisse (unendlich ausgedehntes Meer, Nichtberücksichtigung der Erdrotation und Reibung, homogene Wasser-

massen) ließ sich die Frage beantworten: Interne, durch die fluterzeugenden Kräfte erzwungene Grenzwellen sind nur möglich, wenn die Fortpflanzungsgeschwindigkeit dieser Wellen kleiner ist als die Fortpflanzungsgeschwindigkeit freier Wellen an der Grenzfläche. Da diese Forderung aber bei den halb- und gantzägigen Wellen nie erfüllt sein kann (Größenordnung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Gezeitenwellen etwa 180 m/sec, der freien Wellen etwa 2m/sec) sind direkte interne Gezeitenwellen an den Sprungflächen des Meeres in dieser einfachen Form kaum möglich.

2. Es ist der Nachweis möglich, daß innere Wellen in einem unendlich langen rotierenden Kanalaufreten können. Sie haben eine Form entsprechend der Lord Kelvinschen Wellen der Oberfläche, unterscheiden sich von diesen nur insofern, als die Abnahme der Wellenamplitude quer zur Kanalrichtung so stark ist, daß die innere Welle sich praktisch nur auf die eine Seite des Kanals beschränkt. Auch in einem zweifach geschichteten, unbegrenzten rotierenden Meer sind innere Wellen möglich; diese Wellenart entspricht wieder ganz den freien Oberflächenwellen, die H. U. Sverdrup für ein homogenes Meer gefunden hat.

3. Auch Trägheitsschwankungen der Grenzfläche und des Stromfeldes mit der Periode eines halben Pendeltages sind möglich; sie stellen sozusagen freie Schwingungen des ganzen Systems dar; sie würden auftreten, wenn die Gleichgewichtslage einmal gestört, sich selbst überlassen wird. Es ist nicht ausgeschlossen, daß solche Trägheitspendelungen von Grenzflächen tatsächlich vorkommen.

4. Es wurde nachgewiesen, daß auch die Turbulenzreibung im wesentlichen nicht imstande ist, eine derartige Verschiebung der Wellenamplituden hervorzurufen, daß interne Wellen dadurch vorgetäuscht werden. Die verschiedene Beeinflussung der Deckschicht gegenüber der Unterschicht kann eine Verstärkung der Amplituden an der Grenzfläche bedingen, aber sie kann nie so groß sein, daß die Amplitude der Oberflächenwelle kleiner wird als die der Grenzwellen.

5. Diesen mehr verneinenden Untersuchungen steht eine positiv erklärende gegenüber. Die hydrodynamischen Bewegungsgleichungen für ein zweifach geschichtetes Meer zeigen, daß ein Unterschied in der Amplitude und Richtung des Gezeitenstromes bei gleicher Phase in beiden Schichten notwendigerweise mit Verlagerungen der Grenzfläche mit bestimmter Phase und Amplitude verknüpft ist. Auch bei beliebiger Dichteverteilung in der Vertikalen und Horizontalen gilt natürlich dasselbe, und man findet, daß, wenn der Gezeitenstrom durch $u = u_0 \sin \sigma t$ und $v = v_0 \cos \sigma t$ und u_0, v_0 von der Tiefe z abhängen, die Dichteänderungen den Beziehungen folgen:

$$\frac{\partial \rho}{\partial x} = \frac{\sigma}{g} \left[s \frac{\partial \rho v_0}{\partial z} - \frac{\partial \rho u_0}{\partial z} \right] \cos \sigma t, \quad \frac{\partial \rho}{\partial y} = \frac{\sigma}{g} \left[\frac{\partial \rho v_0}{\partial z} - s \frac{\partial \rho u_0}{\partial z} \right] \sin \sigma t,$$

worin $s = 2\omega \sin \varphi / \sigma$ ist. Die Dichteverteilung und damit auch alle anderen ozeanographischen Elemente unterliegen dann periodischen Schwankungen, die wesentlich von der vertikalen Verteilung der Gezeitenströme im Ozean ab-

hängen. Insbesondere ergibt sich, daß bei Zunahme der Stromamplitude mit der Tiefe die Phase der Verlagerung der Grenzfläche identisch mit der Phase des Gezeitenstromes ist, der Phasenunterschied ist 0^h , während bei Abnahme der Stromamplitude mit der Tiefe der Phasenunterschied eine halbe Periodenlänge, bei der halbtägigen Welle somit 6 Stunden beträgt; der Zusammenhang zwischen Gezeitenstrom und Schwankungen der ozeanographischen Elemente ist in diesem Fall invers.

Die Gegenüberstellung dieser theoretischen Ergebnisse und des gefundenen Zusammenhanges zwischen Gezeitenstrom und vertikaler Verlagerung der Wassermassen führt zum Schluß, daß wir in den beobachteten vertikalen Schwankungen der Wassermassen es mit internen Wellen zu tun haben, die durch den Vorübergang der normalen Gezeitenwelle erzwungen sind und mit diesen eng gekoppelt erscheinen. Die Inhomogenitäten im Aufbau des Gezeitenstromes sind charakteristische Begleiterscheinungen dieser internen Wellen; beide Erscheinungen stehen zueinander nicht in der Beziehung von Ursache und Wirkung, sondern stellen wechselseitige Beziehungen, die sich gegenseitig bedingen, dar. Insofern sind die abgeleiteten Gezeitenwellen der ozeanographischen Elemente, die in den Sprungschichten zu großer Entfaltung gelangen, sicherlich interne Wellen. Die obigen theoretischen Untersuchungen haben gezeigt, daß bei der Deutung des Zusammenhanges dem Phasenunterschied Strom—vertikale Verlagerung eine Bedeutung zukommt. Es ist ganz auffallend, daß sich die Werte dieses Unterschiedes auffallend um die zwei Hauptwerte 0 und 6 Stunden herumgruppieren:

Auf die drei Unterschiedsintervalle:

— 2 bis + 1 Std. entfallen 46% aller Fälle mit einem Mittel: — 0.8 Std.
 + 5 „ + 8 „ „ 38% „ „ „ „ „ : + 6.9 „

Auf die sechs Unterschiedsintervalle:

+ 8 bis + 10 Std. } entfallen nur 16% aller Fälle.
 + 1 „ + 5 „ }

Das Hervortreten der beiden ersten Gruppen ist klar und deutlich und muß mit der Dynamik der Erscheinung in innigem Zusammenhang stehen. Bei diesen inneren Gezeitenwellen ist somit mit großer Annäherung der Fall einer fortschreitenden Gezeitenwelle realisiert, wo theoretisch die Koppelung mit dem Gezeitenstrom gerade 0 oder 6 Stunden sein soll. Die Spaltung 0 oder 6 Stunden Phasenunterschied soll theoretisch davon abhängen, ob die Amplitude des Gezeitenstromes mit der Tiefe zu- oder abnimmt. Auch diese Forderung kann man prüfen. Man findet sie in den wenigen Fällen, die eine Prüfung zulassen, wie Fig. 6 zeigt, vollauf bestätigt. Auch für das Amplitudenverhältnis Strom—vertikale Verlagerung, das nach den Beobachtungen der Größenordnung nach etwa $1.5 \cdot 10^{-2}$ ist, ergibt sich eine ausreichende, in qualitativer Richtung wenigstens ausreichende Erklärung; quantitativ läßt dieses Verhältnis eine Prüfung nur zu, wenn eine volle theoretische Lösung des Problems interner Gezeitenwellen vorliegt.

Fassen wir die Ergebnisse der Untersuchung der inneren Gezeitenwellen zusammen, so können wir konstatieren, daß diese inneren Gezeitenwellen eine Erscheinung ganz allgemeiner Natur sind und erzwungene Verlagerungen der Wasserschichten beim Vorübergang der Gezeitenwelle, an der sie festgekoppelt sind, darstellen. Durch die Verlagerungen wird der Aufbau des Meeres wesentlich in Mitleidenschaft gezogen, insbesondere dort, wo Sprungschichten der ozeanographischen Elemente und anderer, dem Wasser fest anhaftende Eigenschaften (Gasgehalt, Plankton usw.) vorhanden sind. Diese Verlagerungen der Wasserschichten sind geknüpft an Inhomogenitäten im vertikalen Aufbau des Gezeitenstromes: Schichten mit stärkeren und schwächeren Gezeitenströmen lagern im Meere übereinander und im Rhythmus ihrer Periode wechselt auch die Dicke dieser Schichten. Es ist nicht von der Hand zu weisen, daß dieses ganze

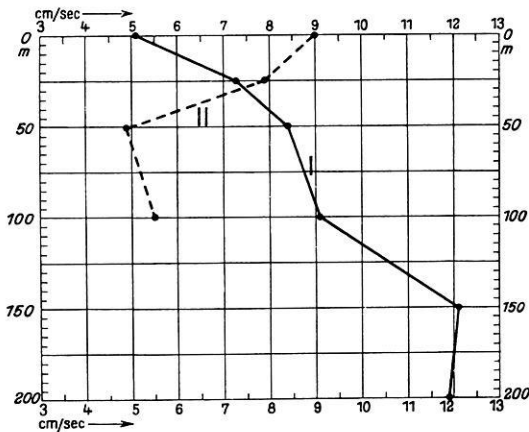


Fig. 6. Vertikale Verteilung der Amplituden des halbtägigen Gezeitenstromes
 Gruppe I: Phasenunterschied Strom—Verlagerung — 0.2 Std.
 „ II: „ „ „ „ + 6.9 „

zusammengehörige System von vertikalen Verlagerungen der Wassermassen und inhomogenem Gezeitenstrom zu internen Gezeitenwellen gehört, die einer allgemeinen homogenen Gezeitenströmung überlagert sind. Die beobachtete vertikale Inhomogenität des Gezeitenstromes würde dann zustande kommen aus der Summe eines konstanten Gezeitenstromes und eines oberhalb und unterhalb der Sprungschicht mit entgegengesetzter Phase auftretenden periodischen Zusatzstrom. Dieser letztere erfüllt dann die Bedingungen, die für interne Wellen notwendig sind. Daß die dazugehörigen vertikalen Verlagerungen, wie die Beobachtungen zeigen, keine Abnahme mit der Entfernung von der Sprungfläche zeigen, hätte seinen Grund darin, daß wir es mit „langen“ Wellen zu tun haben, wo solche Differenzen völlig zurücktreten. Auf jeden Fall steht fest, daß die beobachteten internen Schwankungen der Ausfluß einer gewissen großen Turbulenz im vertikalen Aufbau der Gezeitenströme des freien Ozeans darstellen.

Die Schwerkraft auf dem Meere*)

Von F. A. Vening Meinesz, Professor an der Universität in Utrecht

Die Schwerkraftsergebnisse auf 270 Stationen in Ostindien zeigen große Isostasieabweichungen: ein schmaler Streifen negativer Anomalien, die wahrscheinlich von einer Knickung der Kruste nach innen hervorgerufen wird. Dasselbe wird in Westindien gefunden. Im allgemeinen trifft man auf dem Meere die positiven Anomalien mehr in Felder und die negativen Anomalien mehr in Streifen an. Meistens nimmt die Anomalie, algebraisch gesprochen, zu, wenn man von Flachsee nach Tiefsee kommt. Im Atlantik ist über großer Ausdehnung ein Feld positiver Anomalien gefunden. Mögliche Ursache: horizontale Druckspannungen in der Kruste.

Es liegen jetzt mittels Pendelbeobachtungen in Unterseebooten bestimmte Schwerkraftswerte vor zwischen Holland und Java via Suez, zwischen Holland und Java via Panama, in Ostindien, in Westindien, im Nordatlantischen Ozean um den Azoren und Madeira herum und im westlichen Mittelmeer; die letzten sind aber noch nicht endgültig berechnet worden. Zusammen sind es mehr als 600 Stationen, von denen 270 in Ostindien, 103 in Westindien, 103 im Mittelmeer und 88 im Nordatlantischen Ozean liegen.

Die Ergebnisse in Ostindien haben große Abweichungen der Isostasie gezeigt, die offenbar zusammenhängen mit den tektonischen Vorgängen in diesem Gebiet. Die Haupterscheinung ist ein Streifen großer negativer Anomalien von einer Breite von nicht mehr als etwa 100 km und an beiden Seiten begrenzt von Feldern positiver Anomalien; im allgemeinen sind die negativen Werte etwa -100 mgal, aber es kommen auch größere vor bis -200 mgal; die positiven Werte sind etwa $+40$ mgal, aber im Osten kommen viele Werte vor um $+100$ mgal herum und größere bis $+160$ mgal. Der Streifen läuft durch den ganzen Archipel, und der Zusammenhang mit der Tektonik wird bestätigt von der Tatsache, daß fast alle Erdbebenherde über dem Streifen oder in der Nähe davon liegen. Die Verbreitung der Vulkane zeigt eine merkwürdige Korrelation mit dem Streifen; da wo der Streifen gekrümmt ist, liegt an der Innenseite der Krümmung eine dem Streifen parallele Reihe Vulkane auf einer Entfernung von 100 bis 200 km des Streifens.

Die Erklärung des Streifens soll gesucht werden in einer Anhäufung leichteren krustalen Materials; eine Erklärung von unkompensierten Oberflächenbildungen ist nicht möglich wegen der Lage des Streifens, der im allgemeinen unter Inselreihen oder unterseeischen Rücken verläuft. Diese Anhäufung weist meines Erachtens auf eine Knickung der Kruste nach innen, wobei die Oberflächenschicht nach außen gefaltet wird. Die Korrelation mit der Verbreitung der Vulkane läßt sich mit dieser Hypothese begreiflich machen, und viele Einzelheiten des Feldes lassen sich damit erklären. Der Knickungsdruck scheint vom Asiatischen Kontinent auszugehen und wirkt in südöstlicher Richtung.

*) Ausführliche Darstellung im Ergebnisband von Gerlands Beiträgen.

Auch in Westindien ist ein derartiger Streifen angetroffen worden nördlich von Portoriko und nördlich von Haiti. Über dem weiteren Verlauf sind noch keine festen Angaben vorhanden; östlich von Portoriko liegen noch keine Beobachtungen vor und nach Westen ist wohl schon viel beobachtet worden, aber in Kuba fehlen noch wichtige Teile des Feldes. Wahrscheinlich geht er nicht weiter in dieser Richtung, weil die Druckrichtung hier dem kritischen Streifen parallel wird und also keine Zusammenknickung auftreten kann; nach dieser Auffassung wäre der Bartlett-Graben hier die Verschiebungslinie. Es kann sein, daß die Bewegungslinie sich dann weiter durch Mexiko fortsetzt und an der Westküste entlang nach Norden biegt; an dieser Küste und an der Küste Kaliforniens sind wieder Andeutungen des Bestehens eines Streifens negativer Anomalien angetroffen worden.

Sieht man sich im allgemeinen die bis jetzt vorhandenen Meeresergebnisse an, dann findet man zwei vielfach vorkommende Erscheinungen. Vorausgesetzt wird, daß die Ergebnisse alle isostatisch reduziert sind und daß also topographische Effekte beseitigt sind.

Erstens kommen, wie das oben schon für Ostindien mitgeteilt wurde, die positiven Anomalien mehr in Feldern, und die negativen mehr in Streifen vor. Zweitens nehmen die Anomalien im allgemeinen zu, als man von Flachsee nach Tiefsee übergeht; dies zeigt sich z. B. südlich von Ceylon, bei Sokotra, beim Ausgang des Kanals, bei den Azoren, an der Westküste von Mexiko und Nordamerika, bei den Sandwichinseln, im Golf von Mexiko, westlich von Kuba und an vielen Stellen in Ostindien.

Das erste Ergebnis könnte vielleicht hiermit eine Erklärung finden, daß alle tektonischen Faltungserscheinungen von der Bildung eines Streifens negativer Anomalien begleitet werden, der wohl beim Fortschreiten des Vorganges, wie sich das auch begrifflich machen läßt, geringer wird, aber doch nicht ganz verschwindet. In Ostindien sind hiervon überall Bestätigungen gefunden worden; auch die älteren Faltungslinien sprechen sich noch als Streifen schwacher negativer Anomalien aus.

Merkwürdig ist das ausgedehnte Feld positiver Anomalien im Nordatlantischen Ozean um den Azoren und Madeira herum; es fängt schon gleich beim Ausgang des Kanals am Schelfrande an. Ich sehe nur eine Erklärung, die es als stabile Erscheinung begrifflich machen kann, nämlich als Folge von Druckspannungen in horizontaler Richtung in der Kruste. Wegen der Erdkrümmung sollen diese eine aufwärts gerichtete Resultante hervorrufen, die einer etwas höheren Lage der Kruste entsprechen würde als die isostatische Gleichgewichtslage und in der Weise positive Anomalie verursachen soll. Allerdings findet man so große Druckspannungswerte von 10000 kg pro Quadratcentimeter. Bei anderen Erklärungen erscheinen die positiven Anomalien als eine vorübergehende Gleichgewichtsstörung, die verschwinden soll, und es kommt mir schwierig vor, dies anzunehmen, weil das Verschwinden von Störungen wahrscheinlich schnell vor sich geht.

Auch im durchquerten Teile des Pazifik kommen über großer Ausdehnung positive Anomalien vor, aber der Mittelwert ist hier kleiner, nämlich + 22 mgal, während der Mittelwert im Atlantik + 41 mgal ist.

Darstellung einer gebietsweise harmonischen Funktion durch eine harmonische Funktion

Von **F. Hopfner**, Wien

Es werden die Voraussetzungen klargestellt, unter denen die Entwicklung für das äußere Potential ins Massennere fortgesetzt werden kann.

Wir denken uns die Erdmasse gegeben; wir verbinden den Erdschwerpunkt mit dem nächstgelegenen Randpunkt. Mit dieser Strecke als Radius beschreiben wir um den Schwerpunkt die Einheitskugel. Mit der Entfernung des weitesten Randpunktes vom Schwerpunkt als Radius R denken wir uns eine zweite Kugel beschrieben, die die Erdmasse einschließt. Schließlich sei zwischen den beiden Kugeln noch eine dritte Kugel vom Radius r gegeben; es soll also $1 \leq r \leq R$ sein.

Wir verlegen den Aufpunkt in diese Kugel. Das Potential V' der Erdmasse M in den Punkten der Kugel r ist eine Funktion von $r, t (= \cos \Theta), \varphi$; die Bedeutung der Winkel ist bekannt. V' ist eine gebietsweise harmonische Funktion; denn die Potentialfunktion ist nur in jenen Punkten der Kugel harmonisch, die im Außenraum der Masse liegen. Sie ist in jedem Punkt eindeutig, endlich und stetig, so daß nach einem bekannten Existenztheorem ihre Werte auf der Kugel r durch die Entwicklung

$$V' = \sum_{n=0}^{n=\infty} Y'_n$$

nach allgemeinen Kugelfunktionen Y'_n dargestellt werden können. Die Funktionen Y'_n sind explizite Funktionen von t und φ und hängen durch ihre Konstanten implizite auch von r , also vom Radiusvektor des Aufpunktes, ab.

1. Beiderseits der Kugel r denken wir uns je eine Massenschicht von der kleinen, aber konstanten Dicke ε entfernt. Hierdurch entsteht eine massenleere Kugelschale der Dicke 2ε , die von den Kugeln der Radien $r - \varepsilon$ und $r + \varepsilon$ eingeschlossen wird. Läßt man den Aufpunkt auf der Kugel r wandern, so bleibt er beständig im Außenraum der drei Massen M_1, M_2, M'_2 , in die die Masse M durch die massenleere Kugelschale zerlegt wird; M_1 soll im Innenraum der Kugel $r - \varepsilon$ liegen; M_2 und M'_2 liegen alsdann im Außenraum der Kugel $r + \varepsilon$. Das Potential V der drei Massen in den Punkten der Kugel r wird durch die Gleichung

$$V = \sum_{n=0}^{n=\infty} \frac{Y_n^{(1)}}{r^{n+1}} + \sum_{n=0}^{n=\infty} r^n Y_n^{(2)}$$

gegeben. Die Konstanten in den allgemeinen Kugelfunktionen $Y_n^{(1)}$ sind Funktionen der Massenordnung in M_1 ; ebenso sind die Konstanten $Y_n^{(2)}$ Funktionen der Massenordnung in M_2 und M'_2 . Die Funktion V ist daher in dem Gebiet $r - \varepsilon < r < r + \varepsilon$ harmonisch.

Die gliedweise Addition der beiden Reihen führt zu der Gleichung

$$V = \sum_{n=0}^{n=\infty} \left(\frac{Y_n^{(1)}}{r^{n+1}} + r^n Y_n^{(2)} \right) = \sum_{n=0}^{n=\infty} Y_n \dots \dots \dots (1)$$

Man kann sich nämlich den Radius r mit den Konstanten der Kugelfunktionen vereinigt denken; andererseits ist das Potential V auf jeder Kugel im Bereich $r - \varepsilon < r < r + \varepsilon$ in eine Reihe nach allgemeinen Kugelfunktionen entwickelbar. Hierin findet die zunächst nur formal durchgeführte Rechnung, die zur Gleichung (1) führte, ihre Rechtfertigung.

Die Funktionen Y_n sind explizite Funktionen von t und φ und hängen durch ihre Konstanten implizite auch von r ab. Ändert nämlich der Aufpunkt unter Mitnahme der massenleeren Kugelschale im Bereich $1 \overline{\overline{r}} \overline{\overline{R}}$ seine Entfernung r vom Schwerpunkt, so ändern im allgemeinen auch die Konstanten in den Funktionen Y_n ihren Wert einerseits wegen der radialen Verschiebung des Aufpunktes, andererseits wegen der Abänderung der Massen M_1, M_2, M'_2 . In der massenleeren Schicht ist V harmonisch; es erfüllt daher im Bereich zwischen den Kugeln $r - \varepsilon$ und $r + \varepsilon$ die Laplacesche Gleichung.

Wir schreiben die Reihe (1) in der Form

$$V = \sum_{n=0}^{n=\infty} \frac{Y_n}{r^{n+1}}, \dots \dots \dots (2)$$

worin

$$Y_n = Y_n^{(1)} + r^{2n+1} Y_n^{(2)}$$

ist, und beginnen mit der Untersuchung der Funktionen Y_n unter der Voraussetzung, daß die Masse M nur wenig von einer schwach abgeplatteten Kugel abweicht; ihre Abplattung α soll also gegenüber der Einheit eine kleine Größe erster Ordnung sein.

Wir entwickeln die Funktion Y_n im Bereich $1 \overline{\overline{r}} \overline{\overline{R}}$ in der Umgebung der Punkte auf der Kugel R nach Potenzen von $r - R$; man bekommt

$$Y_n = F_n^{(0)} + (r - R) F_n^{(1)}.$$

Für $r = R$ ist $Y_n = F_n^{(0)}$; in den Punkten der Kugel R ist somit $F_n^{(0)}$ nur eine Funktion der Massenordnung in M_1 ; denn Y_n hängt in jenen Punkten nicht vom Radiusvektor r des Aufpunktes ab. Die Funktion $F_n^{(1)}$ wird durch die Reihe

$$F_n^{(1)} = \left(\frac{\partial Y_n}{\partial r} \right)_R + \left(\frac{\partial^2 Y_n}{\partial r^2} \right)_R (r - R) + \dots$$

erklärt.

Für $\alpha = 0$ ist $r = R = 1$; Y_n hängt alsdann für einen jeden Wert von $r \geq 1$ nur von der Massenordnung ab; also sind auch seine Ableitungen jeder Ordnung nach r identisch Null. Wir schließen daher, daß jede der Ableitungen in der vorangehenden Reihe α zum Faktor hat; denn dann und nur dann verschwindet für $\alpha = 0$ jede dieser Ableitungen identisch.

Man kann somit $F_n^{(1)} = \alpha F_n^{(2)}$ setzen. Andererseits entwickeln wir $F_n^{(0)}$ nach Potenzen der Abplattung. Man erhält hierdurch

$$Y_n = f_n^{(0)} + \alpha f_n^{(1)} + \alpha^2 f_n^{(2)} + \dots + (r - R) \alpha F_n^{(2)}.$$

Nach den getroffenen Annahmen über die Figur der Masse M ist $r - R$ höchstens von der Ordnung der Abplattung; vernachlässigt man daher, wie in der Geodäsie derzeit üblich, Größen von der Ordnung des Quadrats der Abplattung, so ergibt sich

$$Y_n = f_n^{(0)} + \alpha f_n^{(1)};$$

hierin sind die Funktionen $f_n^{(0)}$ und $f_n^{(1)}$ von r unabhängig.

Zur Untersuchung dieser Funktionen ziehen wir die Laplacesche Gleichung heran, die nach den getroffenen Voraussetzungen von der Reihe

$$V = \sum_{n=0}^{n=\infty} \frac{f_n^{(0)} + \alpha f_n^{(1)}}{r^{n+1}}$$

zumindest bis auf Größen von der Ordnung α^2 für einen jeden Wert der Abplattung erfüllt sein soll. Hierdurch ergeben sich die Forderungen

$$\sum_{n=0}^{n=\infty} \Delta \left(\frac{f_n^{(0)}}{r^{n+1}} \right) = 0, \quad \sum_{n=0}^{n=\infty} \Delta \left(\frac{f_n^{(1)}}{r^{n+1}} \right) = 0;$$

sie führen für $f_n^{(0)}$ und $f_n^{(1)}$ auf die Differentialgleichung der allgemeinen Kugelfunktion.

Die Funktionen $f_n^{(0)}$, $f_n^{(1)}$ sind somit allgemeine Kugelfunktionen; also ist auch $Y_n = f_n^{(0)} + \alpha f_n^{(1)}$ eine allgemeine Kugelfunktion, deren Konstanten nur Funktionen der Massenordnung sind; sie hängen daher von ε ab. Die Werte der Konstanten ergeben sich durch die Entwicklung des Potentials V der Masse $M_1 + M_2 + M'_2$ im Außenraum der Kugel R .

2. Wir lassen die einschränkende Voraussetzung über die Figur der Masse M vorläufig wieder fallen und vergleichen die Werte der beiden Funktion V' und V auf der Kugel r miteinander. Wir stellen zunächst fest, daß für einen jeden Wert von r im Bereich $1 \leq r \leq R$ beständig $V' > V$ ist und V mit stetig abnehmenden Werten von ε beständig zunimmt, ohne jedoch jemals den Wert von V' zu erreichen; denn die Gleichung (1) besteht nur für $\varepsilon > 0$.

Wir erteilen ε einen konstanten Wert. V' und V sind stetige Funktionen von r . Also ist die Differenz $V' - V$ bei konstantem ε entweder eine Konstante oder eine stetige Funktion von r . Für $r = R + \varepsilon$ ist $V' - V = 0$; für $r < R + \varepsilon$ ist $V' - V > 0$. Also ist $V' - V$ eine stetige positive Funktion von r , die in der Umgebung von $r = R + \varepsilon$ mit abnehmendem r zunimmt.

Wir wollen daher fordern, es solle $V' - V$ für $\lim \varepsilon = 0$ gleichmäßig im Bereich $1 \leq r \leq R$ gegen Null konvergieren.

V wird durch die Reihe (1) erklärt; wir fragen daher nach der Konvergenz dieser Reihe für $\lim \varepsilon = 0$. Jeder Wert von V auf der Kugel r konvergiert für

$\lim \varepsilon = 0$ gleichmäßig gegen einen bestimmten endlichen Wert, deren Gesamtheit die Werte der eindeutigen, endlichen und stetigen Funktion V' auf der Kugel r sind. Für einen jeden Wert von $\varepsilon > 0$ ist daher V auf der Kugel r eine eindeutige, endliche und stetige Funktion, deren Werte in einer und nur einer Weise in eine Reihe nach allgemeinen Kugelfunktionen entwickelbar sind. Also ist die Reihe (1) auch für $\lim \varepsilon = 0$ konvergent.

Wir sind damit zu dem Ergebnis gekommen, daß unter der Voraussetzung der gleichmäßigen Konvergenz von V gegen V' für $\lim \varepsilon = 0$ die Werte der gebietsweise harmonischen Funktion V' durch die Werte der harmonischen Funktion V im Bereich $1 \overline{\leq} r \overline{\leq} R$ dargestellt werden können.

3. Die Voraussetzung über die gleichmäßige Konvergenz von $V' - V$ gegen Null für $\lim \varepsilon = 0$ kann als erfüllt angesehen werden, wenn in der Masse M die Dichte von außen nach innen hin zunimmt; diese Dichtezunahme kann stellenweise auch unstetig vor sich gehen; wir wollen überdies noch fordern, daß die Dichte erst in größeren Tiefen beträchtlich zunimmt. Die Voraussetzung über die gleichmäßige Konvergenz wird daher um so eher erfüllt sein, wenn wir auch noch unsere Voraussetzung über die Figur der Masse M wieder aufnehmen, also eine kleine Abplattung fordern.

Für $r = R + \varepsilon$ ist $V = V'$ für einen jeden Wert von ε . Weiter konvergiert im Bereich $1 \overline{\leq} r \overline{\leq} R$ nach den getroffenen Voraussetzungen über die Masse M gleichmäßig für $\lim \varepsilon = 0$ einerseits V gegen V' , andererseits $M_1 + M_2 + M_3$ gegen M . Zur Darstellung der Funktion V' im Bereich $1 \overline{\leq} r \overline{\leq} R$ durch die Funktion V reicht es somit hin, die Kugelfunktionen in der Reihe (2) für V durch Entwicklung von V' nach allgemeinen Kugelfunktionen im Außenraum der Kugel R zu bestimmen, wenn Größen vom Quadrat der Abplattung vernachlässigt werden können.

Wir sind damit zum Endergebnis gekommen: Setzt man die Entwicklung von V' im Außenraum der Kugel R nach allgemeinen Kugelfunktionen bis zur Einheitskugel fort, so gibt diese Reihe auch sehr nahe die Werte des Potentials im Bereich $1 \overline{\leq} r \overline{\leq} R$.

4. Die Voraussetzungen über die Figur und Dichteverteilung in der Masse M erfüllt die Erdmasse. Die Fortsetzbarkeit der Reihe für das äußere Potential bis zu den Punkten des Geoids steht daher bei der heutzutage in der Geodäsie geforderten Genauigkeit außer Frage. Übrigens hat man ihre Fortsetzbarkeit bis zur Erdoberfläche hin bisher immer stillschweigend vorausgesetzt; denn alle seit jeher mit Hilfe des Clairautschen Theorems berechneten Abplattungswerte, sei es daß diesen nach Bouguer, Faye oder nach isostatischen Gesichtspunkten reduzierte Schwerkraftwerte zugrunde lagen, beruhen auf dieser Voraussetzung. Es würden sich unmögliche Abplattungswerte eingestellt haben, wenn die Voraussetzung nicht sehr nahe erfüllt gewesen wäre.

Die Fortsetzbarkeit der Reihe bis in die Erdmasse hinein läßt sich im Hinblick auf die erhebliche Massenverdichtung in ihren zentralen Teilen deuten. Die

Fortsetzbarkeit sagt nämlich aus, daß die Massen im Außenraum der Einheitskugel, insoweit das Potential in Frage kommt, gewissermaßen noch dem Außenraum der Erde zugerechnet werden dürfen. Eine Stütze findet diese Deutung in dem Verhalten der Schwerkraftbeschleunigung in den Randpartien der Erdmasse; sie nimmt nämlich daselbst ebenso wie im Außenraum der Erde mit der Annäherung an den Erdschwerpunkt beständig zu; erst in größeren Tiefen stellt sich eine Abnahme ein. Eine weitere Stütze findet die Deutung darin, daß bei Vernachlässigung von Größen von der Ordnung α^2 in den Punkten der Erdkruste die Poissonsche Gleichung in die Laplacesche übergeht. Daselbst erreicht nämlich, von kleinsten Gebieten abgesehen, die Dichte ρ nirgends den Wert 5; alsdann ist $4\pi f\rho < \alpha^2$ und daher $\Delta V' \sim 0$. Hierin liegt der Grund für die Darstellbarkeit des Potentials V' in den Randgebieten der Erde durch eine harmonische Funktion V unter den getroffenen Voraussetzungen.

An anderer Stelle werde ich übrigens die Existenz der Entwicklung (2) im Außenraum der Einheitskugel dadurch nachweisen, daß ich zeige, daß die Reihe von $n = 3$ angefangen ein partikuläres Integral einer partiellen Differentialgleichung erster Ordnung ist.

Bericht über den gegenwärtigen Stand der Entwicklung des statischen Schweremessers

Von **H. Haalek**, Potsdam

Die ersten Versuche mit einem statischen, auf dem barometrischen Prinzip beruhenden Schweremesser, über welche ich auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Potsdam 1930 berichtete, wurden ausgeführt mit einem noch sehr einfachen Modell, welches bei den Messungen auf dem Funkturm in Witzleben aber bereits eine Meßgenauigkeit von etwa ± 10 mgal lieferte. Freilich muß man bei diesen ersten praktischen Messungen berücksichtigen, daß die Zeit, welche zwischen zwei aufeinanderfolgenden Messungen verfloß, nur wenige Minuten betrug und dementsprechend die Erschütterungen, denen das Instrument ausgesetzt war, bei weitem nicht so erheblich waren, wie bei richtigen Geländemessungen. Für Messungen im Gelände war das Instrument noch nicht geeignet, da es keinen ausreichenden Temperaturschutz besaß.

Die Versuchsmessungen mit einem verbesserten Instrument, das im Frühjahr 1931 fertiggestellt wurde*), ergaben im Laboratorium — also ohne die Erschütterungen des Transportes — eine den Pendelmessungen fast entsprechende Genauigkeit. Die praktischen Messungen im Gelände wurden stets an sechs, in ungefähr gleichen Abständen liegenden Meßpunkten längs der Versuchsstrecke

*) Vgl. Heft 1 und 5 dieser Zeitschrift (1932).

Potsdam—Treuenbrietzen (37 km) ausgeführt, und zwar wurde an allen Punkten bei der Hin- und bei der Rückfahrt gemessen, aus den Wiederholungsmessungen dann die Genauigkeit berechnet. Dabei zeigte sich, daß die Einstellung der Flüssigkeitsmenisken durch die dauernden heftigen Erschütterungen des Instrumentes während des Transportes von einer Station zur anderen erheblich beeinflußt wurde. Als mittlerer Fehler einer einzelnen Messung ergab sich bei den Geländemessungen rund ± 10 mgal.

Die Änderungen und Versuche, welche seit dem vorigen Sommer ausgeführt wurden, um — abgesehen von der konstruktiven Entwicklung — den nachteiligen Einfluß der Erschütterungen des Instrumentes zu verringern, blieben lange Zeit erfolglos, bis es schließlich gelang, den wesentlichsten Sitz der Fehlerquellen festzustellen: Führt man Laboratoriumsmessungen aus in der Weise, daß längere Zeit hindurch Ablesungen ausgeführt werden, während das Instrument sich unverändert in Ruhe befindet, sodann nach längeren (etwa 10 Minuten) starken Erschütterungen, so zeigte es sich, daß die Einstellung der Menisken sich nach den Erschütterung sehr häufig unregelmäßig und sprungweise änderte. Daraus läßt sich folgern, daß die Fehlerquelle nicht in dem Temperatureinfluß, der ja eigentlich die schwierigste Aufgabe beim Bau des statischen Schweremessers bildet, zu suchen ist, sondern daß diese in der Ablesevorrichtung liegen muß. In dieser Richtung gibt es aber eine ganze Anzahl von Möglichkeiten, welche einzeln ausprobiert werden müssen. Mit solchen Versuchen begann ich in diesem Frühjahr, und tatsächlich gelang es mir bei den Versuchsmessungen im August einen wesentlichen Fortschritt zu erzielen, indem sich der mittlere Fehler einer einzelnen Messung im Gelände auf ± 4.5 mgal verminderte. Diesen Wert möchte ich nach dem jetzigen Stande der Entwicklung als die ungefähre Meßgenauigkeit des statischen Schweremessers bei praktischen Messungen im Gelände ansehen.

Der gesamte Meßvorgang an einer Beobachtungsstation ist denkbar einfach und nimmt etwa 5 bis höchstens 10 Minuten in Anspruch. Für die praktische Verwendungsmöglichkeit des statischen Schweremessers bedeutet es ferner einen außerordentlichen Vorteil, daß eine feste Aufstellung nicht nötig ist. Geringe Erschütterungen, auch ein nicht zu starkes Schwanken des Instrumentes während einer Beobachtung haben keinen wesentlichen Einfluß auf die Einstellung der Menisken; sie schwanken lediglich um eine mittlere Lage. Dieser Umstand läßt die praktische Brauchbarkeit des statischen Schweremessers für Messungen auf fahrenden Schiffen bei geeigneter Aufhängung als sehr wahrscheinlich erscheinen. Einen Vorteil gegenüber den Messungen auf festem Lande besitzen die Messungen auf See insofern, als einmal die starken Erschütterungen während des Transportes von einem Meßpunkt zum anderen, die sich bis jetzt ja als die wesentlichste Fehlerquelle erwiesen haben, fortfallen, andererseits die Messungen nicht nur an einzelnen Punkten ausgeführt, sondern ununterbrochen registriert werden können. Ein Nachteil gegenüber den Messungen auf dem Lande besteht darin, daß die einzelnen Messungen an den einzelnen Punkten nicht so häufig wiederholt bzw. an Pendelstationen angeschlossen werden können, sondern daß solche Anschlußmessungen

häufig erst nach Wochen ausgeführt werden können. Es fragt sich also, wie es sich mit der Konstanz der Nullage des statischen Schweremessers verhält. Eine völlige Konstanz ist noch nicht vorhanden, doch ist diese Frage noch nicht eingehend untersucht, so daß ich darüber noch wenig Sicheres mitteilen kann.

Zusammengefaßt lassen die Ergebnisse der bisherigen Messungen es als wahrscheinlich erscheinen, daß der statische Schweremesser in dem jetzigen Stadium der Entwicklung bereits die bestmögliche Meßgenauigkeit für die Messungen auf See — diesbezügliche Versuche sind für das kommende Frühjahr in Aussicht genommen — besitzt. Eine Steigerung der Meßgenauigkeit des Instrumentes über ± 3 bis 4 mgal hinaus ist für solche Messungen unnötig, da die außerhalb des Instrumentes liegenden Fehlerquellen (Strömungsgeschwindigkeit, Höhe des Meeresspiegels über normalem Wasserstand usw.) keine größere Meßgenauigkeit gestatten. Die Versuche werden mit Unterstützung aus den Mitteln der Deutschen Notgemeinschaft fortgesetzt.

(Geophysikalische Forschungsarbeiten an der Reichsanstalt für Erdbebenforschung, unterstützt von der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft.)

Die Genauigkeit von Pendelkontakten und der Einfluß des Steigrades einer Pendeluhr auf die Schwingungsdauer des Pendels

Von **H. Martin**, Jena — (Mit 3 Abbildungen)

Es wird eine Methode angegeben, die es gestattet, periodische Vorgänge mit einer Genauigkeit von einigen Millionstel Sekunden zu messen, und es wird deren Verwendbarkeit an einigen Meßbeispielen gezeigt.

Schon früher*) wurden Messungen über die Genauigkeit von Pendelkontakten mit Hilfe von freischwingenden Pendeln gemacht. Diese frühere Methode hatte den Nachteil, daß man nur eine beschränkte Anzahl von aufeinanderfolgenden Kontakten untersuchen konnte. Bei der Bestimmung der Schwingungsdauer von ungedämpften Schwingungen (z. B. von Stimmgabeln) ist der oben erwähnte Nachteil nicht vorhanden und es sollten deshalb die Frage der erreichbaren Genauigkeit grundsätzlich geklärt und die Fehlerquellen untersucht werden.

Die Versuchsanordnung ist wieder dieselbe, wie sie früher**) angegeben wurde. Die Kontaktstimmgabel konnte durch eine Röhrenstimmgabel ersetzt werden. Zum Antrieb wurde in einer Selbsterregungsschaltung ein Siemensscher

*) H. Martin: Das photographische Koinzidenzverfahren und das schwingende Pendel als Zeitmesser. Veröff. d. Reichsanstalt f. Erdbebenf., Heft 17, S. 127, Jena 1931 und Gerl. Beitr. z. Geophysik, Erg.-H. f. angew. Geophysik **2**, 257, 1932.

) Derselbe: Die allgemeine Koinzidenzkurve. Zeitschr. f. Geophys. **8, 209, 1932.

Volksverstärker benutzt. Die Röhrenstimmgabel hat den Vorteil, daß man in einfacher Weise durch Änderung der Anodenspannung während des Betriebes die Amplitude der Stimmgabelschwingungen und damit auch in geringem Maße die Schwingungsdauer der Stimmgabel verändern kann. Bei den Untersuchungen wurden drei Röhrenstimmgabeln zwischen 46 und 62 Schwingungen/Sekunde aus Stahl mit geringem Temperaturkoeffizienten verwendet. In Fig. 1 ist die Frequenz in Abhängigkeit von der Amplitude wiedergegeben.

Wenn man eine größere Anzahl von aufeinanderfolgenden Kontaktschlüssen oder Kontaktöffnungen untersuchen will, so braucht man nur dafür zu sorgen, daß der Stromschluß bzw. das Öffnen des Stromes streng periodisch erfolgt. Exakt gewährleistet ist diese Periodizität bei Pendelkontakten, die wir zunächst unseren Untersuchungen zugrunde legten.

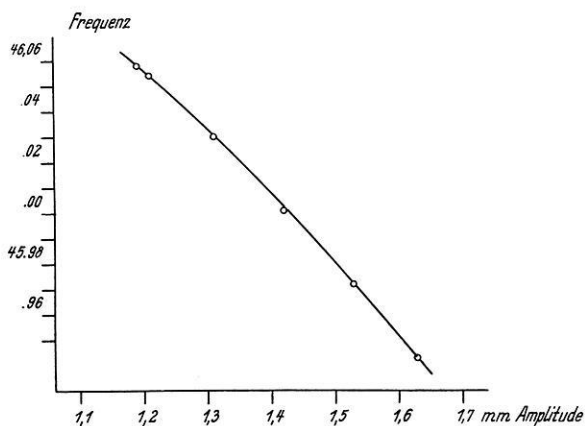


Fig. 1
Abhängigkeit der Frequenz einer Stimmgabel von der Amplitude

Die Genauigkeit von Pendelkontakten ist schon des öfteren untersucht worden. Allein hatten dabei die Registrierapparate größere Fehler, als die der Pendelkontakte waren. So streuen die von Wanach*) gemessenen Werte sehr schön um den Wert ± 0.01 sec, der den Fehler des benutzten Chronographen darstellt. Trotzdem errechnet Wanach aus dem Mittel von 30 Werten als mittleren Fehler ± 0.0024 sec.

Wenn die Frequenz der Stimmgabel genau ein ganzzahliges Vielfaches der Frequenz der Uhr und damit der des Pendelkontaktes ist, dann ist die resultierende Koinzidenzkurve eine Gerade. Nun hat man noch dafür zu sorgen, daß die Phasenverschiebung zwischen den beiden Schwingungen 0 beträgt. Denn dann erfolgt die Beleuchtung des Spaltes gerade in dem Moment, wenn die Stimmgabel ihre größte Geschwindigkeit hat, also in der Umgebung ihrer Nulllinie. Die nötige

*) B. Wanach: Astron. Nachr. **172**, 146—158, 1906.

Phasenverschiebung verschafft man sich dadurch, daß man mit Hilfe eines kürzeren Koinzidenzintervalles die Koinzidenzpunkte zunächst in die Mitte der Koinzidenzkurve wandern läßt. Wenn man dann durch Änderung des Anodenstromes eine genau ganzzahlige Frequenz der Stimmgabelschwingungen einschaltet, dann erhält man eine zur Plattenfortpflanzungsrichtung parallele Koinzidenzkurve. Dies ist in Fig. 2 annähernd erreicht worden, die eine Registrierung des Öffnungsblitzes des Pendelkontaktes einer Uhr von Strasser und Rohde darstellt.

Dabei erfolgte die Beleuchtung des Spaltes durch diffuses Nebenlicht 1 sec, um dann 1 sec durch Verlöschen der Lampe unterbrochen zu werden. Während der Zeit von 1 Sekunde machte die Stimmgabel je 46 Schwingungen. Und während eines Bruchteiles einer dieser 46 Schwingungen erfolgte die Beleuchtung des Spaltes und wurde als schwarzer Punkt registriert.

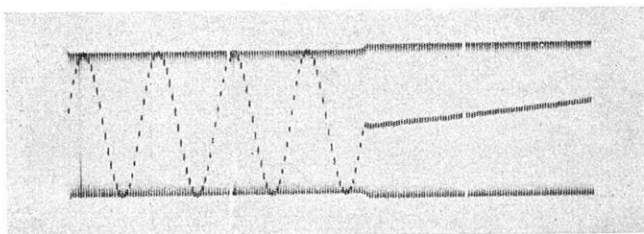


Fig. 2. Übergang zu einem unendlich langen Koinzidenzintervall bei der Phasenverschiebung Null

Die Frequenzen der beiden in Fig. 2 registrierten Schwingungen sind 46.02 und etwa 46.0002 Hertz.

Welche Kontaktgenauigkeit ist mit der vorliegenden Methode meßbar? Wir nehmen dabei an, daß die Beleuchtung der schwingenden Stimmgabel gerade im Moment der größten Geschwindigkeit erfolgte. Die Amplitude der Stimmgabel sei $A = 10$ mm, die Frequenz $n = 50$ Hertz, die der Ausmeßgenauigkeit $dy = \pm 0.01$ mm. Dann erhält man aus der Sinuskurve

$$y = A \cdot \sin \frac{2\pi \cdot t}{T}$$

die noch meßbar mögliche Zeit:

$$dt = \frac{dy}{2\pi \cdot A \cdot n} = \frac{0.01}{2\pi \cdot 50 \cdot 10} = 3 \cdot 10^{-6} \text{ sec,}$$

d. h., man kann das exakte Arbeiten des Pendelkontaktes mit einer Genauigkeit von einigen Millionstel-Sekunden beobachten.

Über die Leistungsfähigkeit der Methode und über die bei Pendelkontakten erreichbare Genauigkeit legen die beiden in der nächsten Fig. 3 wiedergegebenen Auswertungen Rechenschaft ab.

Vor der Besprechung dieser Kurven seien noch einige Worte über die möglichen Fehlerquellen gesagt. Wenn man von ganz plötzlichen, kurzperiodischen Schwankungen in der Schwingungsdauer der Stimmgabel absieht, macht sich eine kontinuierliche Änderung der Schwingungsdauer der Stimmgabel oder der Uhr in dem Verlauf der Koinzidenzkurve bemerkbar. Plötzliche, unregelmäßige Sprünge im Verlauf der Koinzidenzkurve können natürlich ebenso von einem fehlerhaften Arbeiten des zur Beleuchtung des Spaltes dienenden beweglichen Spiegelsystems herrühren, und die Entscheidung, ob Pendelkontakt oder Spiegelsystem für die Unregelmäßigkeiten in der Koinzidenzkurve verantwortlich zu machen sind, ist aus den beiden Kurven in Fig. 3 zu entnehmen. Das umfangreiche Untersuchungsmaterial über die einwandfreie Arbeitsweise des Spiegelsystems wird an anderer Stelle ausführlich veröffentlicht werden.

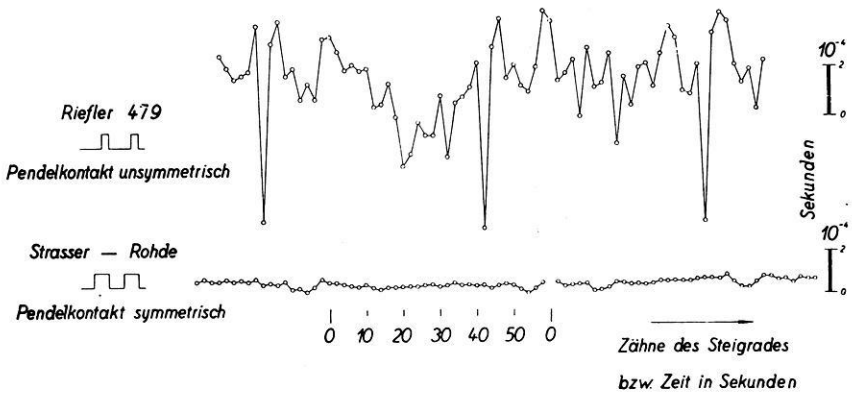


Fig. 3
Einfluß des Steigrades auf die Schwingungsdauer eines Uhrpendels
und damit auf die Genauigkeit des Pendelkontaktes

Die erste Kurve stellt etwa 90 aufeinanderfolgende Öffnungsmomente des Pendelkontaktes von Riefler 479 dar. Die Schließungszeit des Pendelkontaktes betrug dabei infolge der unsymmetrischen Einstellung 0.5 sec. Besonders charakteristisch ist in dieser Kurve die Folge von fünf (zwei vor und zwei nach dem vollkommen herausfallenden Punkte) Kontaktöffnungsmomenten. Der maximale Fehler liegt dabei in der Größenordnung von rund $\pm 1 \cdot 10^{-4}$ sec. Dieser Fehler aber geht, wie aus der Fig. 3 infolge der Periodizität von 30 Punkten bzw. 60 sec hervorgeht, auf Kosten des Steigrades. Trotzdem wir es bei der Uhr Riefler 479 mit der sogenannten freien Rieflerhemmung zu tun haben, macht sich jede Unregelmäßigkeit eines Zahnes des Steigrades in einer geringen Änderung der Schwingungsdauer des Uhrpendels und damit des Pendelkontaktes bemerkbar. Es bleibt weiteren Untersuchungen vorbehalten, den Einfluß des gesamten Antriebsmechanismus auf die Schwingungsdauer des Pendels und damit auf die Genauigkeit des Pendelkontaktes festzustellen. Jedoch ist das Bedürfnis für genaue Pendel-

uhren durch die Schaffung der Quarzuhr*), deren Gangschwankungen 10mal kleiner sind, als die der besten astronomischen Uhren, vielleicht etwas in den Hintergrund getreten.

Über die mit mechanischen Hilfsmitteln erreichbare Genauigkeit gibt die zweite Kurve in Fig. 3 Auskunft. Die regelmäßige Ausbuchtung alle 60 sec rührt davon her, daß auf dem Steigrad ein Nippel angebracht war, der dafür sorgte, daß alle Minuten je 3 sec lang ein Stromkreis geschlossen wurde, der zur Zeitmarkierung auf den Seismometerregistrierungen diente. Dadurch aber wurden die Energieverhältnisse des über einen Grahamhaken erfolgenden Pendelantriebes verändert, was sich in einer geringen Änderung der Schwingungsdauer des Pendels bemerkbar machte. Die Abweichungen von dem glatten Kurvenverlauf sind etwa $2 \cdot 10^{-5}$ sec, wenn man zwei aufeinanderfolgende Punkte der ungestörten Kurve ins Auge faßt, d. h. aber auch, die mit dem Pendelkontakt im vorliegenden Falle erreichte Genauigkeit ist von der Größenordnung einiger 100000stel Sekunden.

Mit der beschriebenen Methode wurden eine ganze Reihe von Pendelkontakten untersucht. Bei der Uhr Riefler 478 ließ sich ein Einfluß des Steigrades nicht nachweisen, da der Pendelkontakt selbst schon Fehler von einigen 10000stel Sekunden zeigte.

Eine nicht genau zentrale Lage der Achse des Steigrades macht sich in einem periodischen Schwanken der Punkte bemerkbar, wobei die Periode eine Minute beträgt, wie es bei einer gewöhnlichen Pendeluhr der Fall war.

Auch konnte gezeigt werden, daß der Einschaltmoment genau so exakt erfolgen kann, wie der Ausschaltmoment, jener aber viel empfindlicher auf etwaige Unsauberkeiten in der Konstruktion des Pendelkontaktes reagiert.

Die Frage der Genauigkeit von Pendelkontakten läßt sich somit dahin beantworten: Es ist ohne große mechanische Anforderungen möglich, einen Pendelkontakt herzustellen, der mit einer Genauigkeit von einigen 10^{-5} sec sicher arbeitet. Jedoch sind die Fehler, die durch die Änderung der einzelnen Schwingungsdauern des den Pendelkontakt betätigenden Pendels unter Umständen von einer ganz anderen Größenordnung.

*) A. Scheibe u. U. Adelsberger: Eine Quarzuhr für Zeit- und Frequenzmessung sehr hoher Genauigkeit. Phys. Zeitschr. **33**, 835—841 (1932).

Das logarithmische Dekrement von Pendeln

Von **O. Meißer**, Jena — (Mit 1 Abbildung)

Genaue Schwingungsdauerbeobachtungen an Pendeln erfordern neben einer ausreichenden Beobachtungszeit und den erforderlichen Zubehörinstrumenten in erster Linie Pendel, die auch die nötige Konstanz aufweisen. Für relative g -Messungen wurden verschiedene Pendel aus Quarzglas (kleiner Wärmeausdehnungskoeffizient) gebaut. Um von vornherein eventuell auftretende geringe Verlagerungen des Schneidenkörpers konstruktiv hinsichtlich der Schwingungsdauer unwirksam zu machen, wurde bei den stabförmigen Pendeln die bekannte Minimumbedingung eingehalten. Wie schon früher betont*), bedingt eine zeitliche Inkonstanz des Schneidenradius über die „Besselsche Korrektur“ eine beträchtliche Fehlermöglichkeit, die bei der obigen Pendelform gegenüber der Sterneckschen Form von derselben Schwingungsdauer in doppelter Größe zu erwarten ist.

Die Dämpfung eines Pendels und damit die Beobachtungsdauer eines ununterbrochen schwingenden Pendels wird durch sein logarithmisches Dekrement A bestimmt, ebenso der Energiebedarf, den ein getriebenes Pendel benötigt. Die Größe A gibt die Anzahl der vollen Schwingungen (T') an, die vergehen, bis die Anfangsamplitude auf ihren „ e “-ten Teil abgeklungen ist. Die Vorausberechnung des Dekrements stößt auf zu große theoretische Schwierigkeiten. Um einen ungefähren Überblick über den funktionalen Zusammenhang mit der Dichte des Pendels (d_1) und der des umgebenden Gases (d_2) und der inneren Reibung des Gases (η) zu bekommen, kann man den Ausdruck für das logarithmische Dekrement benutzen, den J. Klemenčić**) für unendlich lange Zylinder (Radius R) abgeleitet hat, die um eine zu ihrer Achse senkrechte Richtung schwingen. Danach wird das Pendeldekrement

$$A = A_s + \frac{1}{R d_1} \sqrt{2 \pi \eta d_2 T'} + \frac{\eta \cdot T'}{R^2 d_1} + \dots \dots \dots (1)$$

wobei A_s das Dekrement von der Schneidenreibung herrührend, bezeichnet***).

Wenn die Zahlengrößen auch nicht absolut stimmen können, so kann man doch für gleiche Pendel in verschiedenen Gasen (η , Druck) die Dekremente miteinander vergleichen. Wesentlich ist, daß die lineare Abhängigkeit des Dekrements von $\sqrt{\eta \cdot d_2}$ und von $1/d_1$ theoretisch gefordert wird. Fig. 1 zeigt die logarithmischen Dekremente für ein stabförmiges Quarzglaspendel ($T' = 0.81$ sec, a) und für ein

*) Physikal. Zeitschr. **32**, 236, 1931; Gerl. Beitr. z. Geophysik, Erg.-H. f. angew. Geophysik **2**, 38, 1931.

) J. Klemenčić: Wiener Ber. **84, 166, 1881.

***) Läßt man dasselbe Pendel an Stelle einer Schneide auf zwei gleichen Kugeln schwingen, dann darf der Kugeldurchmesser nicht über 4mm liegen, um für die hier angewandte Form geringe Reibungsverluste wie bei Schneiden zu erhalten.

gleichgestaltetes Nickeleisenpendel ($T = 0.81$ sec, b) in Luft bei jeweils verschiedenen Drucken*) und gleicher mittlerer Amplitude.

Die Druckabhängigkeit von Λ nach (1) ist recht gut erfüllt. Außerdem stimmt das Verhältnis der Tangenten von Kurve a und b zu 3.6 mit dem Verhältnis der spezifischen Gewichte von $\frac{d_2(b) \text{ Nickeleisen } 8.0}{d_2(a) \text{ Quarzglas } 2.2} = 3.6$ ebenfalls überein. Die

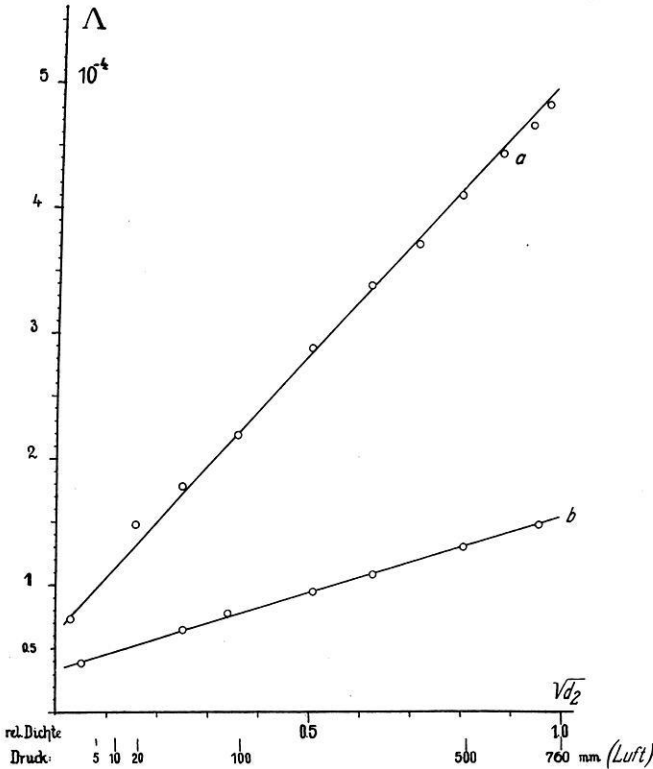


Fig. 1

Schneidendekremente Λ_s liegen, wenn man die Energieverluste für die Schneiden im Quarzglas- (Quarzglasschneiden) und im Nickeleisenpendel (Stahlschneiden) als gleich annehmen darf, unter Berücksichtigung des zweiten Gliedes für die Luftreibung $\frac{\eta \cdot T'}{R^2 \cdot d_1}$ in (1) in der Größenordnung von $3 \cdot 10^{-5}$.

Für praktische g -Pendelmessungen reichen die Beobachtungszeiten von etwa 0.5 Stunden bei Quarzglaspendeln gerade aus. Trotzdem dürfte es sich

*) Registriert von Herrn Schmücking u. Hohmann.

empfehlen, den Pendelapparat zu evakuieren. Um mit einer linearen Luftdichtekorrektur in einem beschränkten Druckintervall zu arbeiten, wählt man den Druck über 10 mm Hg. Die Dekremente der Quarzglaspendel liegen dann noch unter denen von Sterneckpendeln ($A \sim 1.3 \cdot 10^{-4}$) bei normalem Luftdruck. Die gute Übereinstimmung der Formel (1) mit dem experimentellen Befund, gestattet auch eine Anwendung auf die Verkleinerung des Dekrementes, die eintritt, wenn die Luft durch Wasserstoff ersetzt wird. Die Gasreibung dürfte dann nach (1) bei gleichem Druck und gleicher Temperatur ungefähr um $\sqrt{1/29} \sim 1/5.4$ abnehmen*).

Um die neuen Pendel auf Konstanz bzw. Reproduzierbarkeit der Schwingungsdauern innerhalb kürzerer Zeiträume und bei einfachen Handhabungen (Einhängen, Arretieren, Evakuieren) zu prüfen, können gleichzeitig acht, zu je zwei gegeneinanderschwingende Pendel in zwei Apparaten registriert werden. Die bisherigen Ergebnisse zeigen unvermittelte Änderungen der Schwingungsdauer, die verschiedene Größenordnungen $0 \dots 10 \cdot 10^{-7}$ sec und mehrere $100 \cdot 10^{-7}$ sec aufweisen. Die großen, zum Teil recht unregelmäßigen Abweichungen, ließen sich stets durch Reinigung als Unsauberkeiten auf den Pendellagern nachweisen und bestätigen. Ob die Änderungen der Schwingungsdauer nur auf die Inkonstanz des wirksamen Schneidenradius (Besselkorrektur für Schneiden- und Unterlagekrümmung) zurückzuführen ist, ließ sich bisher noch nicht einwandfrei feststellen.

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung.

Bericht über die deutschen geomagnetischen und geoelektrischen Beobachtungen während des Internationalen Polarjahrs 1932/33

Von **A. Nippoldt**, Potsdam

(Auszug aus dem Bericht auf der Leipziger Tagung der D. G. f. G.)

Innerhalb des Programmes des Internationalen Polarjahres haben die erdmagnetischen Beobachtungen eine besondere Bedeutung. Sie erstreckt sich auch auf die sachlich eng damit verbundenen Erdströme und Polarlichtbeobachtungen.

Während im ersten Polarjahr 1882/83 die Variationen durch direkte Ablesungen mit Fernrohr und Skala in mühseliger Einzelarbeit gewonnen werden mußten, steht uns jetzt die photographische Registrierung zur Verfügung. Die besondere Bedeutung des neuen Polarjahres auf diesem Wissensgebiet besteht daher in der Möglichkeit, die Einzelheiten verfolgen zu können. Dies wird man

*) Die Angabe von $1/14$ bei Schuler (Zeitschr. f. techn. Physik **10**, 394, 1929) ist demnach nicht richtig.

vor allem dazu benutzen, das Zusammenspiel der Variationen der einzelnen Elemente — Magnetismus, Erdstrom, Polarlicht usw. — zu untersuchen. Vornehmlich aus diesem Grunde werden im Internationalen Programm Registrierungen mit schnellem Umlauf gewünscht. Eine weitere besondere Note des neuen Polarjahres vor dem alten ist durch die inzwischen gewonnene Einsicht in das physikalische Geschehen, wenigstens der magnetischen Variationen und des Polarlichtes gegeben.

Durchaus neu sind die funktechnischen Phänomene, namentlich das Echo seitens der Ionosphäre und die Schwunderscheinungen der Empfangslautstärke, beides, wie wir wissen, in enger Verbindung mit den erdmagnetischen und erdelektrischen Variationen.

Durch seine Finanzlage ist Deutschland gezwungen, seine Mitarbeit am Polarjahr fast ganz auf das Inland zu beschränken.

In bezug auf den Erdmagnetismus geschieht dies an allen seinen bezüglichen Observatorien, also in Niemeck, Maisach, Groß-Raum, Wilhelmshaven und Langenberg (hier nur bezüglich Deklination). Alle diese Institute haben nach bestem Können ihre Einrichtungen vervollständigt und ihre absoluten Werte an Niemeck angeschlossen. An letzterem Observatorium selbst laufen zwei unabhängige Registriersysteme, das eine für X. Y. Z., das andere für D. H. J., außerdem ein Hilfssystem D. H. Z. und ein Schnellregistrierapparat für H.

Der Erdstrom wird in Deutschland an zwei Stellen verfolgt, zunächst in täglichen Registrierungen in zwei je 1 km langen, also kurzen, Leitungen in Niemeck, sodann in täglichen Registrierungen in einer 300 km langen Leitung von Müncheberg nach Neumarkt (SE-Richtung) und zu den Termintagen in einer annähernd gerade so langen Leitung Eberswalde nach Schlawe (NE-Richtung). Die Messungen in den kurzen Leitungen sind durch die Bewilligung einer besonderen Summe seitens der Internationalen Kommission des Polarjahres aus dem Rockefellerfonds ermöglicht worden. Die Beobachtungen in langen Leitungen führt die Deutsche Reichspost durch, die damit ihre alte Tradition aus 1882/83 wieder aufgenommen hat; Leiter dieser postalischen Erdstrombeobachtungen ist Postrat Dr. Moench.

Radioelektrische Versuche werden in Deutschland an verschiedenen Stellen vorgenommen, darunter auch vielfach von Privaten. Soweit dem Verf. bekannt geworden, sind hier zu nennen: Professor Rukop an der Technischen Hochschule zu Aachen, Professor Zenneck an der Technischen Hochschule zu München, Professor Fassbender an der Versuchsanstalt für Luftfahrt in Adlershof bei Berlin, Präsident K. W. Wagner und Professor Leithäuser vom Heinrich Hertz-Institut in Berlin, Herr Kurt Glass in Steinheid in Thüringen. Hierbei kommen die verschiedensten Gesichtspunkte in Betracht. Das Heinrich Hertz-Institut beteiligt sich auch unmittelbar im Polargebiet, und zwar durch eine Station in nächster Nähe von Tromsö (Leiter Dr. Kreielsheimer) zur Ablotung der Ionosphäre, Registrierung von Peilschwankungen, Untersuchung der Polarisation durch die erdmagnetischen Variationen usw. Die

Verbindung der in der Ionosphäre vorsichgehenden Veränderung mit den erdmagnetischen Variationen ist eine so enge, daß es notwendig erscheint, die radioelektrischen Phänomene unmittelbar an magnetischen Observatorien zu verfolgen. Mit gütiger Unterstützung durch das Preußische Kultusministerium und die Deutsche Kommission für das Polarjahr ist das Potsdamer Magnetische Observatorium in den Stand gesetzt worden, eine entsprechende Anlage zu schaffen, zu der auch eine eigene Sendestation für Echomessungen gehört. Diese Beobachtungen werden in Potsdam selbst vorgenommen.

Polarlichter sind innerhalb des Reiches eine seltene Erscheinung, und das im Polarjahr um so mehr, als es ein Minimaljahr der Sonnentätigkeit ist. Trotzdem ist alles vorgesehen, um es zu beobachten. Zunächst sind sämtliche geeignete meteorologische Stationen des preußischen Netzes mit einer Beobachtungsanweisung versehen worden, der das internationale Programm zugrunde gelegt ist. Als solche Orte kommen in Betracht die Stationen in Schleswig-Holstein und an der ganzen Meeresküste, ferner die Höhenstationen. Sodann erhielten einige das von Professor La Cour-Kopenhagen ausgearbeitete Polarlichtspektroskop mit besonderer Auflösungskraft im Gebiet der Nordlichtlinie, hierunter die preußischen Höhenstationen Brocken und Schneekoppe und die bayrischen Zugspitze und Kermit, sowie Niemeck. Hiermit soll eine regelmäßige Überwachung des Nachthimmels auf Auftreten der Nordlichtlinie erfolgen. Ferner forderte die Deutsche Seewarte in Hamburg die deutsche Schifffahrt auf, an den Polarlichtbeobachtungen teilzunehmen. Eine besondere Beobachtungsanweisung sorgt für Gleichmäßigkeit der Angaben. Eine Abmachung zwischen Seewarte und Magnetischem Observatorium in Potsdam sorgt dafür, daß alle einlaufenden Meldungen an letzterem zusammenlaufen, um im Anschluß an die magnetischen Variationen verarbeitet zu werden.

Die Studiengesellschaft zur Förderung des Funkwesens hat eine Arbeitsgemeinschaft für Elektrophysik der hohen Atmosphäre gebildet, bestehend aus der Heinrich Hertz-Gesellschaft, dem Forschungsinstitut der A. E. G., dem Meteorologischen Institut zu Berlin, dessen Magnetisches Observatorium zu Potsdam, dem Photophysikalischen Institut zu Danzig, die außer den oben angeführten radioelektrischen Beobachtungen auch das Polarlicht studieren will. Im Vordergrund stehen Untersuchungen über die Nordlichtphotographien und Spektroskopie (Dr. Bauer), wobei besonders die Farben- und kinematographische Photographie, die photogrammetrische Höhenbestimmung und Intensitätsmessungen berücksichtigt werden. Dies geschieht teils in Tromsö, teils in Island.

Herrn Dr. M. Grotewahl-Kiel gelang es, wenigstens von November 1932 an in Arsuk in Südgrönland eine private Station zu errichten, die Erdmagnetismus, Polarlichter, Strahlungsmessungen und einige meteorologische Elemente in ihr Programm aufgenommen hat.

So ist trotz der Beschränktheit der geldlichen Hilfsmittel, das Mögliche geschehen, um Deutschland an den Aufgaben des Internationalen Polarjahres 1932/33 zu beteiligen.

Ein neuer Schwingungsmesser

Von G. Fanselau, Berlin-Charlottenburg — (Mit 6 Abbildungen)

Es wird ein Gerät zum Messen von Schwingungsdauern beschrieben. Die Durchgänge des schwingenden Körpers betätigen mit Hilfe einer Photozelle ein Zählwerk, das zusammen mit dem Zifferblatt einer stimmgabelgesteuerten Synchronuhr zu Beginn und am Ende der Messung photographiert wird. Die Genauigkeit einer einfachen Zeitbestimmung beträgt 10^{-3} sec, so daß also 10^n Schwingungen genau bestimmt sind bis auf $10^{-(3+n)}$ sec. Der Apparat eignet sich besonders — Eisenfreiheit — für magnetische Meßzwecke, vor allem aber auch für Pendelmessungen, wo mit seiner Hilfe die Meßzeit ganz außerordentlich — bis auf den 100. Teil — herabgedrückt werden kann.

Der im folgenden kurz zu beschreibende Schwingungsmesser verdankt seinen Ursprung den Bedürfnissen der erdmagnetischen Meßtechnik. Die Forderung nach einer Grundgenauigkeit bei den Intensitätsbestimmungen des Erdfeldes von 10^{-5} cgs, 10^{-5} Gauß führt nämlich bei der Horizontalintensität, die durch Kombination von Ablenkungs- und Schwingungsbeobachtungen gewonnen wird, auf eine entsprechende Genauigkeit der Winkelmessungen bei den Ablenkungen von $0.1'$, der Zeitmessung bei den Schwingungen von 10^{-4} sec. Zur Beurteilung, inwieweit diese Genauigkeit in der Praxis tatsächlich erreicht ist, möge ein Blick auf Fig. 1 dienen. Sie zeigt die im Jahresdurchschnitt von 1923 bis 1930 am Potsdamer Observatorium erzielte Genauigkeit. Man erkennt sofort, daß, während bei den Ablenkungsbeobachtungen mit einer erheblichen Genauigkeitsreserve gearbeitet, der Grenzfehler nur einmal erreicht, niemals aber überschritten wird, bei den Schwingungsbeobachtungen gerade das Gegenteil der Fall ist. Die erstrebte Genauigkeit ist praktisch in keinem einzigen Falle erreicht. Es zeigt sich also, daß die sogenannte „Aug- und Ohrmethode“, d. h. das Schätzen der Durchgänge des Magneten nach den Halbsekundenschlägen eines Chronometers nicht zu der vollen

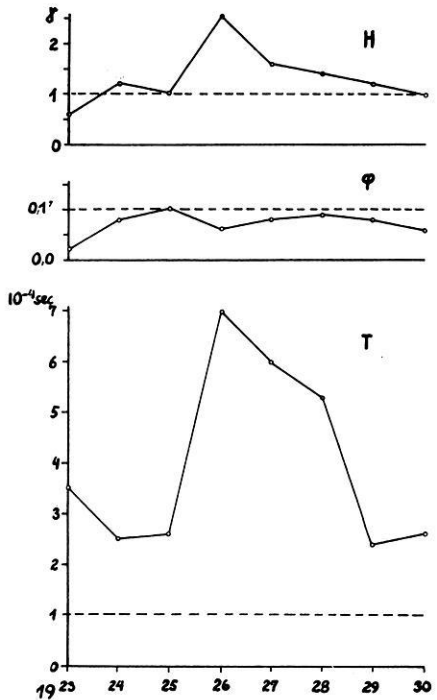


Fig. 1

Übersicht über die am Magnetischen Observatorium Potsdam erzielte Genauigkeit bei den Horizontalintensitätsmessungen im Jahresdurchschnitt 1923—1930

Genauigkeit führt; denn man kann ja auch die Meßzeit nicht beliebig lang ausdehnen, wie etwa bei Pendelmessungen, da kann die Reduktion auf die Variationen des Erdfeldes und auf die Temperatur, wenn nicht praktisch unmöglich, so doch so kompliziert wird, daß damit kaum ein Vorteil erzielt werden kann. Auch eine häufigere Wiederholung der Schwingungsmessungen ist wegen der Ermüdung des Beobachters kaum durchführbar, ganz abgesehen davon, daß dann die Gesamtbeobachtungsdauer einer vollständigen Messung wesentlich in die Länge gezogen wird, was wegen der Inkonstanz des magnetischen Momentes des Magneten unbedingt vermieden werden muß.

Es hat deshalb nicht an Versuchen gefehlt, die Schwingungsmessungen zu mechanisieren, jedoch würde es zu weit führen, hier auf Vor- und Nachteile aller

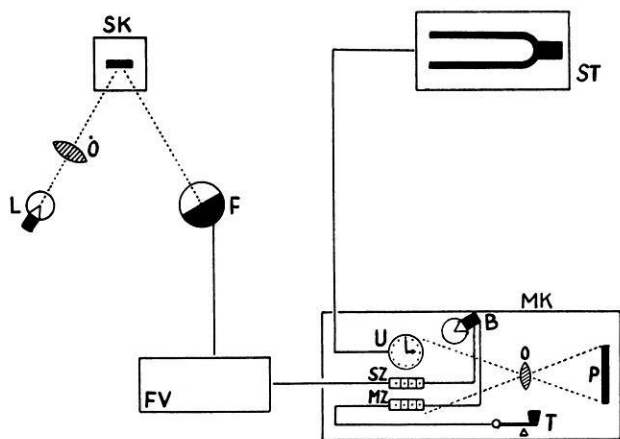


Fig. 2. Schematische Darstellung der gesamten Meßanordnung

dieser Apparaturen näher einzugehen. Es mag genügen, kurz darauf hinzuweisen, daß alle die Methoden, die irgendein bewegtes Band zur Zeitmessung benutzen (Chronograph, photographische Registrierung), bei der Beschränkung auf 100 Schwingungen eine Konstanz des Bandtransports von 0.01 sec garantieren müssen. Diese Genauigkeit stellt an die zu verwendenden Uhrwerke große Anforderungen, die bei der photographischen Registrierung noch durch die Forderung nach Eisenfreiheit kompliziert werden. Fernerhin ist diesen Methoden noch der Umstand charakteristisch, daß mehr Band verbraucht als nachher zur Auswertung herangezogen wird.

Zur Vermeidung all dieser Dinge entstand so der Plan, einen mechanischen Schwingungszähler mit einer Stoppuhr zu verbinden, um so nur die Zahl der vom Magneten ausgeführten Schwingungen und die Zeit zu Beginn (0. Durchgang) und am Ende der Messung (etwa 100. Durchgang) sicher zu messen, womit ja dann die Schwingungsdauer selbst gegeben ist. Wie bereits erwähnt, muß die Meßgenauigkeit 10^{-4} sec betragen. Es wurde nun vorausgesetzt, daß 100 Schwin-

gungen gemessen werden; dann muß die Zeitmessung also auf 10^{-2} sec sicher sein, d. h. es müssen die 10^{-3} sec noch gut geschätzt werden können. Zur Erfüllung dieser Forderungen wurde nach einigen wenig befriedigenden Vorversuchen mit dem Lichtnetz als Zeitmaß und mit mechanischem Lösen und Stoppen der Uhr schließlich folgende voll befriedigende Lösung gefunden und praktisch verwendet. Die Durchgänge des im Schwingungskasten (*SK*) (Fig. 2) schwingenden Magneten werden mit Hilfe einer Lichtquelle (*L*) nebst Optik (*O*) und Photozelle (*F*) in Stromimpulse verwandelt, die dann nach entsprechender Verstärkung (*FV*) in dem eigentlichen Meßapparat (*MK*) das Schrittschaltwerk eines Telephonzählers (*SZ*) betätigen. Neben diesem Schwingungszähler (*SZ*) enthält der Apparat noch eine durch Stimmgabelverstärker (*ST*) gesteuerte Synchronuhr (*U*), die am

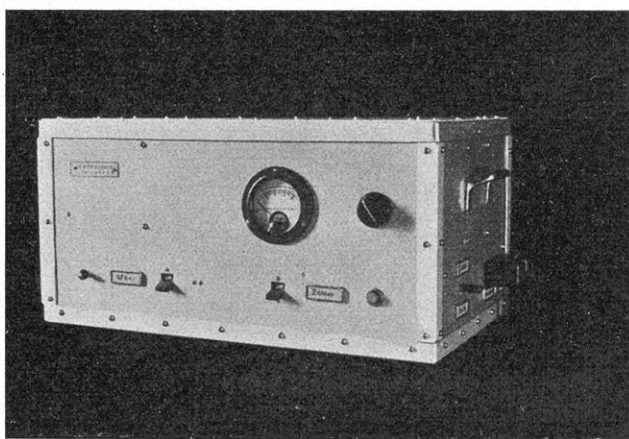


Fig. 3. Gesamtansicht des Meßgerätes

Anfang und Ende der Messung masselos abgestoppt, d. h. photographiert wird. Mit der photographischen Aufnahme (*B* Belichtung, *O* Optik, *P* Platte), die durch eine geeignete Schaltung von jedem gewünschten Durchgang des Magneten (z. B. 0. und 100.) betätigt werden kann, ist nicht nur die Stellung der Uhr fixiert, sondern auch gleichzeitig die Stellung des Schwingungszählers selbst und noch die eines zweiten Zählers (*MZ*), der die Belichtungen zählt und so zum leichten zeitlichen Ordnen des gesamten Plattenmaterials dient. Fig. 3 zeigt eine Gesamtansicht des Meßgeräts.

Die Meßgenauigkeit hängt nun in erster Linie von dem Gang der Uhr ab, und dieser wieder von den Frequenzschwankungen der Stimmgabel. Diese Frequenzschwankungen werden nun hauptsächlich von zwei Faktoren beeinflusst, nämlich von der Betriebsspannung und der Temperatur. Den Einfluß der Betriebsspannungsschwankungen gelang es durch geeignete Anordnung der Erreger- und Abnehmerspulen an der Stimmgabel innerhalb der erforderlichen Genauigkeit

von $2 \cdot 10^{-5}$ sec pro Sekunde praktisch zu beseitigen. Der Einfluß der Temperatur ist natürlich sehr stark (Fig. 4). Er beträgt pro Sekunde und Grad $2 \cdot 10^{-4}$ sec. Man könnte nun mit Hilfe der Eichkurve alle Messungen auf konstante Temperatur reduzieren. Besser und einfacher ist es, die Stimmgabel in einen Thermostaten einzuschließen, an dessen Leistungsfähigkeit keine allzu großen Anforderungen gestellt zu werden brauchen, da ja nur eine Temperaturkonstanz von $0,1^\circ$ erreicht werden muß. Damit ist eine genügende Genauigkeit des Ganges der Uhr und damit der ganzen Meßanordnung überhaupt garantiert; denn da Photozelle und Photozellenverstärker praktisch trägheitslos arbeiten, können weitere Ungenauigkeiten nur in die Messung hineinkommen durch die mechanische Trägheit der verschiedenen Relais, die optische Trägheit der Belichtungseinrichtung und die photographische Trägheit des Plattenmaterials. Dabei ist aber noch zu bedenken,

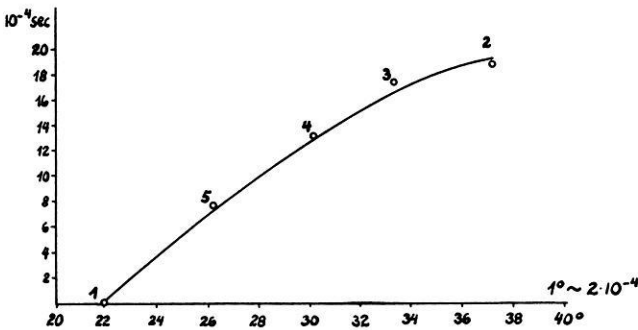


Fig. 4. Temperaturabhängigkeit des Uhranges
(Die Zahlen 1 bis 5 bedeuten die Reihenfolge der Meßpunkte)

daß konstante Verzögerungen dieser Art nichts ausmachen, da sie ja bei der Differenzbildung nachher herausfallen. Es kommt also nur auf die Schwankungen dieser konstanten Verzögerungen an. Es hat sich nun bei den vielen Messungen gezeigt, daß alle diese Einflüsse sicher weit unter der erstrebten Meßgenauigkeit liegen, sofern natürlich nicht während der Messung irgendeine Veränderung vorgenommen wird (Relais, Belichtung). Auf das Entwickeln der Platten wurde großer Wert gelegt. Die beiden zu einer Messung gehörigen Platten wurden stets gleichzeitig und gleich lange entwickelt. Bei dem benutzten sehr harten Entwickler (Rodinal 1 : 10) dauert das Entwickeln nur etwa 1 Minute, das Fixieren im Schnellfixierbad etwa 5 Minuten, so daß schon nach 6 Minuten noch vor dem Wässern die Platten auswertbar sind*).

Eine Aufnahme der stehenden Uhr zeigt Fig. 5. Man erkennt den Schwingungs- und Messungszähler (SZ und MZ in Fig. 2), ferner den Stunden-, Minuten-

*) Hierin liegt ein großer Vorteil gegenüber der Verwendung photographischer Papiere, die man ja, will man vor unangenehmen Überraschungen sicher sein, nur im absolut trockenen Zustand auswerten darf.

und Sekundenzeiger an dem kleinen Zifferblatt. Das große beschriftete Zifferblatt, das in Hundertstelsekunden geteilt ist, um die Tausendstel noch sicher schätzen zu können, ist für den schnellaufenden Zeiger bestimmt, der sich in 1 sec einmal herumdreht. Während bei der langsamen Bewegung der drei kleinen Zeiger eine mattweiße Färbung genügt, um die photographische Platte zu beeinflussen, trägt der schnellaufende Zeiger an einem Ende ein kleines, unter 45° nach oben geneigtes Spiegelchen von 1 mm^2 Fläche, welches das Licht einer im Zentrum befindlichen Erbslampe direkt auf die Platte reflektiert. Eine Aufnahme des Uhrwerkes im bewegten Zustand zeigt Fig. 6, also eine Aufnahme, wie sie in der Praxis auszuwerten ist. Die drei langsamen Zeiger zeichnen sich bei der Kürze der Belichtungszeit — 0.05 sec — als ruhend, der schnelle Zeiger entwirft jedoch



Fig. 5. Aufnahme der stehenden Uhr

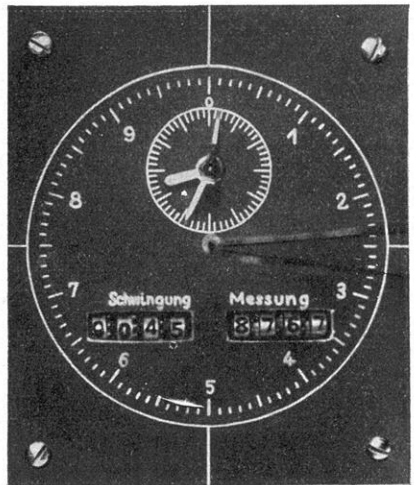


Fig. 6. Aufnahme der laufenden Uhr

vermöge des Reflexlichtes einen Kreisbogen, dessen scharfer Einsatz für die Zeitablesung maßgebend ist. So gibt z. B. die Zeitauswertung der Aufnahme in Fig. 6 $8^{\text{h}} 34^{\text{m}} 1.501^{\text{s}}$.

Der Apparat ist zunächst für einige Spezialuntersuchungen im Laboratorium des magnetischen Observatoriums Potsdam bestimmt, bei denen Schwingungsbeobachtungen in großer Zahl nötig sind. Dann aber soll er für die laufenden Messungen der Horizontalintensität Verwendung finden. Dabei ist natürlich besonders wichtig, daß sich die fundamentale Forderung nach Eisenfreiheit hier ohne jede Schwierigkeit erfüllen läßt; denn in unmittelbarer Nähe des Schwingungskastens braucht ja nur die Punktlichtlampe, Optik und Photozelle zu sein, Dinge, die, wenn sie nicht schon an sich magnetisch weitgehend unwirksam sind, so doch mit Leichtigkeit so hergestellt werden können. Schon der Photozellenverstärker kann, obwohl im wesentlichen ebenfalls magnetisch nicht störend,

erheblich — bis 8 m und weiter — entfernt sein. Die Entfernung des eigentlichen Meßapparates selbst kann natürlich beliebig groß sein. Es mag noch darauf hingewiesen werden, daß der Apparat bei kleineren Observatorien den erheblich teureren Theodoliten ersetzen kann, besonders dann, wenn man an Stelle der Magnete nach klassischem Vorbild Stromspulen benutzt. Man hat dann, wenn das Moment der Spule einmal genau berechnet oder besser an einem Hauptobservatorium angeschlossen ist, die Möglichkeit, in kurzer Zeit — etwa 15 Minuten — und mit großer Genauigkeit Messungen der Horizontalintensität auszuführen.

Selbstverständlich ist der Anwendungsbereich des Apparates nicht auf das Gebiet des Erdmagnetismus beschränkt. Er kann vielmehr überall da Verwendung finden, wo es sich überhaupt um Messung von Schwingungszeiten handelt, vor allem recht kurzer, wo die Aug- und Ohrmethode überhaupt versagt. Besonders vorteilhaft erscheint seine Benutzung auch bei Pendelmessungen, wo ja die Verhältnisse ganz analog wie bei den magnetischen Schwingungen liegen. Man erstrebt ja bei den Pendelmessungen eine Genauigkeit der Schwingungsdauer von 10^{-8} sec, ist also gezwungen, bei einer Schätzung der Koinzidenzen des Vergleichs- mit dem Beobachtungspendel auf 10^{-1} sec, was einer Genauigkeit der Schwingungsdauer selbst von 10^{-5} sec entspricht, eigentlich 10^3 Koinzidenzen zu beobachten. Das sind bei einer üblichen Koinzidenzdauer von rund 36 sec 36000 sec oder 10 Stunden. In der Praxis begnügt man sich mit etwas kürzeren Beobachtungszeiten, höchstens 7 Stunden. Wenn nun, was ohne weiteres möglich ist, die Koinzidenzen mit dem eben beschriebenen Schwingungsmesser bestimmt werden, so liefert eine Koinzidenz, jetzt auf 10^{-3} sec genau gemessen, schon 10^{-7} sec in der Schwingungsdauer. Man brauchte also streng genommen nur 10 Koinzidenzen zu messen statt bisher 1000, was natürlich auch nur den hundertsten Teil der Zeit in Anspruch nimmt.

Den Bau des Apparates hat die Firma W. Ludenia, Laboratorium für drahtlose Telegraphie in Berlin-Steglitz übernommen, und es ist mir ein Bedürfnis, auch an dieser Stelle der Firma für das verständnisvolle und bereitwillige Eingehen auf alle meine Wünsche meinen besten Dank auszusprechen. Zu großem Dank bin ich außerdem noch der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft verpflichtet, die mir durch Bereitstellung der nötigen Mittel die Konstruktion des Apparates ermöglicht und so die Vorbedingung geschaffen hat, im Potsdamer Laboratorium des Magnetischen Observatoriums einige wichtige Untersuchungen auszuführen.

Potsdam, Magnetisches Observatorium.

Zur physikalischen Theorie des Erdmagnetismus*)

Von **T. Schlomka**, Greifswald — (Mit 1 Abbildung)

Es gibt drei Arten erdmagnetischer Theorien: die Permanent-, Strom- und Rotations-theorien. Die Permanenttheorie befriedigt nicht recht; die Stromtheorie zeigt sich bei näherer Betrachtung als undurchführbar; so bleiben nur die Rotationstheorien zur physikalischen Erklärung des erdmagnetischen Feldes übrig. Von den Rotationstheorien scheidet wiederum die meisten aus, weil sie viel zu kleine Magnetfelder liefern; lediglich diejenigen, die Abänderungen an den elektrodynamischen Grundgesetzen vornehmen, führen zu auch quantitativ befriedigenden Ergebnissen. Eine derartige Rotationstheorie wird etwas näher dargelegt. Gravitation und Erdmagnetismus finden ihre Erklärung, wenn man annimmt, daß die Kraft zwischen zwei Protonen (\mathfrak{R}_{++}), die Kraft zwischen zwei Elektronen (\mathfrak{R}_{--}) und die Kraft zwischen einem Proton und einem Elektron (\mathfrak{R}_{+-}) in folgendem Verhältnis zueinander stehen:

$$\mathfrak{R}_{++} : \mathfrak{R}_{--} : \mathfrak{R}_{+-} = (1 + \alpha) : (1 + \beta) : 1.$$

α und β sind annähernd entgegengesetzt gleiche Konstanten der Größenordnung 10^{-19} , deren genaue Werte aus den beiden Beziehungsgleichungen

$$(\beta + \alpha) = -0,80 \cdot 10^{-36} \quad \text{und} \quad (\beta - \alpha) = +0,13 \cdot 10^{-18}$$

erhalten werden. Der Weg, auf dem man zu diesen Beziehungsgleichungen gelangt, wird angedeutet. Zum Schluß wird auf einige Folgerungen und Prüfungsmöglichkeiten der entwickelten Theorie hingewiesen.

1. Permanenttheorie. Die naheliegendste Erklärung für das Vorhandensein des beharrlichen Erdmagnetismus liefert die Annahme einer permanenten Magnetisierung des Erdkörpers. Da 100 km unterhalb der Erdoberfläche aber bereits eine Temperatur von 1000° herrschen dürfte, kommen noch tiefer gelegene Teile des Erdkörpers als Träger der permanenten Magnetisierung sicher nicht in Frage; denn schon bei einer derartigen Temperatur hat kein Körper mehr ferromagnetische Eigenschaften**). Die permanente Magnetisierung müßte sich also auf die Erdkruste bis zu 100 km Tiefe beschränken. Die uns zugänglichen Oberflächenschichten sind aber nur ganz schwach magnetisierbar. Man müßte daher noch die Annahme machen, daß die geologischen Tiefengesteine einen höheren Eisen- bzw. Magnetitgehalt haben als die Oberflächengesteine (Nippoldt). Das

*) Erweiterung eines Vortrages vom 6. Oktober 1932 auf der 10. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft. Die beiden ersten Abschnitte wurden beim Vortrag der Kürze der Zeit halber fortgelassen. Die im dritten Abschnitt dargelegte Theorie erscheint demnächst ausführlich in Gerlands Beitr. z. Geophys. unter dem Titel: „Gravitation und Erdmagnetismus. Teil I“.

***) Die früher des öfteren geäußerte Vermutung einer wesentlichen Druckabhängigkeit des Curiepunktes ist experimentell widerlegt worden durch die bei der Carnegie Institution ausgeführten Versuche von L. H. Adams und J. W. Green: The influence of hydrostatic pressure on the critical temperature of magnetization for iron and other materials. Phil. Mag. (7) **12**, 361—380 (1931).

ist eine zwar direkt nicht nachprüfbar, aber auch nicht von vornherein abzulehnende Hypothese. Ungeklärt bleibt dabei jedoch die Frage, woher denn überhaupt die permanente Magnetisierung der Erdkruste stammt: Das Vorhandensein magnetisierbarer Materialien ist ja noch kein Grund für ihr Magnetisiertsein. Die Magnetisierung kann zwar früher einmal durch ein äußeres kosmisches Magnetfeld hervorgerufen sein. Aber wodurch ist dieses kosmische Magnetfeld damals entstanden und warum ist es jetzt nicht mehr vorhanden?

Zusammenfassend läßt sich also sagen, daß das an der Erdoberfläche vorhandene Magnetfeld zwar von einer permanenten Rindenmagnetisierung herrühren mag, daß aber diese Permanenttheorie erst dann als eine befriedigende Erklärung des Erdmagnetismus betrachtet werden kann, wenn die permanente Rindenmagnetisierung nicht einfach postuliert, sondern aus anderen Erscheinungen oder Tatsachen näher begründet wird.

2. Stromtheorie. Ähnliches gilt von einer zweiten Art erdmagnetischer Theorien, der Stromtheorie, die das Magnetfeld der Erde erklären will durch Ströme, die auf oder unterhalb der Erdoberfläche von Osten nach Westen fließen sollen. Damit das tatsächlich beobachtete Feld der Form und Größe nach richtig herauskommt, müßte der in Richtung der Parallelkreise fließende „Flächen“-Strom die Dichte $0,8 \cdot \sin \vartheta$ Amp./cm haben, wenn man mit ϑ den Polabstand bezeichnet und die Stromdichte auf der Erdoberfläche längs eines Meridians mißt. Das bedeutet folgendes: Macht man die in der Literatur vertretene Annahme des Vorhandenseins freier Elektronen in einer unterhalb der Erdoberfläche gelegenen „dünnen“ Kugelschale, so müßten diese der Erdrotation voraneilen mit einer Winkelgeschwindigkeit ω , die bestimmt ist durch die Gleichung

$$\omega = \frac{c \cdot M}{a \cdot h \cdot \rho} \dots \dots \dots (1)$$

wo c die Lichtgeschwindigkeit in cm/sec bedeutet, M die fiktive mittlere Magnetisierungsdichte des Erdkörpers in Gauß, h die Kugelschalendicke in cm, ρ die Ladungsdichte der freien Elektronen in elektrostatischen Einheiten und a den Erdradius in cm.

Diese Beziehung ergibt sich folgendermaßen: Das äußere Magnetfeld der Erde wird in erster Annäherung wiedergegeben durch

$$\mathfrak{H}_{\text{Erde}}^a = \frac{m}{w \cdot r^5} \cdot \{ [\mathbf{r} \cdot [\mathbf{w} \cdot \mathbf{r}]] - 2\mathbf{r}(\mathbf{w}, \mathbf{r}) \} \dots \dots \dots (2)$$

wenn man mit m den absoluten Betrag des magnetischen Momentes der Erde bezeichnet. Die entsprechende Darstellung des äußeren Magnetfeldes einer mit der Winkelgeschwindigkeit ω rotierenden, mit der elektrischen Oberflächenladung Q versehenen Kugel des Radius a ist

$$\mathfrak{H}_{\text{rot. Kugel}}^a = \frac{-Q \cdot a^2}{3 \cdot c \cdot r^5} \cdot \{ [\mathbf{r} \cdot [\mathbf{w} \cdot \mathbf{r}]] - 2\mathbf{r}(\mathbf{w}, \mathbf{r}) \} \dots \dots \dots (3)$$

wobei Q elektrostatisch und \mathfrak{H} elektromagnetisch zu messen sind. Sollen die beiden Magnetfelder übereinstimmen, so muß

$$3 \cdot c \cdot m = -Q \cdot w \cdot a^2 \dots \dots \dots (4)$$

sein. Sind die freien Elektronen in einer „dünnen“ Schale mit der Schalendicke h enthalten, so ist die „Oberflächen“-Ladung

$$-Q = 4\pi a^2 \cdot h \cdot \rho \dots \dots \dots (5)$$

wo ρ den absoluten Betrag der Raumladungsdichte der Elektronen bedeutet. Bezeichnet man die fiktive mittlere Magnetisierungsdichte der Erde mit M , so ist

$$m = \frac{4}{3}\pi a^3 \cdot M \dots \dots \dots (6)$$

Einsetzen von (6) und (5) in (4) liefert die obige Gleichung (1).

Setzt man die Zahl der angenommenen freien Elektronen gleich der Zahl der Leitungselektronen in Kupfer — angenähert ein Leitungselektron je Kupferatom, also $8 \cdot 10^{22}$ freie Elektronen je cm^3 —, so wird $\rho = 8 \cdot 10^{22} \cdot 4,77 \cdot 10^{-10} = 38,2 \cdot 10^{12}$ est. Ladungseinheiten je cm^3 . Mit einer Kugelschalendicke von $h = 10 \text{ km} = 10^6 \text{ cm}$, $M = 0,08$ Gauß, $c = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/sec}$ und $a = 637 \cdot 10^6 \text{ cm}$ erhält man $w = 1 \cdot 10^{-19} \text{ sec}^{-1}$.

Es müßten sich bei den zugrunde gelegten Zahlenwerten die angenommenen freien Elektronen mit einer Geschwindigkeit

$$v = w \cdot a \cdot \sin \vartheta = 637 \cdot 10^{-13} \cdot \sin \vartheta \text{ cm/sec}$$

relativ zu den den Erdkörper bildenden Atomen im Sinne der Erdrotation verschieben. Selbst wenn man die Zahl der freien Elektronen 10^8 mal kleiner annimmt, also ein freies Elektron auf 10^8 Atome ansetzt, erhält man bei gleichem h erst ein v von $0,006 \cdot \sin \vartheta \text{ cm/sec}$. Es ergäben sich also durchaus zulässige Wandergeschwindigkeiten. Trotzdem ist diese Elektronenstromtheorie recht aussichtslos, und zwar

- a) weil die Existenz freier Elektronen innerhalb der Erdkruste eine vollkommen unmögliche Annahme ist;
- b) weil überhaupt kein Grund vorhanden ist dafür, daß die freien Elektronen schneller um die Erdachse rotieren als die sie umgebende Materie;
- c) weil der Strom eine viel zu große Joulesche Wärme erzeugen würde.

Zu a): Die Leitfähigkeit des Erdbodens ist keine metallische, sondern eine elektrolytische; innerhalb der Erdkruste sind also keine freien Elektronen vorhanden, sondern nur positive und negative Ionen. Einen Anhalt für die ungefähre Größe N der mittleren Ionendichte innerhalb der Erdkruste erhält man aus der bekannten Gleichung für die spezifische Leitfähigkeit, $\kappa = N \cdot e \cdot (v_- + v_+)$, wenn man darin für $(v_- + v_+)$ die Größenordnung der Ionenbeweglichkeit bei flüssigen

Elektrolyten und festen Salzen ($1 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{sec Volt}$) und für die Elementarladung e den Wert $1,6 \cdot 10^{-19}$ Amperesekunden einsetzt. Es wird dann*)

- bei einem α_1 von 10^{-7} bis $10^{-5} \text{ Ohm}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ (trockener Boden) $N_1 = 10^{15}$ bis 10^{17} cm^{-3} ;
 bei einem α_2 von 10^{-5} bis $10^{-4} \text{ Ohm}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ (feuchter Boden) $N_2 = 10^{17}$ bis 10^{18} cm^{-3} ;
 bei einem α_3 von $10^{-2} \text{ Ohm}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ (Seewasser) $N_3 = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

Bei ganz trockenem Boden ($N_1 = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) brauchen also z. B. nur alle in den oberen 10 km enthaltenen positiven Ionen mit der Winkelgeschwindigkeit $\omega = 1 \cdot 10^{-11} \text{ sec}^{-1}$, also mit der linearen Geschwindigkeit $v = 0,006 \cdot \sin \vartheta \text{ cm/sec}$ hinter den negativen Ionen und nichtionisierten Molekülen zurückzubleiben. Bei feuchtem Boden und Seewasser wird die erforderliche Ionenbewegung noch einige Zehnerpotenzen kleiner. Man erhält also scheinbar keine von vornherein unmöglichen Relativgeschwindigkeiten der in der Erdkruste tatsächlich vorhandenen positiven und negativen Ionen. In Wirklichkeit ist aber auch diese Ionenstromtheorie aus den Gründen b) und c) abzulehnen.

Zu b): Die Stromtheorie stammt von Ampère, der z. B. in einem von ihm und Babinet verfaßten Buche**) des öfteren darauf hinweist, daß das erdmagnetische Feld von ostwestlichen Strömen herrühren könne, und auch Gründe für die Existenz der Ströme namhaft macht. Diese Gründe (Rotation des Erd-

*) Zu denselben Werten der durchschnittlichen Ionendichte kommt man, wenn man beachtet, daß Erdboden nicht ein einheitlicher Elektrolyt ist, sondern zum großen Teile aus isolierendem Material besteht zwischen dessen Poren usw. sich der eigentliche Elektrolyt befindet. Nimmt dieser etwa den k -ten Teil des Gesamtvolumens ein, so muß die im Elektrolyten vorhandene wirkliche Ionendichte N' (= Zahl der Ionenpaare in 1 cm^3 des Elektrolyten) natürlich k -mal größer sein als die oben berechneten N_1 - und N_2 -Werte. Da aber in 1 cm^3 Erdboden nur $1/k \text{ cm}^3$ Elektrolyt vorhanden ist, ist die im Erdboden durchschnittlich vorhandene Ionendichte auch nur $1/k \cdot N'$, also N_1 bzw. N_2 .

**) Ampère et Babinet, Exposé des nouvelles découvertes sur l'électricité et le magnétisme. Deutsch unter dem Titel „Darstellung der neuen Entdeckungen über die Elektrizität und den Magnetismus“; Leipzig 1822. In den Artikeln 18, 19, 27, 28, 30, 31, 72 und 88 findet man Hinweise auf die Stromtheorie des Erdmagnetismus; der Artikel 87 enthält eine etwas nähere Diskussion, aus der des historischen Interesses halber folgende Sätze hier wiedergegeben seien:

„Die Richtung der Ströme in der Erdkugel von Ost nach West ist deswegen merkwürdig, weil sie der Bewegung der Erde fast entgegengesetzt ist, mit welcher sie auch ohne Zweifel in einer Beziehung steht, die sich noch nicht unwiderleglich dartun läßt. In der Hypothese, nach welcher der Raum mit einer sehr elastischen Materie erfüllt sein soll, würde die scheinbare Bewegung dieser Materie in bezug auf die Kugel auch ziemlich mit der Richtung der elektrischen Ströme zusammenfallen, die vielleicht dieser Ursache zuzuschreiben ist.“

„Zufolge der bekannten Erfahrung, daß zwei Körper von einer und derselben Natur, aber verschieden erwärmt, galvanisch aufeinander wirken, ist es übrigens wahrscheinlich, daß die Ströme in der Erdkugel zum Teil von der Erwärmung durch die Sonne herrühren, welche, in ihrer täglichen Bewegung alle Meridiane von

körpers durch den Weltäther; Thermoelektrizität; galvanische Ströme) wird man heute aber nicht mehr gelten lassen. Es sind meines Wissens im Laufe der inzwischen verstrichenen 110 Jahre jedoch keine besseren Gründe angegeben worden*). Die Erdrotation für die hypothetischen Ströme verantwortlich zu machen, erscheint vollkommen aussichtslos; denn bei konstanter Umdrehungsgeschwindigkeit ist irgendein Grund für das Vorseilen negativer Ionen (bzw. freier Elektronen) oder für das Zurückbleiben positiver Ionen nicht vorhanden. Daß auch elektromotorische Kräfte irgendwelchen Ursprungs kaum in Frage kommen, ersieht man aus folgender Überlegung:

Wenn der „Flächen“-Strom in einer Kugelschale der Dicke 10 km fließen würde, so müßte er die Dichte $j = 0,8 \cdot 10^{-6} \cdot \sin \vartheta$ Amp./cm² haben. Jedes cm³ der Erdrinde hat einen spezifischen Widerstand $\sigma = 1/\kappa$ Ohm · cm (vgl. die obigen κ -Werte). Die Stromdichte j ist nur dann möglich, wenn die senkrecht zu j liegenden, 1 cm voneinander entfernten Flächen des betrachteten cm³ eine Spannung von E Volt aufweisen, wo

$$\mathcal{E} \left(\frac{\text{Volt}}{\text{cm}} \right) = \sigma (\text{Ohm} \cdot \text{cm}) \cdot j \left(\frac{\text{Amp.}}{\text{cm}^2} \right).$$

Mit einem $\sigma_1 = 10^7$ Ohm · cm (trockener Boden) ergäbe sich das erforderliche

$$E_1 = 8 \cdot \sin \vartheta \frac{\text{Volt}}{\text{cm}} = 8 \cdot 10^5 \cdot \sin \vartheta \frac{\text{Volt}}{\text{km}}$$

und die längs eines Parallelkreises gemessene Gesamtspannung

$$P_1 = E_1 \cdot 2 a \pi \cdot \sin \vartheta = 8 \cdot 10^5 \sin \vartheta \cdot 40000 \cdot \sin \vartheta = 3 \cdot 10^{10} \cdot \sin^2 \vartheta \text{ Volt.}$$

Selbst wenn die betrachtete 10 km dicke Erdschale überall die Leitfähigkeit von ganz feuchtem Erdboden hätte ($\sigma_2 = 10^4$ Ohm · cm), wäre noch ein

$$E_2 = 8 \cdot 10^{-3} \cdot \sin \vartheta \frac{\text{Volt}}{\text{cm}} = 800 \cdot \sin \vartheta \frac{\text{Volt}}{\text{km}}$$

und eine Parallelkreis-Gesamtspannung $P_2 = 3 \cdot 10^7 \cdot \sin^2 \vartheta$ Volt erforderlich!

Ost nach West durchlaufend, allmählich alle Teile der Erde unter diesen verschiedenen Meridianen wärmt, und so Ströme nach einer bestimmten Richtung etabliert.“

„Außerdem ist es, abgesehen von dieser Betrachtungsweise, kaum möglich, daß nicht bei einer Vereinigung von heterogenem Material, wie die Erde ist, die galvanischen Wirkungen Ströme hervorbringen sollten, die dann, selbst wenn wir sie als sehr wenig intensiv annehmen, wegen ihrer großen Menge unfehlbar einen wahrnehmbaren Effekt hervorbringen würden.“

*) F. Auerbach schreibt in Winkelmanns Handb. d. Phys. 5, 508 (1908) und in Grätz' Handb. d. Elektr. 4, 1112 (1920): „Am meisten Anspruch auf Beachtung verdient jedenfalls die Vorstellung, daß es sich um Verschiebungsströme handelt, und zwar um scheinbare, d. h. nur relativ gegen die Erddrehung existierende; mit anderen Worten, daß die Erde durch den ruhenden Äther hindurch rotiert, und daß der so relativ zurückbleibende Äther das Phänomen der elektrischen Ost-West-... Strömungen erzeugt.“ Das ist weiter nichts als die erste Ampèresche Erklärung in moderner Bezeichnungsweise; allerdings dürfte der Ausdruck „Verschiebungsstrom“ hier nicht am Platze sein.

Zu c): Die von einem Strom J (Ampere) beim Durchfließen eines Widerstandes R (Ohm) sekundlich erzeugte Stromwärme W (Watt) ist bestimmt durch $W = J^2 \cdot R$. Durchfließt der Strom das Medium mit gleichmäßiger Stromdichte, so wird die Wärme gleichmäßig in den einzelnen Volumenelementen erzeugt; man hat dann eine sekundlich erzeugte Stromwärmedichte

$$S = j^2 \cdot \sigma \frac{\text{Watt}}{\text{cm}^3} = j^2 \sigma \frac{\text{Joule}}{\text{sec} \cdot \text{cm}^3},$$

wo j die Stromdichte in Amp./cm² und σ den spezifischen Widerstand in Ohm · cm bedeuten. Die hier zu benutzende Stromdichte ergibt sich aus der Flächenstromdichte $0,8 \cdot \sin \vartheta$ Amp./cm durch Division mit der in cm zu messenden Dicke h des fiktiven Flächenstromes, also $j = \frac{0,8}{h} \cdot \sin \vartheta$ Amp./cm². Die in jedem cm³ in jeder Sekunde erzeugte Wärme ist demnach bestimmt durch

$$S = \frac{0,64}{h^2} \cdot \sin^2 \vartheta \cdot \sigma \frac{\text{Joule}}{\text{sec} \cdot \text{cm}^3} \dots \dots \dots (7)$$

Will man die gesamte vom Strom sekundlich erzeugte Wärme W haben, so kann man im vorliegenden Falle nicht einfach S mit dem vom Strome durchflossenen

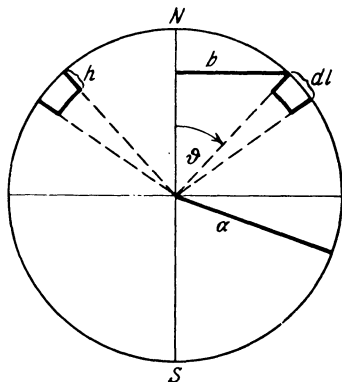


Fig. 1

Volumen $4\pi a^2 \cdot h$ multiplizieren, da S nicht konstant ist. Man hat vielmehr S mit einem geeigneten Volumenelement zu multiplizieren und dann die Integration auszuführen. Als Volumenelement wählen wir (vgl. Fig. 1) einen Ring mit unendlich kleinem viereckigen Querschnitt; die Querschnittsseiten sind h und $dl = a \cdot d\vartheta$, der Ringhalbmesser ist $b = a \cdot \sin \vartheta$, die Ringlänge (Umfang) $2b\pi = 2 \cdot a \cdot \pi \cdot \sin \vartheta$, das Volumenelement demnach

$$d\tau = h \cdot a \, d\vartheta \cdot 2\pi a \sin \vartheta.$$

Es ist dann

$$W = \int S \cdot d\tau = 2\pi a^2 \cdot \frac{0,64 \cdot \sigma}{h} \cdot \int_0^\pi \sin^3 \vartheta \cdot d\vartheta,$$

also

$$W = 4\pi a^2 \cdot \frac{1,28 \cdot \sigma}{3 \cdot h} \frac{\text{Joule}}{\text{sec}} \dots \dots \dots (8)$$

Mit einer Schichtdicke $h = 10^6$ cm und einem $\sigma_1 = 10^7$ Ohm · cm (ganz trockener Boden) bzw. einem $\sigma_2 = 10^4$ Ohm · cm (sehr feuchter Boden) erhält man aus den Gl. (7) und (8) unter Berücksichtigung der Beziehung 1 cal = 4,2 Joule:

$$S_1 = 0,15 \cdot 10^{-5} \cdot \sin^2 \vartheta \frac{\text{cal}}{\text{sec} \cdot \text{cm}^3}; \quad W_1 = 5 \cdot 10^{18} \frac{\text{cal}}{\text{sec}} = 1,6 \cdot 10^{26} \frac{\text{cal}}{\text{Jahr}};$$

$$S_2 = 0,15 \cdot 10^{-8} \cdot \sin^2 \vartheta \frac{\text{cal}}{\text{sec} \cdot \text{cm}^3}; \quad W_2 = 5 \cdot 10^{15} \frac{\text{cal}}{\text{sec}} = 1,6 \cdot 10^{23} \frac{\text{cal}}{\text{Jahr}}.$$

Setzt man die Schichtdicke gleich 100 km, so werden diese Werte zehnmal kleiner. Aber auch dann noch kommt man zu einer viel zu hohen Wärmeerzeugung, wie ein Vergleich mit anderen bekannten Werten zeigt: Kontraktionswärme der Erde = $8 \cdot 10^{22}$ cal/Jahr; Wärmeabgabe der Erde durch Strahlung = 10^{13} cal/sec; radioaktive Wärmeerzeugung in Granit und sauren Gesteinen = $3 \cdot 10^{13}$ cal/g · sec = $8 \cdot 10^{13} \frac{\text{cal}}{\text{cm}^3 \cdot \text{sec}}$.

3. Die Rotationstheorien bilden die letzte Art erdmagnetischer Theorien.

Wie aus der nebenstehenden systematischen Übersichtstabelle zu ersehen ist, befriedigen alle Rotationstheorien, die im Rahmen des bisher Bekannten bleiben, quantitativ durchaus nicht: das aus diesen Theorien folgende Rotationsmagnetfeld der Erde ergibt sich um mehrere Zehnerpotenzen (10^8 bis 10^{24} mal) kleiner als das tatsächlich vorhandene Feld. Lediglich die Rotationstheorien der Gruppe V 6, die Abänderungen an den elektrodynamischen Grundgleichungen vornehmen, kommen zu auch quantitativ ausreichenden Magnetfeldern. Das sei an einem Beispiel näher erläutert.

Die Theorie V 6 d beruht auf der Annahme, daß die abstoßende Kraft zwischen zwei Protonen (e_+) in einer gewissen Entfernung r verschieden ist von der abstoßenden Kraft zwischen zwei Elektronen (e_-) in derselben Entfernung und verschieden von der anziehenden Kraft zwischen einem Proton und einem Elektron in der gleichen Entfernung r :

$$\mathfrak{R}_{++} = (1 + \alpha) \cdot \frac{e_+ \cdot e_+}{r^2}; \quad \mathfrak{R}_{--} = (1 + \beta) \cdot \frac{e_- \cdot e_-}{r^2}; \quad \mathfrak{R}_{+-} = 1 \cdot \frac{e_+ \cdot e_-}{r^2} \dots (9)$$

Die in diesen Kraftansätzen auftretenden Konstanten α und β lassen sich unter Zuhilfenahme der Gravitation und des Erdmagnetismus ermitteln. Die Gravitation liefert die Beziehung

$$(\alpha + \beta) = -\varkappa \cdot \left(\frac{m_p + m_e}{e} \right)^2 \dots \dots \dots (10)$$

Rotationstheorien des Erdmagnetismus

Ursprung des Erdmagnetismus	Diskutiert von	Kurze Kritik
<p>I. Rotation neutraler Materie</p>	<p>a) Schuster 1891/93 b) Lord Kelvin 1892/93 c) J. J. Thomson 1894 d) von Bezold 1898/95</p>	<p>Nur allgemein gehaltene Vermutungen ohne nähere Begründung oder Ausarbeitung.</p>
<p>II. Rotation der negativen Oberflächenladung der Erde</p>	<p>a) Rowland 1876/79 b) Ayrton-Perry 1879 c) Siemens 1883 d) Szarvassi 1902 e) Arrhenius 1903 f) Pflüger 1905/06</p>	<p>Das erzeugte Magnetfeld ist 10^8mal zu klein und hat eine falsche Form für den mitrotierenden Beobachter.</p>
<p>III. Rotation der Erde mit ihren Materieatomen; Ursache des Magnetfeldes:</p> <ol style="list-style-type: none"> 1. Magnetomechanischer (gyromagnetischer) Effekt 2. Unterschied zwischen dem mittleren quadratischen Abstand der Atomhüllenelektronen von der Rotationsachse der Erde und dem Abstandquadrat des zugehörigen Atomkerns 	<p>a) Barnett 1914 b) Einstein-de Haas 1915</p> <p style="text-align: right;">Haalck 1929</p>	<p>Das erzeugte Magnetfeld ist 10^{10}mal zu klein</p> <p style="text-align: right;">10^{14}mal zu klein.</p>

<p>IV. Rotation der Erdmasse mit einer Quasi-Ladung oder einer Quasi-Doppel-ladung</p>	<p>a) Sutherland I 1900 b) Bauer 1912 c) Décombe 1922 d) Einstein 1924 e) Angenheister 1924/1925</p>	<p>Das Vorhandensein dieser Quasi-Ladungen wird nicht näher begründet.</p>
<p>V. Rotation der Erde mit innerer Raum- und äußerer Oberflächenladung oder mit ineinander geschichteten Raum-ladungen; Ladungstrennung ist er-zeugt durch:</p> <ol style="list-style-type: none"> 1. Zentrifugalwirkung auf freie Elek-tronen 2. Unterschied der Zentrifugalwirkung auf Atomkerne und gebundene Elek-tronen (Zentrifugal-Polarisation) 3. thermoelektrische Kräfte 4. Gravitationswirkung auf freie Elek-tronen 5. Unterschied der Gravitationswir-kung auf Hüllen - Elektronen und zugehörige Atomkerne (Gravitations-Polarisation) 6. Abänderung der elektrodynamischen Grundgleichungen 	<p>a) Lebedew 1911/12 b) Swann 1916</p> <p>Schlomka 1933 Swann 1916 Swann 1916</p> <p>Schlomka 1933</p> <p>a) Sutherland II—IV 1903/04 b) Schuster 1912 c) Swann 1923/27 d) Schlomka 1927/33</p>	<p>Der Größenordnung nach unzureichend (10¹⁷ bis 10²⁴mal zu klein) und zum Teil von falscher Form des Magnetfeldes.</p>

wo α die Gravitationskonstante in $\text{dyn} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-2}$, m_p bzw. m_e die Masse eines Protons bzw. Elektrons in g und e die Elementarladung in $\text{dyn}^{1/2} \cdot \text{cm}$ bedeuten. Diese Gleichung wird dadurch erhalten, daß man die zwischen den Protonen und Elektronen zweier Körper nach (9) wirkenden Einzelkräfte summiert. Da α und β einen zwar kleinen, aber doch endlichen Wert haben, bleibt bei der Summation eine elektrische Restkraft übrig; identifiziert man diese mit der Gravitation, so ergibt sich obige Gl. (10).

Eine weitere Folge der Ansätze (9) ist, daß in jedem Körper eine Polarisierung jedes einzelnen Atoms auftreten muß. Bei einer Kugel ist diese Polarisierung eine radiale: das betrachtete Atom als Ganzes bleibt an seiner Stelle, der Atomkern wird aber innerhalb seiner Elektronenhülle in Richtung des Kugelmittelpunkts zum Erdmittelpunkt hin verschoben um ein Stück b , das bestimmt ist durch

$$b = (\beta - \alpha) \cdot a \cdot \frac{4 \pi \rho^3 d}{3 \cdot (m_p + m_e) \cdot N_2} \dots \dots \dots (11)$$

wo d die Dichte der betreffenden Kugel, N_2 die Ordnungszahl und ρ den Atomradius der die Kugel bildenden Atome bedeuten, und wo a gleich dem Abstand des betrachteten Atoms vom Kugelmittelpunkt ist. Die Polarisierungsverschiebung b ist also proportional der Größe $(\beta - \alpha)$ und der Mittelpunktsentfernung a . Die durch den Bruch in Gl. (11) bestimmte Proportionalitätskonstante nimmt beim Erdkörper nach Einsetzen der in Frage kommenden Größen den Wert 1 an, so daß die Polarisierung der Atome der Erdkugel gegeben ist durch

$$b = a \cdot (\beta - \alpha).$$

Jede derartig polarisierte Kugel muß nun bei einer Rotation ein Magnetfeld erzeugen, das sowohl von einem an der Rotation nicht teilnehmenden, als auch von einem mitrotierenden Beobachter wahrgenommen werden kann. Identifiziert man das so nach den Ansätzen (9) zwangsweise bei der Rotation der Erde auftretende Magnetfeld mit dem tatsächlich vorhandenen — diese Identifikation ist deshalb zulässig, weil beide Magnetfelder dieselbe Form haben —, so erhält man schließlich die Gleichung

$$\beta - \alpha = + 0,13 \cdot 10^{-18},$$

die zusammen mit der aus (10) sich ergebenden Beziehung

$$\beta + \alpha = - 0,80 \cdot 10^{-36}$$

folgende Werte liefert:

$$\alpha = - 0,65 \cdot 10^{-19} - 0,4 \cdot 10^{-36}$$

$$\beta = + 0,65 \cdot 10^{-19} - 0,4 \cdot 10^{-36}$$

Mit den so festgelegten Werten von α und β wird also erstens eine Erklärung der Gravitation im Sinne einer Zurückführung auf elektrische Differenzkräfte geschaffen und zweitens eine Erklärung des Erdmagnetismus geliefert durch die

Rotation der radial polarisierten Atome des Erdkörpers. Eine Berechtigung hat eine derartige Theorie natürlich aber erst dann, wenn man mit den Konstanten α und β nicht nur die beiden Erscheinungen erklären kann, die man eben zur Berechnung dieser zwei Konstanten herangezogen hat — das wäre dann nur eine *theoria ad hoc* —, sondern wenn man auch andere bisher rätselhafte Tatsachen dadurch aufklärt oder neue, experimentell prüfbare Erscheinungen voraussagt. Beides trifft hier zu:

a) Das aus der Theorie folgende allgemeine Oberflächenmagnetfeld der Sonne stimmt mit dem tatsächlich dort vorhandenen recht gut überein.

b) Bei Anwesenheit von zwei oder mehr Körpern treten nach dieser Theorie in jedem derselben nicht nur innere Polarisationen der Atome auf. Die Körper beeinflussen sich auch gegenseitig in den $(\beta - \alpha)$ -Polarisationen. Es folgt so eine berechenbare Beeinflussung der Gravitation durch ein Zwischenmedium.

c) Alle bisherigen Rotationstheorien des Erdmagnetismus können nur den rotationssymmetrischen Anteil des erdmagnetischen Feldes erklären. Demgegenüber läßt sich aus den obigen Vorstellungen auch der Einfluß der Massenverteilung in der Erdkruste auf das erdmagnetische Feld zahlenmäßig ableiten.

Diese und andere Prüfungsmöglichkeiten zeigen wohl deutlich, daß die aufgestellte Theorie nicht eigens für die Erklärung von Gravitation und Erdmagnetismus zurechtgeschnitten ist, sondern daß es sich um eine allgemeine Arbeitshypothese handelt, die unter anderem auch zu verschiedenen Experimentalarbeiten Anlaß gibt und geeignet erscheint, mehrere bisher getrennte Gebiete in einem gemeinsamen Ausgangspunkte zu vereinigen. —

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft sei für die Gewährung eines Forschungsstipendiums bestens gedankt. —

Greifswald, Physikalisches Institut der Universität.

Eine hochempfindliche magnetische Feldwaage

Von **J. B. Ostermeier**, Augsburg — (Mit 4 Abbildungen)

Die meist verbreitete Methode der geophysikalischen Forschung in ihrer Anwendung zur Unterstützung geologischer Untersuchungen ist die Bestimmung der vertikalen erdmagnetischen Richtkraft. Die Feldwaage nach dem Lloydschen Prinzip bietet allein ein zuverlässiges Mittel, die Vertikalintensitätswerte an verschiedenen Orten vergleichbar zu bestimmen. Damit war die Basis für eine erfolgreiche Anwendung der magnetischen Messungen zur Unterstützung der geologischen Untersuchung gegeben. Die bisher erreichbare Genauigkeit von etwa ± 4 bis 5γ reicht jedoch für manche Fälle nicht aus.

Über Salzdomen und über tektonischen Störungszonen, deren Beurteilung für die Erdölgeologie von besonderer Bedeutung geworden ist, treten in der Regel Störungswerte auf, die nicht größer als 30γ sind. Es war daher erst seit wenigen Jahren möglich, durch Erhöhung der Einstellgenauigkeit und Verringerung des Temperatureinflusses derartige Untersuchungen mit Erfolg auszuführen dadurch, daß es in letzter Zeit gelungen ist, die das Messungsergebnis sehr stark fälschenden Einflüsse der Temperaturschwankung so weit zu beseitigen, daß man Messungsreihen mit einem mittleren Fehler von weniger als $\pm 5\gamma$ für die Einzelmessung ausführen kann. Restfehler der Einstellung und Vermeidung von Irrtümern in der Ablesung sollen durch die Ausführung des Instrumentes in der nachstehend beschriebenen Form vermindert werden.

Die magnetische Feldwaage ist außerordentlich empfindlich gegen Erschütterungen. Es wurde daher auf eine besonders stabile Ausführungsform des Stativs und der Einstellvorrichtung großer Wert gelegt; trotzdem ist das Stativ leicht im Gewicht und sehr bequem zu transportieren; die Stativbeine sind um Kugelgelenke drehbar, welche keinerlei Nachstellung erfordern, und die Beweglichkeit der Kugelgelenke im Stativkopf bleibt auch nach jahrelangem Gebrauch erhalten, ohne die Standsicherheit zu gefährden. Im zusammengehobenen Zustande läßt sich das Stativ bequem in einen mittelgroßen Handkoffer unterbringen, und es ist deshalb auch der Gebrauch sorgfältiger Verpackungsvorrichtungen nicht erforderlich. Trotzdem ist für den Transport auf kurzen Strecken, während der die Einstellvorrichtungen (Dreifuß) auf dem Stativ verbleiben, eine gefütterte Segeltuchtasche für das Stativ vorgesehen, um es vor Regen usw. zu schützen. Am ausziehbaren Teil der Stativbeine sind massive Spitzen mit Fußtritten versehen, damit das Stativ auch im Gelände mit weichem Boden durch Eintreten der Spitzen so fest im Boden verankert werden kann, daß Erschütterungen durch Bewegungen des Beobachters oder durch Wind nach Möglichkeit ausgeschaltet werden. Auf der Stativgrundplatte befindet sich eine kleine Dosenlibelle, nach der die Grundplatte beim Aufstellen des Stativs annähernd horizontal eingestellt werden kann; es hat dies den Vorteil, daß die Stellschrauben des Dreifußes für die Feinhorizontierung nur um ein geringes mehr bewegt werden müssen, so daß dadurch der Zeitaufwand für die weitere Einstellung des Instrumentes an jeden Messungsort wesentlich verringert wird.

Der Dreifuß mit der Grundplatte zum Aufsetzen der Orientierungsbusssole kann nach Lösen der Zentralschraube leicht und rasch abgenommen werden, was besonders wertvoll bei größeren Transporten ist, bei denen die Verpackungsart den Verhältnissen angepaßt werden kann. Es sei an dieser Stelle beispielsweise an den Transport von Instrumentarien in tropischen Gegenden oder im Gebirge erinnert, bei denen es vorteilhaft ist, das gesamte Gerät bequem und sicher in wasserdichten Tropenkoffern unterzubringen.

Die Instrumentengrundplatte ist mittels eines massiven und verhältnismäßig langen konischen Zapfens im Dreifuß leicht drehbar und kann mittels der Klemmung und Feinbewegung in einem bestimmten Azimut festgehalten werden; diese Ver-

feinerung der Azimuteinstellung ist für die volle Ausnutzung der hohen Empfindlichkeit des Meßgerätes von besonderer Bedeutung besonders dann, wenn es sich um die Ausführung von Messungen mit einem zulässigen mittleren Fehler von mindestens $\pm 3 \gamma$ oder weniger handelt; in diesen Fällen reicht nach unseren Erfahrungen die Einstellung des Azimuts durch Drehen der Instrumentengrundplatte mit der Hand allein nicht aus, weil der Azimutfehler schon so groß wird, daß er im Messungsergebnis als Fehler zur Geltung kommt.

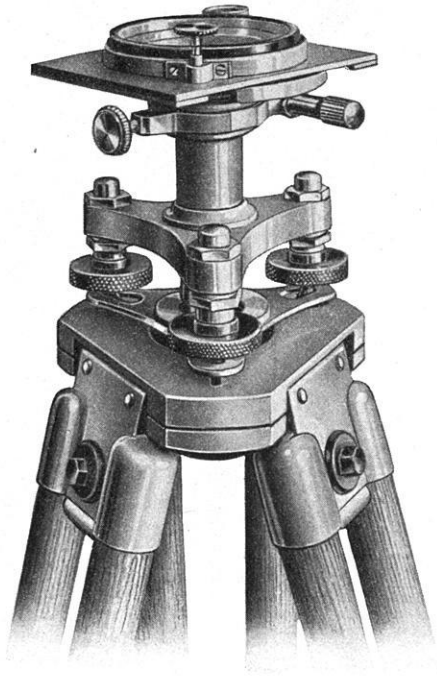


Fig. 1

Selbst für Messungen mit hoher Genauigkeit reicht die kleine Aufsatzbussole, die in der Form eines Geologenkompasses ausgeführt ist, vollkommen aus; die Nadel besitzt eine Länge von 50 mm, die Teilung ist ebenfalls von Grad zu Grad ausgeführt. Die Einstellgenauigkeit bei Verwendung der Feineinstellung und des Geologenkompasses beträgt ± 122 Bogensekunden Einstellfehler.

Beim Aufsetzen der Azimutbussole wird die Instrumentengrundplatte zwischen die beiden an den Bussolen angebrachten Leisten geklemmt und dadurch eine absolut sichere Einstellung des Azimuts ermöglicht. Nach Beendigung der Einstellung wird die Bussole abgenommen und durch das Instrument ersetzt in der Weise, daß die Klemmschrauben des Instrumentes in die in der Dreifußgrundplatte vorgesehenen Schlitze eingeschoben und festgezogen werden.

Die neue Feldwaage unterscheidet sich schon in der äußeren Form wesentlich von der bisher gebräuchlichen Bauart, und zwar hauptsächlich durch die neuartige Anordnung der Ablesevorrichtung. Diese besteht aus zwei kleinen Fernrohren, deren Achsen gegenseitig einen Winkel von 90° bilden und gegen das Lot um 45°

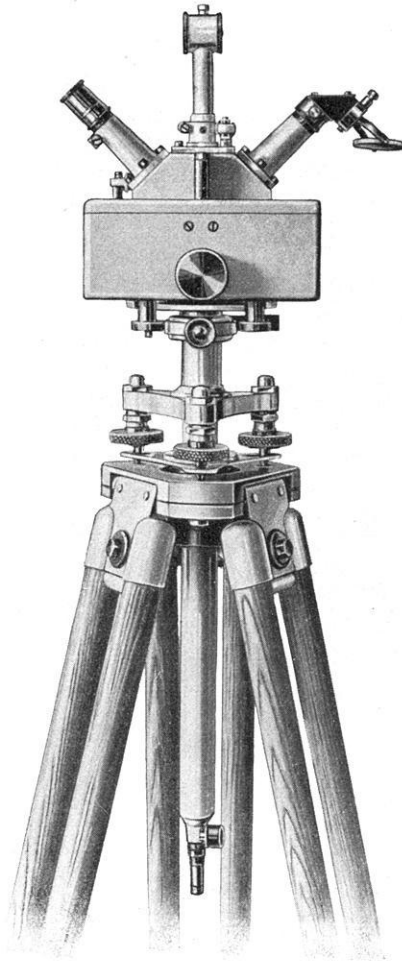


Fig. 2

geneigt sind. Durch geeignete, am Tubusträger angebrachte Justier Vorrichtungen können die entsprechenden Neigungen und Richtungen mit größter Vollkommenheit eingestellt werden. Im Brennpunkte des einen optischen Systems befindet sich eine Strichmarke, im Brennpunkte des anderen eine bezifferte Skala, wobei das Skalenplättchen derart abgedeckt wird, daß eine Blendung des Auges bei

zu großer Aufhellung des Gesichtsfeldes vermieden wird. Das durch das Skalenplättchen durchfallende Licht wird vom Spiegel des Magnetsystems reflektiert und tritt durch das Okular wieder aus; durch diese Anordnung wird ohne wesentlichen Lichtverlust zur Beleuchtung des Strichplättchens eine außerordentlich hohe Aufhellung des Gesichtsfeldes ermöglicht, die besonders bei Messungen unter schlechten Lichtverhältnissen zu begrüßen ist, wie z. B. während der Dämmerung, in dicht bewaldeten Gegenden, in geschlossenen Räumen usw. Ferner wird durch diese Art der Ablesevorrichtung eine Bezifferung der Ableseskala ermöglicht, denn der auf die Ableseskala projizierte Indexstrich des Strichplättchens schwingt durch die Bewegung des Spiegels am Magnetsystem, an der Skala vorbei, und es sind dadurch Irrtümer in der Ablesung, wie sie bei unbezifferter Skala der Autokollimationsablesung vorkommen können, ausgeschlossen. Die Aufhellung des Gesichtsfeldes erfolgt in der Regel durch ein der Strichplatte vorgeschaltetes Mattglasplättchen und einen nach allen Seiten beweglichen Spiegel, so daß von jeder beliebigen Richtung aus das Mattglasplättchen beleuchtet werden kann.

Das Gehäuse besitzt rechteckige Form und ist dickwandig, jedoch nicht doppelwandig ausgeführt; der Deckel mit dem Prismenansatz, an welchen mittels der Justiervorrichtungen die Mikroskopträger aufgesetzt sind, ist derartig plan mit dem Gehäuserand verschliffen, daß er vollkommen abdichtet. Die Gehäusekanten sind auf die Breite der Instrumentengrundplatte zu Anlegekanten ausgestaltet, welche das richtige Anliegen der Führungszapfen in den Schlitzen der Instrumentengrundplatte nachzuprüfen gestatten. Die in die Schlitze eingeführten Führungszapfen dienen als Träger der Befestigungsschrauben, durch deren Anziehen das Gehäuse absolut sicher und azimutrichtig auf die Instrumentengrundplatte geklemmt wird. Auf dem Deckel des Instrumentes sind die beiden Libellen mit 20 Bogensekunden Empfindlichkeit leicht vom Okular aus übersehbar angeordnet; die Längslibelle bestimmt hierbei die Neigung der optischen Achse gegen die Horizontalebene, die Querlibelle die Neigung der Schwingungsachse gegen die Inklinationsrichtung; durch geeignete Justierung der letzteren wird bei Neunivellierung in jeder Beobachtungslage der sonst zu beobachtende Neigungsfehler, der durch das Spiel des Konus im Dreifuß nach Drehen in die zweite Beobachtungslage entsteht, beseitigt. Der mittlere Libellenträger ist gleichzeitig mit einer Hülse zur Aufnahme verschiedener Zusatzinstrumente versehen; sie ist durchbohrt und im allgemeinen durch einen Einsatz abgeschlossen. Dieser Einsatz kann dann nach Loslösen der Klemmschraube bequem gegen verschiedene andere ausgewechselt werden, wie z. B. Ablenkungsaufsatz, Prismenaufsatz für gleichzeitig photographische Registrierung und subjektive Beobachtung, Thermometer usw. Bei photographischer Registrierung ist die gleichzeitige Beobachtung des Skalenwertes durch die Ablesevorrichtung ermöglicht, ein Vorteil, der bei vorübergehender Aufstellung des Registriergerätes besonders betont werden kann; in diesem Falle bestünde die Möglichkeit, daß sich während der Registrierung Instrument oder Registriergerät der Lage nach etwas verändert, so daß dadurch eine Fälschung der Registrierkurve eintritt; bei zeitweiser Kontrolle der Ein-

stellung durch visuelle Beobachtung an der registrierenden Feldwaage können derartige Unregelmäßigkeiten ausgeschaltet werden.

Die Fig. 3 zeigt den inneren Aufbau des Instrumentes mit eingesetztem Magnetsystem. Der Arretierschlitten, der die Spitzen zur Auflagerung des Systems im arretierten Zustande trägt, ist durch Drehung der Arretierschraube in vertikaler Richtung beweglich. Die Arretierschraube selbst hat einen Durchmesser von 32 mm und ist genügend groß und bequem zu umfassen, so daß eine sehr vorsichtige und langsame Bewegung des Arretierschlittens ermöglicht ist. Damit der Arretierschlitten ohne jede Hemmung längs seines Weges bewegt werden kann, ist eine Beilage zwischen einer Prismenfläche und ihrer Führung vorgesehen, die unter einstellbarem Druck die andere Prismenfläche an die Schlittenführung

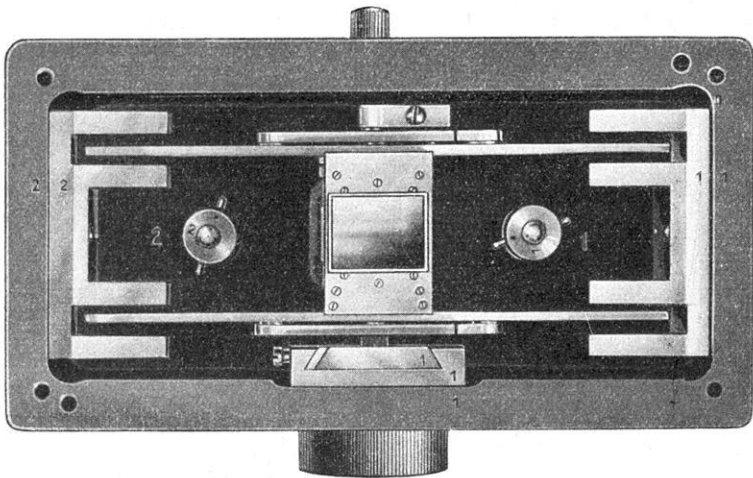


Fig. 3

anlegt: sollte nach längerem Gebrauch oder auf Grund irgendeiner Ursache die Schlittenbewegung nicht mehr leicht genug sein, so kann die Zügigkeit derselben durch Nachstellen von Schraubchen, welche auf die Beilagen drücken, verändert werden. Die Arretierschraube ist in beiden Gehäusewänden in verhältnismäßig großem Abstände sicher und sehr präzise gelagert, und der den Arretierschlitten bewegende Exzenter ist mit der Arretierwelle aus einem Stück ausgearbeitet, damit Verschiebungen des Exzenters gegenüber der Arretierwelle und damit Veränderungen in der Arretierbewegung ausgeschlossen sind. Befindet sich der Schlitten in seiner höchsten Stellung, so daß das Magnetsystem auf den drei Arretierspitzen aufliegt und gegen die am Deckel angebrachten Federn drückt, so läßt sich die Arretierschraube durch Drehen des auf der anderen Seite des Gehäuses sichtbaren Sicherungsknopfes feststellen. Diese Art der Sicherung ist besonders bequem, weil sie vor und nach der Beobachtung beispielsweise mit der

linken Hand betätigt werden kann, während die rechte Hand die Arretierschraube bewegt. Die Drehung der Arretierschraube wird durch einen mit der Arretierwelle verbundenen Anschlag im Innern des Gehäuses nach beiden Seiten hin begrenzt.

An den schmalen Innenflächen des Instrumentgehäuses sind Kupferdämpfungen angebracht, welche untereinander in derartiger leitender Verbindung sind, daß trotz des verhältnismäßig großen Abstandes der Dämpfungsflächen von den Magnetkörperflächen eine sehr hohe Dämpfung von 1:17 im Mittel für $E = 10 \gamma/\text{SkT}$. erzielt wird, so daß das System mit einer Anfangsamplitude von 30 Skalenteilen bereits nach 10 Sekunden zur Ruhe gekommen ist. Es sei besonders darauf hingewiesen, daß bei der vorliegenden Konstruktion durch die sehr große Dämpfung die Einstellgenauigkeit des Systems nicht vermindert wird.

Die Rubinlager sind in geeigneter Höhe auf einem Lagerbock auswechselbar angeordnet; die Auflageflächen sind gewölbt, so daß die Schneide nur an zwei Punkten aufsetzt.

Das Magnetsystem besteht im wesentlichen aus zwei Magnetlamellen, die nur an einer einzigen Befestigungsstelle durch einen die Schneide tragenden Mittelkörper verbunden werden. Auf den U-förmig gestalteten Mittelkörper ist ein oberflächenversilberter Spiegel von 3 qcm Fläche aufge kittet; er ist reichlich groß, um jeden Lichtverlust durch mangelhafte Erfassung der Randstrahlen des optischen Systems zu vermeiden. Im Innern des U-förmigen Mittelkörpers befindet sich der nach allen Seiten verstellbare Schneidenträger, in welchen die Rubinschneide eingekittet ist. Der Verbindungssteg nimmt zwei gegenseitig sich klemmende Madenschraubchen auf, durch deren Verstellung die Gleichgewichtslage für einen bestimmten Basiswert eingestellt werden kann; die Magnetlamellen besitzen fast vollkommen elliptische Form. Durch die Lagerung der Schneide zwischen den Schenkeln des U-förmigen Mittelkörpers wird ein Durchdringen der Schneide durch die Magnetlamellen vermieden; die Magnetkörper besitzen demnach keine größeren Aussparungen, sondern nur die kleinen Bohrungen zur Befestigung der Lamellen am Mittelkörper und der Kompensationskörper an der Lamelle. Durch diese Anordnung wird der geschlossene Fluß der magnetischen Kraftlinien in der Magnetlamelle zur Wahrung der Konstanz des Basiswertes erhalten.

Zur Auflage des Systems im arretierten Zustande befinden sich zwei Rillen an der Unterseite des Mittelkörpers, in welche drei Arretierspitzen im arretierten Zustande eingreifen. Dadurch, daß eine zur gemeinsamen Aufnahme von zwei Spitzen dienende Rille senkrecht zur Schwingungsachse gerichtet ist, wird bei jeder Neigung des Magnetsystems gegen die Horizontale eine der beiden Spitzen in die Rillennitte eingreifen, so daß das Magnetsystem stets wieder aus beiden Richtungen in die Mittellage zurückgeführt wird.

Die wichtigste Erhöhung der Meßgenauigkeit ist die Temperaturkompensation: bei der vorliegenden Konstruktion schmiegte sich die Form der Kompensations-

körper, welche in unmittelbarer Verbindung mit dem Magnetkörper selbst sich befinden, an die Form desselben an, so daß auch bei großen Temperaturschwankungen innerhalb kurzer Zeit eine fast vollkommene oder völlige Kompensation des Temperatureinflusses auf die Gleichgewichtslage erfolgt. Der Kompensationskörper ist an zwei Stellen an der Magnetlamelle befestigt und außerhalb seiner Mitte derartig unterteilt, daß sich die getrennten Teile gegeneinander zwar in der Längsrichtung verschieben können, in vertikaler Richtung jedoch durch die elastische Brücke aneinander festgehalten sind. Bei Temperaturschwankungen wird infolge der Ungleichheit der linearen Ausdehnung des Magnetkörpers und des Kompensationskörpers eine Verschiebung des Gesamtschwerpunktes des Kompensationskörpers gegen den Gesamtschwerpunkt der übrigen Teile des Magnetsystems eintreten, wobei die Verschiebung derart bemessen ist, daß sie das durch die Veränderung des magnetischen Momentes der Magnetlamelle verursachte Drehmoment gegenüber der Normallage ausgleicht. Auf diese Weise läßt sich der Einfluß der Temperaturschwankungen für einen bestimmten Basiswert vollkommen beseitigen, so daß für normale Verwendung des Instrumentes kein Thermometer zur Beobachtung der Innentemperatur nötig ist. Durch die Verwendung von Schneiden und Lagern aus synthetischem Rubin ist ohne Einbuße einer Einstellgenauigkeit die Herstellung von Magnetsystemen mit einer Empfindlichkeit von 10γ pro Skalenteil möglich geworden. Bei dieser Empfindlichkeit beträgt der gesamte Meßbereich 600γ ; erfolgen in jeder der beiden Lagen je fünf Ablesungen, so ergibt die Summe aller Ablesungen direkt den relativen Wert der Vertikalintensität in γ , der nur noch mit dem Wert der täglichen Variation berichtigt wird. Im allgemeinen ist es jedoch empfehlenswert, eine Empfindlichkeit von 30 bis 40γ pro Skalenteil beizubehalten, so daß der Meßbereich ohne Verwendung von Rücklenkungsmagneten auf 800 bis 2400γ erhöht wird, also 4,5% der gesamten vertikalen Richtkraft in mittleren Breiten.

Es ist zuweilen nötig, den Meßbereich zu erhöhen; in diesen Fällen wird der Rücklenkungsaufsatz in die Hülse des Libellenträgers zwischen den beiden Fernrohren (Fig. 2) eingesetzt, einer Hülse, die um eine horizontale, senkrecht zur Schneide liegende Achse drehbar ist und einen kleinen Ablenkungsmagnet enthält: durch Drehung kann jeder Ablenkungswert von einem Maximum über Null bis zu einem gleichgroßen Minimum bequem und rasch eingestellt werden, ohne Beeinflussung der Empfindlichkeit des Instrumentes. Die Erweiterung des Meßbereiches beträgt etwa $\pm 2000 \gamma$, so daß dadurch der Gesamtmeßbereich des Instrumentes auf etwa 6400γ erhöht wird. Eine weitere Erhöhung des Meßbereiches nur durch Kompensationsmagnete ist nicht zu empfehlen, weil die Temperaturkorrektur jeder Feldwaage nur für den Basiswert streng gültig ist. An den Grenzen des erweiterten Meßbereiches erreicht der Temperaturkoeffizient bereits merkbare Werte. Es ist vielmehr empfehlenswert, bei größeren Abweichungen Systeme mit einer anderen geeigneten Abstimmung zu verwenden. Die vorliegende Konstruktion gestattet ein Auswechseln der Systeme ohne Berichtigung der Arretiereinrichtung.

Wie eingangs bereits angedeutet, ist infolge der eigenartigen und vorteilhaften Anordnung der Ablesevorrichtung die visuelle Beobachtung des Skalenwertes auch während der photographischen Registrierung ohne Unterbrechung derselben möglich. Eine Beobachtung des Verlaufs der Temperatur im Registrierraum ist nicht erforderlich, denn wenn schon der Temperaturkoeffizient für das Magnet-

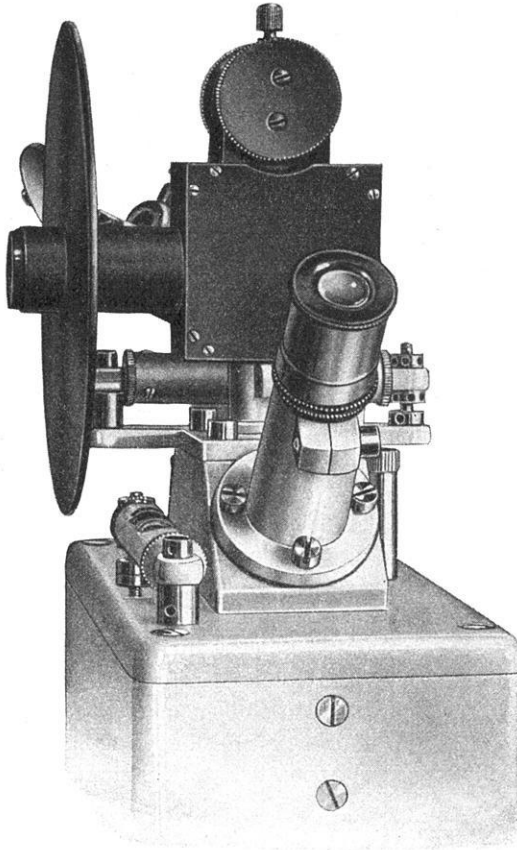


Fig. 4

system so klein ist, daß er bei praktisch im Felde vorkommenden Temperaturschwankungen nicht zur Geltung kommt, so ist er noch weniger für die photographische Registrierung in geschlossenen Räumen mit konstanter Temperatur von Bedeutung. Bei 2 m Registrierabstand läßt sich ein Registrierwert von $4 \gamma/\text{mm}$ erreichen.

Für den Transport im Gelände ist eine besonders bequeme Verpackung in kleinsten Dimensionen erforderlich; hierbei soll auf gegenseitige störende Beein-

flussung von magnetischen Teilen Rücksicht genommen werden, und aus diesem Grunde wird auch die Azimutbussole nicht mehr im Schrank des Instrumentes untergebracht, wie dies bisher üblich war. Der Transportkasten für die Feldwaage besteht aus Mahagoni und ist mit Einlagen versehen, die mit weichem Wollfilz umkleidet und derartig gestaltet sind, daß das Instrument nach Einlegen in den Kasten (21 . 19 . 10,5 cm) und nach Schließen des Deckels unverrückbar, jedoch weich gepolstert und dadurch vor groben Stößen geschützt untergebracht ist.

Schlußwort. Die vorstehend beschriebene Konstruktion wurde vollkommen unabhängig von bekannten Ausführungsformen in mehr als zwölfjähriger Versuchsarbeit entwickelt. Mehrere Instrumente dieser Art sind seit mehreren Jahren fertiggestellt, mit denen reichliche Erfahrungen durch Prüfung des Instrumentes im Felde unter allen möglichen klimatischen Verhältnissen und in den verschiedensten Ländern gesammelt sind. Es wurden unter verschiedenen Verhältnissen zahlreiche Messungen ausgeführt, und sie haben niemals einen größeren mittleren Fehler für die Einzelbeobachtung als $\pm 4 \gamma$ erbracht. Zahlreiche Prüfungen der Einstell- und Ablesegenauigkeit an zwei Punkten mit verschiedener Vertikalintensität und bekannter Differenz bis zu 320γ ergaben übereinstimmend einen mittleren Fehler der einzelnen Beobachtung von $\pm 0,7 \gamma$ bei einer Empfindlichkeit von 10γ pro Skalenteil. Die Dauer einer Messung beträgt bei einem guten Beobachter im Durchschnitt 4 bis 5 Minuten, und zwar einschließlich Aufstellung des Stativs, Azimuteinstellung, Horizontierung, Beobachtung (bestehend aus je fünf Ablesungen in Ost—West- und in West—Ostlage), Abbau des Instrumentes und Verpackung. Durch die hohe Meßgenauigkeit und die Möglichkeit der stetigen Überprüfung des Skalenwertes, ferner durch die vereinfachte Beobachtungsmethode bei hoher Empfindlichkeit sind erweiterte Anwendungsmöglichkeiten für die erdmagnetische Messung besonders im Erdölbergbau geschaffen. Es können große, schwer zugängliche Gebiete in kürzester Zeit so eingehend vermessen werden, daß es sich lohnt, vor allen anderen geophysikalischen Untersuchungsmethoden die erdmagnetische Messung auszuführen und dadurch die Kosten der Erschließung neuer Lagerstätten auf ein Minimum zu vermindern.

Referate und Mitteilungen

A. Sieberg: Erdbebengeographie. Handbuch der Geophysik, herausgegeben von B. Gutenberg, Bd. 4, Lief. 3. Mit 113 Abb. 319 S. Berlin, Gebr. Borntraeger, 1932.

In engem Zusammenhang mit seiner bereits 1930 in der zweiten Lieferung von Bd. 4 erschienenen „Geologie der Erdbeben“ (160 S.) hat sich der Verfasser mit den vorliegenden Ausführungen die Aufgabe gestellt, das Bild, welches wir uns von der Seismizität der Erde zu machen haben, nach der Richtung der räumlichen Verbreitung der Erdbeben und der besonderen regionalen Bedingungen ihres Zustandekommens abzurunden. Insofern also nun der Raum das ordnende Prinzip für die gesamten Betrachtungen ist, kann man hier von einer „Erdbebengeographie“ sprechen; doch ist zu beachten, daß die dargebotene Geographie der Erdbeben ihr Ziel in dem Entwurf eines seismogenetischen Erdbildes sieht und wesentlich geologisch, zur Hauptsache tektonisch orientiert ist.

Der Anordnung des Stoffes liegt die natürliche Gliederung der Erdoberfläche in Kontinente und Ozeane zugrunde. Die Behandlung einer jeden solchen geographischen Einheit wird durch einen kurzen geologischen und seismischen Überblick eingeleitet, wobei eine in Tabellenform gegebene Übersicht der Erdbeben-tätigkeit ihrer einzelnen Regionen -- charakterisiert nach der ungefähren mittleren jährlichen Häufigkeit der gefühlten und der registrierten Beben, der Anzahl der Herde und der Größenordnung der Beben -- besonderes Interesse beansprucht. Sodann folgen ausführliche Darstellungen der seismogeologischen Verhältnisse dieser einzelnen Regionen, die ausgiebig durch Kartenskizzen -- meist von der Hand des Verfassers -- unterstützt werden und daneben auch immer Listen der wichtigeren aus dem betreffenden Gebiet makroseismisch bekannt gewordenen Erdbeben bringen. In dieser Richtung ist ein außerordentlich umfangreiches Material eingehend verarbeitet worden. Doch dürfte in Beeinträchtigung des Gesamtbildes der Standpunkt manchmal gar zu ausschließlich „makroseismisch“ sein und erscheint die Behandlung des Stoffes zu stark nur regional-geologisch betont, wodurch andere und allgemeinere Gesichtspunkte auch geophysikalischer Bedeutung in den Hintergrund gerieten. Die Seismizität der Meeresböden ist weniger unterrichtet und vollständig dargestellt worden, als es auf Grund der darüber bereits vorhandenen Arbeiten nötig gewesen wäre.

Indem wir von Einzelheiten absehen, ist aber im übrigen bezüglich der Landflächen hervorzuheben, daß deren seismische Verhältnisse im Rahmen einer die ganze Erde umfassenden Schilderung eine sehr eindringliche geographisch-geologische Erörterung erfahren haben, die nun eine gute neue Grundlage für weitere hierher gehörige Untersuchungen bilden kann. Das gilt namentlich auch von der uns besonders interessierenden mediterranen Region im Süden Europas. In welchem Maße freilich der nach seismischen Indizien hier erschlossene Großschollenbau der Wirklichkeit entspricht, möchte Referent dahingestellt sein lassen. Es wird vor allem Sache der geologischen Forschung sein, näher dazu Stellung zu nehmen, wie weit die überhaupt vom Verfasser, im ganzen aber wohl zutreffend, vertretene Auffassung eines besonderen Zusammenhangs zwischen seismischer Regsamkeit und Bruchtektonik auch dort zu Recht besteht, wo der Bruchcharakter des Reliefs nicht sichergestellt ist oder sonst Brüche bisher nicht unmittelbar nachweisbar waren. E. Tams-Hamburg.

Preis Ausschreiben

Die Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V. hat im vergangenen Jahre den dritten Wettbewerb für eine wissenschaftliche Arbeit von Wert aus dem Gebiete der Zeitmeßkunde und Uhrentechnik ausgeschrieben, der mit 500 RM dotiert ist und auf den in dieser Zeitschrift hingewiesen wurde. Ein festes Thema war nicht vorgeschrieben, sondern jeder konnte sich das Thema, das er bearbeiten will, selbst auswählen. Es sei daran erinnert, daß Arbeiten für diesen Wettbewerb bis spätestens 31. März d. J. in einer für den Druck geeigneten Form bei der Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V., Berlin SW 68, Neuenburgerstr. 8, eingereicht sein müssen.

Berichtigung

zur Arbeit von G. Schmerwitz (Zeitschr. f. Geophys. Jahrg. VIII, Heft 8, S. 439)

„Die Fig. 3, S. 444 ist durch ein Versehen um den Winkel α gedreht worden. Die lange gestrichelte Linie, welche die ursprüngliche Ruhelage andeutet, und die schraffierte Fläche der Pfanne P müssen horizontal sein.“

Am 20. Dezember verstarb der Abteilungsvorsteher am Preußischen Geodätischen Institut Herr Prof. Dr. Heinrich Mahnkopf im Alter von 40 Jahren.



Neivand

Albert Wigand †

Von **L. Weickmann**, Leipzig

Am 18. Dezember 1932 ist in Hamburg der ordentl. Professor für Meteorologie an der Universität Dr. phil. Albert Wigand gestorben nach eben vollendetem 50. Lebensjahr, das ihn in schwierigen Zeitläuften auf den Höhepunkt akademischer Ehren als Rektor an die Spitze seiner Universität gestellt hatte. Wir haben in ihm nicht nur den Wissenschaftler mit einem ihm in besonderem Maße vertrauten, in lebhafter Entfaltung begriffenen aussichtsreichen Arbeitsgebiete verloren, für das wir neben Wigand kaum einen gleichwertigen Vertreter besitzen; wir verlieren auch in einer Zeit, da wir ihn dringend nötig hätten, den aufrechten charaktervollen Führer unserer akademischen Jugend und einen wertvollen Berater in den jetzt zu lösenden wichtigen Hochschulfragen, für die er in seiner Rektoratsrede kluge und mannhafte Worte von der lebendigen Synthese von Forschung und Lehre in der deutschen Hochschule gesprochen hat.

Wigand ist am 21. Oktober 1882 in Kassel geboren. Seine Vorfahren sind überwiegend Naturforscher und Theologen gewesen. Sein Vater war der Pfarrer Dr. Paul Wigand in Kassel, sein Großvater väterlicherseits der Professor der Botanik Albert Wigand, mütterlicherseits der Professor der Theologie Heinrich W. Thiersch, beide in Marburg.

Theologie und Naturwissenschaft, für manchen in unserer weltanschaulich verworrenen Zeit unvereinbare Gegensätze, waren in ihm zu einer reinen Harmonie verbunden. Seine vornehme, sachlich-schlichte Art, seine ruhige, freundliche Entschiedenheit, der weite Umfang seiner Interessen, seine Freude an der Natur, die Heiterkeit und Innerlichkeit seines Wesens, alle diese Eigenschaften entsprangen der reichen Quelle einer gefestigten harmonischen Persönlichkeit, und sie machten ihn zu einer der sympathischsten Erscheinungen unter seinen Fachkollegen.

Wigands spezielles Arbeitsgebiet fügte sich ausgezeichnet ein in die verschiedenen Arbeitsrichtungen der deutschen Meteorologen. Von Haus aus Phy-

siker, Schüler von F. Richarz in Marburg, wo er in den Jahren 1901 und 1902 und dann nach einem zweisemestrigen Studium in München wieder 1903 bis 1905 studierte, beschäftigte er sich anfänglich als Assistent am Physikalischen Institut in Marburg vorwiegend mit Fragen der physikalischen Eigenschaften fester Elemente und ihrer allotropen Modifikationen, speziell mit den Beziehungen zwischen der spezifischen Wärme und dem spezifischen Gewicht, wie sie bei der Diskussion des Gesetzes von Dulong-Petit auftreten, auch mit der elektrischen Leitfähigkeit solcher Stoffe, z. B. des Schwefels und des Zinns. Eine größere Anzahl von Abhandlungen über diese Fragen aus den Jahren 1905 bis 1910, darunter seine Marburger Dissertation vom Juli 1905 zeugt von sorgfältigster experimenteller Feinarbeit. Auch die erste Berührung mit Fragen kolloidchemischer Art fällt in diese Zeit, sowie wichtige Untersuchungen zur Thermodynamik nicht-idealer Gase. 1907—1910 ist er als Assistent von Hallwachs am Physikalischen Institut der Technischen Hochschule in Dresden tätig. Dort in Dresden und in der ersten Zeit seiner Übersiedelung nach Halle im Jahre 1910 setzte sein Interesse für geophysikalische Probleme ein. Vielleicht gab den ersten starken Anstoß dazu der Durchgang der Erde durch den Schweif des Halleyschen Kometen am 19. Mai 1910, währenddessen Wigand in Halle Messungen der erdmagnetischen Deklination und der Horizontalintensität, sowie des luftelektrischen Potentialgefälles und der Leitfähigkeit ausführt, deren Störungen zur Zeit des Durchgangs er in Zusammenhang mit dem Kometen bringen will. 1911 habilitiert er sich in Halle für Physik und physikalische Chemie, wendet sich aber von dem letzteren Gebiet, dem die Mehrzahl seiner bisherigen Abhandlungen gewidmet war, bald ganz ab, und beginnt in systematischer, unermüdlicher Arbeit die große und erfolgreiche Reihe seiner Untersuchungen über die Ionisation der freien Atmosphäre. In einer großen Zahl von Ballonfahrten, bei denen meist die 5000 m-Grenze überschritten, fünfmal mehr als 8000 m und einmal 9425 m erreicht wurden, wird nach sorgfältiger Entwicklung einer geeigneten Beobachtungsmethode Potentialgefälle und vertikaler Leitungsstrom gemessen bei den verschiedenartigsten meteorologischen Bedingungen unter eingehender Diskussion der bei Schichtgrenzen der Atmosphäre auftretenden besonderen Verhältnisse. Seiner frischen organisationsfreudigen Art gelingt die Schaffung eines „Aerophysikalischen Forschungsfonds“, der lange Zeit und noch nach dem Kriege die Mittel zur Verfügung stellt für diese aerologische Tätigkeit der Wigandschen Schule. Eine ganze Reihe in der heutigen Forschung klangvoller Namen sind in jener Zeit Wigands Mitarbeiter und Schüler gewesen, und sie rühmen alle nicht nur seine

Umsicht und Gewissenhaftigkeit in der wissenschaftlichen Arbeit, sondern besonders auch seine fröhliche Kameradschaft und seine Zuverlässigkeit in kritischen Situationen.

Einige Nebenergebnisse dieser aerologischen Arbeiten auf optischem Gebiete, Untersonne- und Haloaufnahmen, sowie eine größere Anzahl sehr guter charakteristischer Wolkenaufnahmen stammen aus jener Zeit, ferner eine Untersuchung über das ultraviolette Ende des Sonnenspektrums in verschiedenen Höhen bis 9000 m (Phys. Zeitschr. 1913). Außerdem macht sich das fortschreitende Interesse für die atmosphärische Sicht, für die Natur der atmosphärischen Trübung und der Kondensationskerne in der Atmosphäre gerade in den beiden Jahren vor dem Ausbruch des Krieges stärker bemerkbar, ein Interesse, das Wigand später befähigt hat, die Schmauss'sche Idee von der Atmosphäre als Kolloid voll zu erfassen.

Ins Feld zog Wigand als freiwilliger Ballonbeobachter, bald wurde er für den Wetterdienst angefordert und mit der Führung von Feldwetterwarten im Osten und Westen betraut, nach Erkrankung schließlich als Offizier an die Hauptwetterwarte der Heimat nach Berlin kommandiert, wo ihm die Ausbildung der Frontmeteorologen übertragen war.

Nach dem Kriege setzte Wigand seine aerologischen Arbeiten fort, jetzt unter Heranziehung des Flugzeuges als aerologisches Forschungsmittel. Mit außerordentlicher Zähigkeit und großer experimenteller Sorgfalt hat er es verstanden, das Flugzeug zu einem Laboratorium zu machen, hierbei lebhaft unterstützt von seinem Mitarbeiter und Freunde Koppe und von Wenk. Die großen Schwierigkeiten, die sich mit der Beengtheit des Raumes, der Eigenaufladung, der Turbulenz ums Flugzeug herum, insbesondere luftelektrischen Untersuchungen entgegenstellen, werden alle, soweit möglich, in zäher Arbeit überwunden, gemeinsam mit Koppe wird der Wigand-Koppesche Meteorograph konstruiert. Daneben laufen Laboratoriumsarbeiten über die elektrische Ladung von natürlichem Nebel und Beobachtungen über die Quellen der negativen Ladung der Erde, für die er den „Blitzstrom“ heranzieht.

Wigand war 1917 der Professortitel in Halle verliehen worden, nach dem Kriege hatte er einen besoldeten Lehrauftrag an der Universität für Physik der Atmosphäre erhalten und war nichtpl. außerordentl. Professor geworden. 1925 ging er sodann als Ordinarius für Meteorologie und Geophysik an die landwirtschaftliche Hochschule Hohenheim bei Stuttgart, bald darauf erhielt er noch dazu einen Lehrauftrag für Meteorologie an der Technischen Hochschule in Stuttgart.

Seine wichtigen Untersuchungen über Aufladung von Flugzeugen hatten auch die Zeppelin-Werke veranlaßt, Wigand zu aerologischen Untersuchungen im Luftschiff einzuladen, die von großer Wichtigkeit für die Luftschiffahrt gewesen sind.

Am 1. April 1929 folgte Wigand einem Rufe an die Universität Hamburg als Ordinarius für Meteorologie und zugleich als Leiter der Versuchsanstalt der Deutschen Seewarte. Es war ihm gelungen, die Zusage zu einem Neubau der veralteten Anlage dieser Versuchsanstalt in Großborstel zu erhalten, und mit großem Eifer warf er sich auf die Arbeit dieses Neubaus, der in Fuhlsbüttel in Verbindung mit dem Flugplatz und der Flugwetterwarte errichtet wurde, und in dem er ausreichende Möglichkeiten schuf zur Fortsetzung seiner luftelektrischen Forschungen. Gemeinsam mit Schmauss gab er die für viele Fragen der Stabilität von Wolkenbildungen, der Niederschlagsvorgänge usw. grundlegend gewordene Schrift heraus: „Die Atmosphäre als Kolloid“ und eine Reihe von Arbeiten, die er selbst und sein Schüler Frankenberger in Hamburg über Ladung von Wolkenelementen, Koagulationserscheinungen in Wolken und Nebeln teils durchgeführt, teils begonnen hatte, zeigten, daß er in einem ihn voll befriedigenden, arbeitsreichen und ausgefüllten Leben stand.

Er freute sich auch der gesunden Entwicklung seiner Kinder, für die er anfänglich bei der Übersiedelung nach Hamburg etwas Sorge hatte. Seine charaktervolle Art und seine aufrechte nationale Gesinnung zusammen mit seinem angesehenen wissenschaftlichen Namen hatten ihn nach kaum zweijähriger Tätigkeit an der Universität, und noch ehe er die Würde und Bürde des Dekans zu tragen hatte, an die Spitze der Universität geführt, wo er sich voll bewährte als zielbewußter und besonnener, aber auch energischer Führer.

Voll Eifer hatte er sich trotz der Arbeitslast des Rektorats noch beteiligt an den Vorarbeiten für das 2. Polarjahr 1932/33, und mit neuen Plänen trug er sich, als das unerbittliche „Genug“ ihn traf, zu früh für die Seinen und für uns.

Über die Messung der zeitlichen Schwankungen der Schwerebeschleunigung mit Gravimetern

Von **R. Tomasehek** und **W. Schaffernicht** — (Mit 9 Abbildungen)

Es wird über die praktischen Ausführungsformen zweier Gravimetertypen und die mit ihnen erhaltenen Ergebnisse berichtet. Beim sogen. Interferenzgravimeter wird die Längenänderung einer Spirale durch Verschiebung von Interferenzstreifen gemessen. Die andere Form stellt ein verbessertes Bifilargravimeter dar. Befreiung von äußeren Störungen wird durch Arbeiten im luftdicht abgeschlossenen Raum und Anwendung von WT 10-Spiralen erreicht. Es werden dauernde Registrierungen der Schwerkraftschwankungen bis zu 0.001 Milligal (bzw. 0.01 Milligal beim Interferenzgravimeter) erhalten. Die Auswertung einer dreimonatigen Meßreihe wird mitgeteilt.

Die sehr interessanten theoretischen Ausführungen von Herrn Berroth über die Theorie der gravimetrischen Instrumente nach dem Prinzip der Bifilaraufhängung in dieser Zeitschrift 8, 331 (1932) geben uns Veranlassung, schon jetzt kurz über unsere praktischen Erfahrungen mit Gravimetern an dieser Stelle zu berichten.

Während schon genaue Beobachtungen über die durch die Flutkräfte hervorgerufene Lotschwankung existieren, vor allem die mehrjährige Beobachtungsreihe von W. Schweydar mit dem Horizontalpendel in 187 m Tiefe bei Freiberg und Beobachtungen von Michelson und Gale in Amerika [neuere apparative Beiträge in dieser Richtung siehe Haalck*) und J. Egedal**), liegen entsprechend genaue Bestimmungen der Schwankungen der Vertikalkomponente der Schwerkraft noch nicht vor. Ein erster erfolgreicher Versuch ist von W. Schweydar mit dem Bifilargravimeter in Potsdam in 25 m Tiefe unternommen worden; eine fast einjährige Beobachtungsreihe lieferte für die Amplitude des M_2 -Gliedes $3.32 \cdot 10^{-8}$ g gegen den für eine starre Erde berechneten Wert von $2.76 \cdot 10^{-8}$ g.

Mit Hilfe von Pendelmessungen konnten ferner Loomis, Brown und D. Brouwer***) den Einfluß des Mondes auf die Schwereintensität nachweisen.

*) Zeitschr. f. Geophys. 8, 256 (1932).

**) Ebenda 8, 195 (1932).

***) Monthly Notices of the Roy. Astronom. Soc. 91, Nr. 4 (1931).

Die erhaltenen Ergebnisse gestatten noch keinen sicheren Schluß auf die Größe der Amplitude des M_2 -Gliedes.

Messungen von Mielberg*) und Courvoisier**) mit einfachen Spiralen-gravimetern zeigten für die sonnentägliche bzw. Sternzeit-Periode sehr große Schwankungen, die die der Flutwirkungen um etwa das hundertfache übertreffen. Namentlich eine Überprüfung der letzteren war von größtem physikalischem Interesse vor allem auch wegen der Deutung derselben durch eine Lorentzkontraktion der Erde infolge deren kosmischer Bewegung, für welche sich nach den Gravimetermessungen von Courvoisier die Werte ergaben: $A = 62^\circ$, $D = + 32^\circ$, $v = 543$ km/sec.

Letztere Frage war der Anstoß, uns mit dem Problem der zeitlichen Schwankung der Schwerkraft zu befassen. Von vornherein wurde dabei Wert darauf gelegt, die Untersuchungen mit solcher Genauigkeit durchzuführen, daß die Flutwirkungen mit Sicherheit nachweisbar waren, um eine Kontrolle der Apparatur zu haben. Die weitere Entwicklung der Apparatur führte uns dann dazu, auch die Flutwirkungen selbst auf das genaueste zu untersuchen. Es ergab sich nämlich, daß eine Wirkung der kosmischen Bewegung der Erde höchstens einen Einfluß von 10^{-8} g haben kann. Da eine genaue Kenntnis der zeitlichen Schwankungen der Schwerkraft auch für verschiedene physikalische Probleme von großer Wichtigkeit ist, haben wir es unternommen, sie so genau als es möglich ist, zu untersuchen. Im vorliegenden soll, nachdem wir an anderer Stelle schon über unsere bisherigen Ergebnisse berichtet haben, hauptsächlich über die geophysikalisch in Betracht kommende Seite unserer Untersuchungen ein Überblick gegeben werden.

Wir haben, um möglichst unabhängige Ergebnisse zu erzielen, und auch um die für ausgedehntere geophysikalische Verwendung sehr wichtige praktische Brauchbarkeit zu prüfen, zwei verschiedene Typen entwickelt, das Interferenzgravimeter, mit dem wir bis jetzt eine Genauigkeit des dauernden Nachweises von periodischen Schwankungen bis zum Betrag von 10^{-8} g (~ 0.01 Milligal) erreichen konnten und eine verbesserte Ausführungsform des Bifilargravimeters, bei dem die Grenze jetzt etwa bei 10^{-9} g (~ 0.001 Milligal) liegt. Diese hohe Empfindlichkeit kann praktisch nur dadurch ausgenutzt werden, daß die äußeren Störungen im gleichen Maße mit der Empfindlichkeitssteigerung reduziert wurden. Die äußeren Störungen werden hauptsächlich hervorgerufen durch Schwankungen der Temperatur, des Luftdruckes, der Luftfeuchtigkeit, durch Bewegung und Erschütterungen des Bodens.

Bei beiden Instrumenten wird die Schwereänderung durch Beobachtung der Längenänderung einer belasteten Spirale nachgewiesen. Nur die Art des Nachweises dieser Verlängerung ist verschieden. Sollen Schwankungen von

*) Publ. Obs. Astronom. Dorpat **27**, Nr. 4 (1932).

) Astron. Nachr. **226, 241 (1926); **230**, 245 (1927); **234**, 137 (1928); **237**, 337 (1930); auch Phys. Zeitschr. **28**, 674 (1927).

10^{-9} g festgestellt werden, so ist eine Längenänderung der Spirale von 10^{-9} ihrer Verlängerung durch das Gewicht festzustellen. Da letztere praktisch nicht über die Größenordnung von 1 m getrieben werden kann, so handelt es sich um Längenänderungen von 10^{-7} cm, die dauernd feststellbar sein sollen. Dies ist nur bei sehr großer Unabhängigkeit von der Temperatur möglich. Die Auswahl des Materials für die Spiralen ist daher eine der wichtigsten Aufgaben des instrumentellen Problems. Wir haben das Material WT 10 der Firma Krupp verwandt. Durch das Entgegenkommen der Firma Kuhbier, Dahlerbrück, waren wir in den Stand gesetzt, verschieden zusammengesetzte Legierungen zu untersuchen. Die Materialien wurden wochenlangen Temperungen verschiedenster Art unterworfen und die Einflüsse auf die verschiedenen Legierungen genau verfolgt. Insbesondere wurden das Verhalten gegen Temperaturänderungen, sowie die elastischen Nachwirkungen untersucht und schließlich die sich hierbei empirisch als beste erweisenden Legierungen verwendet.

Interferenzgravimeter. Das Prinzip ist, die Längenänderungen der Spirale durch die Verschiebung von Interferenzstreifen nachzuweisen.

Fig. 1 ist eine schematische Darstellung des Interferenzgravimeters. In einem vollkommen luftdicht geschlossenen Gehäuse befindet sich, an einem Torsionskopf aufgehängt, die mit einem Gewicht belastete Spirale. Die zur Feststellung der Änderung der Lage des Gewichtes dienenden Interferenzstreifen werden erzeugt durch das monochromatische Licht einer Hg-Lampe (Hg-Lichtspritze von Osram) zwischen einem Spiegel, der an der unteren Seite des Gewichtes angebracht ist, und einer in geringem Abstand darunter befindlichen halbdurchlässigen Kathetenfläche eines totalreflektierenden Prismas. Dadurch entsteht eine Luftplatte von variabler Dicke. Das auftreffende Licht wird zum Teil an der Kathetenfläche des Prismas, das durch diese Fläche hindurchgegangene an dem Spiegel des Gewichtes reflektiert. Beide Strahlen haben also einen Gangunterschied, der zur Ausbildung von Interferenzen führt. Änderungen der Dicke der Luftplatte rufen Verschiebungen der Interferenzstreifen hervor. Eine Änderung der Dicke der Luftplatte um eine Lichtwellenlänge verursacht (infolge des doppelten Weges des Lichtes in der Luftplatte) eine Verschiebung von zwei Interferenzstreifenbreiten. Da letztere mit genügender Schärfe etwa 5 mm betragen kann, so kann eine Längenänderung der Spirale von etwa $5 \cdot 10^{-5}$ cm als Verschiebung

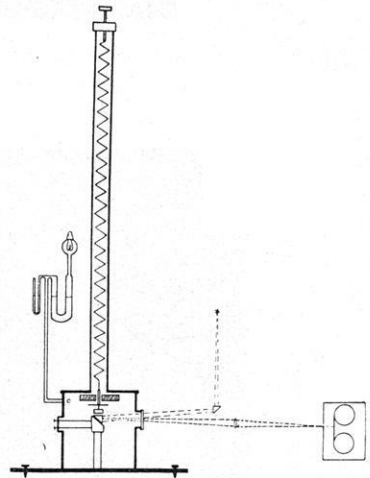


Fig. 1. Schematische Anordnung des Interferenzgravimeters

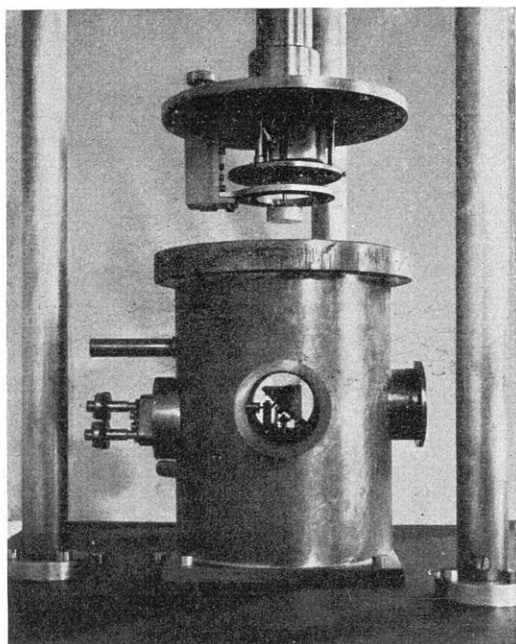


Fig. 2. Unterer Teil des Interferenzgravimeters
(Deckel emporgehoben)

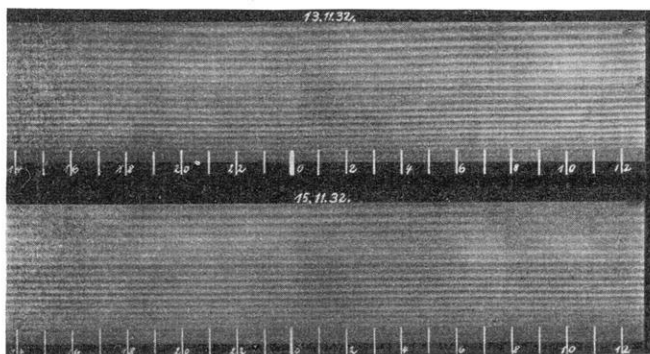


Fig. 3. Wiedergabe von Registrierstreifen des Interferenzgravimeters
Oben: Thermisch gestört. Unten: Ungestört. (Verkleinerung 1:3)

von 1 cm gemessen werden. Eine Längenänderung von etwa $5 \cdot 10^{-7}$ cm entsprechend einer Empfindlichkeit von $5 \cdot 10^{-9}$ g kann also noch direkt als Streifenverschiebung von $\frac{1}{10}$ mm gemessen werden. Die Interferenzstreifen werden durch eine Linse auf den Spalt eines Registrierapparates abgebildet und fortlaufend

registriert. Infolge des luftdichten Abschlusses haben Schwankungen des Luftdruckes und der Luftfeuchtigkeit keinen Einfluß auf die Längenänderung der Spirale. Im Innern des Gehäuses befindet sich außerdem zur Trocknung ein Gefäß mit CaCl_2 . Die Eichung der Spirale erfolgt durch Auflegen von Zusatzgewichten. Die Längenänderung der Spirale wird mit dem Kathetometer gemessen. Die Empfindlichkeit des Gravimeters kann außerdem noch durch die in Fig. 1 links gezeichnete Druckvorrichtung bestimmt werden. Durch die Erwärmung eines Glühlampenvolumens wird eine Sperrflüssigkeit (Paraffinöl) verschoben und die Dichte der Luft im Gravimeter erhöht. Es entsteht dadurch eine Auftriebsänderung des Gewichtes, aus der die Empfindlichkeit bestimmt werden kann.

Das Gravimeter ist sehr empfindlich gegen Erschütterungen, die dauernde Vertikalschwingungen des Gewichtssystems hervorrufen. Ohne geeignete Dämpfungsvorrichtung ist ein Einstellen der Interferenzstreifen nicht möglich. Es wurde dadurch eine ausreichende Dämpfung erzielt, daß das Gewichtssystem mit einem magnetisch geprüften Kupferklötzchen verbunden wurde, das frei zwischen den Polen eines sehr starken permanenten Magneten sich bewegen konnte. Es wurde ferner sorgfältig festgestellt, daß das Kupferklötzchen keine räumlichen Schwankungen seiner Suszeptibilität zeigte, da sonst Ungleichmäßigkeiten in der Empfindlichkeit des Apparats durch magnetische Wirkungen auftreten würden. Es zeigten sich im Verlauf sehr viel weiterer Bereiche, als sie für die Registrierung der Schwereschwankungen in Betracht kommen, keine Unregelmäßigkeiten. Fig. 2 gibt eine photographische Aufnahme des unteren Teiles des Gravimeters, in der sich die Interferenzanordnung und die Dämpfungsvorrichtung befindet, wieder. Das obere Rohr, das bei Gebrauch mit dem unteren Gehäuse luftdicht verschraubt ist, ist nach oben gehoben, so daß das Gewichtssystem mit der Arretierungs- und der Dämpfungseinrichtung zu erkennen ist. Durch das seitliche Fenster sieht man das unter dem Gewicht befindliche totalreflektierende Prisma. Dieses kann durch zwei Feinverstellungen in seiner Lage so eingestellt werden, daß die Kathetenfläche parallel zur Spiegelfläche liegt.

In Fig. 3 sind als Beispiele zwei Registrierstreifen wiedergegeben. Es ist dabei oben ein Streifen mit stärkerer thermischer Störung gewählt, um das Schwanken der Interferenzstreifen deutlicher zu zeigen, da die Schwankungen der Schwerkraft durch die Flutwirkungen, wie der untere Streifen zeigt, nur etwa $\frac{3}{4}$ Streifenbreite betragen.

Bifilargravimeter. Das Prinzip dieses Gravimeters ist, durch Koppelung der Spirale mit einer Bifilaraufhängung die Längenänderungen in Drehungen zu verwandeln. Da bei dieser Koppelung eine labile Lage existiert, so ist es möglich, theoretisch beliebig hohe Empfindlichkeiten zu erreichen. Wegen der Theorie des Instruments und der Einzelheiten der Ausführung sei auf die ausführliche Veröffentlichung in den Annalen der Physik verwiesen*).

*) Ann. d. Phys. **15**, 787 (1932). Siehe ferner die eingangs angeführte Arbeit von Berroth.

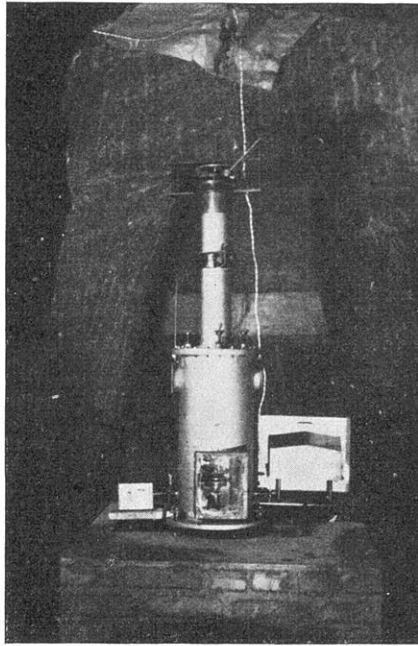


Fig. 4
Neue Ausführungsform des Bifilargravimeters

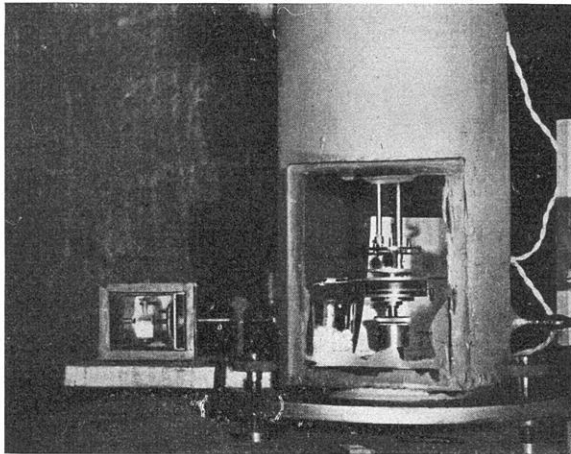


Fig. 5
Unterer Teil des Bifilargravimeters

Wesentlich für ein gutes Arbeiten des Instruments ist es, einen Bereich zu wählen, in dem die Empfindlichkeit zwar sehr hoch ist, sich aber doch bei der unvermeidlichen Änderung der Ruhelage durch den dauernden Gang nicht allzu stark ändert. Wegen der Abhängigkeit von der Einstellung muß die Empfindlichkeit häufig bestimmt werden. Es wurde daher mit dem Gravimeter eine elektrostatische Eichvorrichtung verbunden. Der untere Teil des Gewichtssystems ist sehr gut plan geschliffen und bildet die bewegliche Platte einer Spannungswaage. Im Abstand von 1 cm darunter ist isoliert eine zweite Platte befestigt, die während der Eichung auf eine bestimmte Spannung aufgeladen wird. Infolge der Anziehung zwischen beiden Platten entsteht ein Ausschlag, entsprechend einer scheinbaren Gewichtsvermehrung, aus dem die Empfindlichkeit berechnet werden kann. Die gesamte gravimetrische Anordnung befindet sich in einem stabilen, nach außen luftdicht abgeschlossenen Gehäuse. Die Einstellung des Instruments erfolgt durch Drehdurchführungen, die als Schlitze ausgebildet sind. Besondere Sorgfalt mußte auf die Konstruktion des Torsionskopfes, an dem die Spirale befestigt ist, verwandt werden. Der Druck im Gravimetergehäuse und die Temperatur des Aufstellungsraumes wurden während der Registrierung laufend beobachtet. Fig. 4 zeigt die technische Ausführung des Instruments, Fig. 5 vergrößert den unteren Teil, in dessen Innerem man das Ende der Spirale mit dem angehängten Gewicht sowie die Kondensatoreinrichtung sieht. Links ist das Barometer zur Druckkontrolle auf Dichtheit des Apparates angeschlossen, rechts sieht man die Zuleitung zur Spannungseichung. Eine Untersuchung der Neigungsempfindlichkeit des endgültig aufgestellten Apparates zeigte, daß die Störung durch Neigungen unter der Genauigkeitsgrenze der Feststellung der Schwerewirkungen liegt *).

Die Aufstellung beider Instrumente erfolgte auf festen Steinsockeln 25 m tief unter der Erde in einem Felsenkeller, der in den massiven Sandstein einer Bergwand eingehauen war. Zur Erhöhung der Temperaturkonstanz war der Keller in mehrere Räume unterteilt. Der hinterste Raum, in dem die Gravimeter aufgestellt waren, durfte während der Registrierung nicht betreten werden. Die Registriereinrichtungen befanden sich im Nachbarraum. Die Registrierungen erfolgten durch ein Spiegelglasfenster der Trennungswand. Ein zweites Bifilargravimeter ist seit einiger Zeit im Salzbergwerk in Berchtesgaden in 140 m Tiefe aufgestellt.

Die Ausschläge des Bifilargravimeters wurden in Marburg/Lahn seit April 1932 fortlaufend registriert. Die 21 cm breiten Registrierstreifen wurden mit einer Geschwindigkeit von 5 mm/Stunde transportiert. Fig. 6 ist eine verkleinerte Kopie der Registrierung vom 21. bis 28. Januar 1933. Auf dem Registrierstreifen sind die Tage, Stunden, Deklination des Mondes und der obere und untere Meridiandurchgang des Mondes eingezeichnet. Die Stundenzeichen wurden durch ein mit einer Pendeluhr verbundenes Glühlämpchen gegeben und zwar erfolgte der

*) Die Firma Askania werke, Berlin, beabsichtigt den Bau dieser Instrumente zu übernehmen.

Abriß des Stundenkontaktes der Uhr am Ende der vollen Stunde (M. E. Z.). Die Gravimeterkurve zeigt sehr ausgeprägte Schwankung der Schwerkraft. Die Richtung der Schwankung ist durch den am Rande gezeichneten Pfeil gegeben. Der Einfluß des Mondes ist im Kurvenbild am deutlichsten zu erkennen. Die (tieferen) Minima bleiben ungefähr $1\frac{1}{2}$ Stunde hinter dem unteren Meridian-durchgang des Mondes zurück. Die am Anfang des Streifens fast ganztägige Periode zeigt mit zunehmender Zeit einen immer stärker werdenden halbtägigen Einfluß. Dieses Verhalten wird durch die Veränderung der Deklination des Mondes verursacht, die am Anfang des Registrierstreifens -23° und am Ende -4° beträgt. Der Einfluß der Sonne auf die Schwerkraft ist im Kurvenbild nur schwach zu erkennen.

Die Registrierkurve in Fig. 6 zeigt einen schwachen Gang. Dieser wird durch eine langsame Längenänderung der Spirale verursacht. Bei dem in Marburg

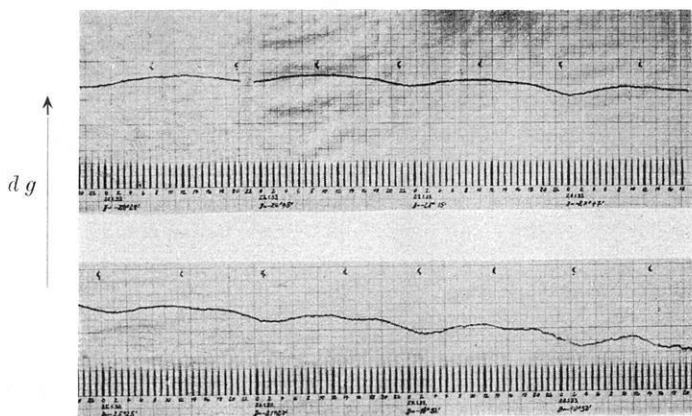


Fig. 6. Verkleinerte Wiedergabe einer Registrierkurve des Bifilargravimeters (Verkleinerung 1:6)

aufgestellten Gravimeter zieht sich die Spirale zusammen. Diese Eigenschaft ist durch die Vorbehandlung und das Material der Spirale bedingt. Ursprünglich war der Gang der Spirale stärker. Er verschwindet aber im Laufe der Zeit immer mehr. Die Spirale scheint sich einem stabilen Endzustand zu nähern. Je geringer der Gang ist, um so empfindlicher läßt sich das Gravimeter für die Dauerregistrierung einstellen. Die durch den Gang verursachte Empfindlichkeitsänderung muß bei der Auswertung der Kurve berücksichtigt werden. Fig. 7 zeigt die Empfindlichkeit des Gravimeters als Funktion der Registrierstelle auf dem Registrierstreifen aus Beobachtungen zu sehr verschiedenen Zeiten. Durch die elektrostatische Eichmethode lassen sich die Empfindlichkeitswerte mühelos für die verschiedenen Einstellungen des Gravimeters gewinnen. Die Empfindlichkeitskurve ändert sich nicht mehr, wenn einige Zeit nach der Auf-

stellung des Gravimeters die größten Nachwirkungen überwunden sind. In Fig. 6 ist die Empfindlichkeit des Gravimeters im Mittel so, daß Änderungen von 10^{-8} g

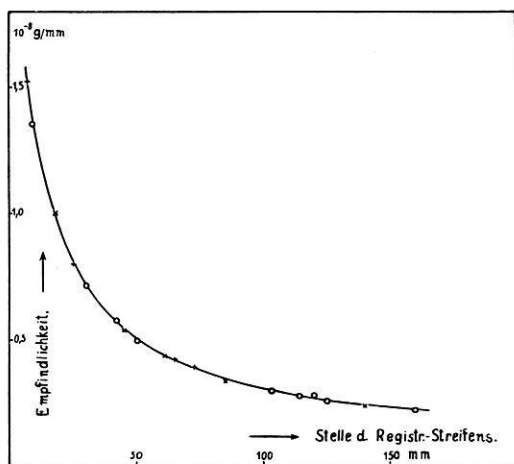


Fig. 7. Empfindlichkeitskurve des Bifilargravimeters

mit 1 mm Ausschlag angezeigt werden. Die höchste brauchbare Empfindlichkeit betrug 2 mm Ausschlag (in 5 m Registrierentfernung) für 10^{-8} g.

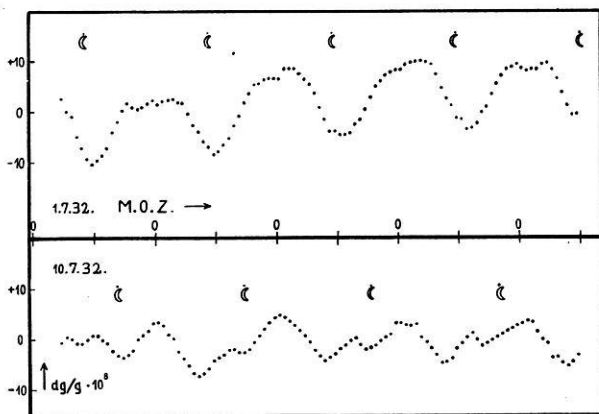


Fig. 8. Auf gleiche Empfindlichkeit reduzierte Schwereschwankungskurven (ohne Ausgleichung). Oben Sturmflut, unten Nipplut

Bei der Auswertung der Kurven werden zunächst die abgelesenen Gravimeterausschläge mit Hilfe der Empfindlichkeitskurven auf gleiche Empfindlichkeit umgerechnet und darauf die Kurven graphisch vom Gang befreit. Man erhält auf diese Weise Kurven, wie sie Fig. 8 zeigt.

Ergebnisse. Die Registrierungen mit dem Interferenzgravimeter erstreckten sich zunächst über einen Zeitraum von 2 Monaten. Die Aufstellung des Instruments erfolgte schon 3 Monate vorher, so daß sich bis zur endgültigen Registrierung die durch die Aufstellung bedingten größten Nachwirkungen des Instruments ausgeglichen hatten. Das Gravimeter zeigte nach der Aufstellung zunächst einen sehr starken Gang, der durch eine dauernde Verlängerung der Spirale verursacht wurde. Die Verlängerung betrug in den ersten Tagen ungefähr 10^{-3} cm/Tag und war im Verlauf von 3 Monaten auf ungefähr 10^{-5} cm/Tag zurückgegangen. In Fig. 3 ist ein Stück eines Registrierstreifens wiedergegeben. Die Interferenzen wurden auf 60 mm breiten photographischen Filmen, die mit einer Geschwindigkeit von 10 mm/Stunde transportiert wurden, abgebildet. Die Einzelregistrierungen erstreckten sich über einen Zeitraum von 2 bis 4 Tagen. Die quer zur Streifenrichtung gezeichneten Marken sind Stunden-

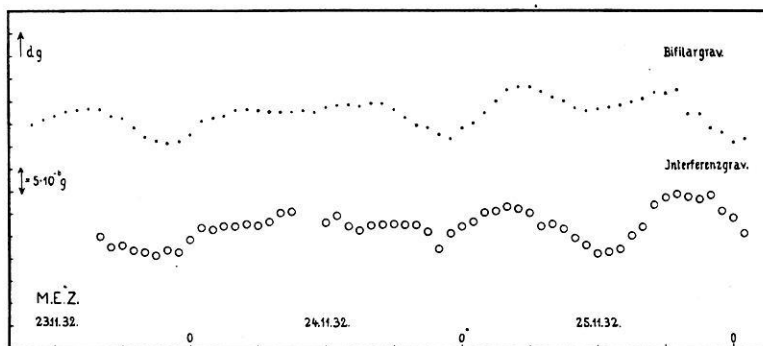


Fig. 9. Vergleich von gleichzeitig erhaltenen Registrierungen des Bifilar- und des Interferenzgravimeters

zeichen (M. E. Z.). Die Empfindlichkeit des Instruments beträgt $3.38 \cdot 10^{-7}$ g pro Streifenbreite. Zur Auswertung wurden von den Filmen sehr kontrastreiche Kopien hergestellt; auf diesen wurden drei bis fünf parallele Interferenzstreifen auf $1/10$ bis $1/20$ Streifenbreite entsprechend einer linearen Abmessung von $1/5$ bis $1/10$ mm genau ausgemessen und die mittleren Schwankungen der Interferenzstreifen bestimmt. Die Genauigkeit der Auswertung betrug ungefähr $\pm 2 \cdot 10^{-8}$ g und blieb etwa eine Größenordnung unter der des Bifilargravimeters. Da bei sorgfältiger Auswertung sich noch Verschiebungen von $1/50$ Streifenbreite nachweisen lassen, können mit dieser Anordnung noch Schwereänderungen von $0.7 \cdot 10^{-8}$ g nachgewiesen werden. Wir beschränkten uns zunächst darauf, die Parallelität der Ausschläge beider Gravimeter nachzuweisen. In Fig. 9 sind die vom Bifilargravimeter und Interferenzgravimeter zu gleicher Zeit erhaltenen Registrierungen untereinander gezeichnet. Beide Kurven zeigen befriedigende Übereinstimmung. Beim Vergleich muß berücksichtigt werden, daß die Genauigkeit des Interferenzgravimeters um das zehnfache unter der des Bifilargravimeters

bleibt und im vorliegenden Falle noch ein merklicher Temperatureinfluß auf das Interferenzgravimeter vorhanden war. Dies hatte seine Ursache darin, daß die Spirale zwar fast vollkommene Temperaturunabhängigkeit bei + 20° zeigte, bei welcher Temperatur sie im Laboratorium untersucht war. Da die Kellertemperatur aber nur + 9° C beträgt, war die Bedingung der Temperaturunabhängigkeit nicht mehr erfüllt. Man sieht diesen Einfluß sehr deutlich an dem Punkt um 12 Uhr am 24. November 1932, wo die Nachwirkung der Erwärmung des Vorraumes infolge der Auswechslung des Registrierfilms noch deutlich zu erkennen ist. Wie ein Vergleich der Registrierungen zeigt, ergibt sich innerhalb der oben angegebenen Fehlergrenze eine sehr gute Übereinstimmung.

Tabelle 1. Werte der Flutglieder für Marburg

Tide	Koeffizient (Amplitude)	Periode (Stde.)	Phase
M_2	$7.60 \cdot 10^{-8} \cdot \cos^2 \varphi$	$3.03 \cdot 10^{-8}$	$2(t_0 - \lambda) + 2(h_0 - s_0) + 2(\xi - \nu)$
S_2	$3.55 \cdot 10^{-8} \cdot \cos^2 \varphi$	$1.44 \cdot 10^{-8}$	$2(t_0 - \lambda)$
N	$1.48 \cdot 10^{-8} \cdot \cos^2 \varphi$	$0.58 \cdot 10^{-8}$	$2(t_0 - \lambda) + 2(h_0 - s_0) + 2(\xi - \nu) - s + p$
K_2	$0.96 \cdot 10^{-8} \cdot \cos^2 \varphi$	$0.38 \cdot 10^{-8}$	$2(t_0 - \lambda) + 2h_0 - 2\nu''$
K_1	$4.45 \cdot 10^{-8} \cdot \sin 2\varphi$	$4.36 \cdot 10^{-8}$	$t_0 - \lambda + h_0 - \nu' - 90^\circ$
O	$3.17 \cdot 10^{-8} \cdot \sin 2\varphi$	$3.10 \cdot 10^{-8}$	$t_0 - \lambda + h_0 - 2s_0 + 2\xi - \nu + 90^\circ$
P	$1.48 \cdot 10^{-8} \cdot \sin 2\varphi$	$1.45 \cdot 10^{-8}$	$t_0 - \lambda - h_0 + 90^\circ$
Mf	$1.30 \cdot 10^{-8} \cdot (\frac{1}{2} - \frac{3}{2} \sin^2 \varphi)$	$-0.54 \cdot 10^{-8}$	$327.8592 \quad 2(s - \xi)$

$$\text{Marburg/Lahn: } \lambda = 8.8^\circ; \quad \varphi = 50.81; \quad \frac{dg}{g} = -\Sigma A \cos(it + V)$$

Aus den Kurven der Gravimeter werden durch harmonische Analyse die Amplitude R und die Phasen φ der einzelnen Flutglieder berechnet. Tabelle 1 gibt zunächst eine Zusammenstellung der theoretisch zu erwartenden Werte für vollkommen starr gedachte Erde. Um wenigstens einen vorläufigen Überblick zu geben, wurde eine Analyse über ein dreimonatiges lückenloses Beobachtungsmaterial des Bifilargravimeters vorgenommen. Man erhält in bekannter Weise die Größen R und ζ des Ausdrucks $dg/g = R \cos(it - \zeta)$ für jedes einzelne Flutglied. Die so gewonnenen Werte, die in Tabelle 2 mit $R_{\text{beob.}}$ und $\zeta_{\text{beob.}}$

Tabelle 2. Konstanten der Flutglieder der Schwerkraftschwankung

Tide	$R_{\text{beob.}}$	$R_{\text{korr.}}$	$1/f$	$H_{\text{beob.}}$	$H_{\text{theor.}}$	δ	$\zeta_{\text{beob.}}$	$\zeta_{\text{korr.}}$	$V_0 + u$	z	$\Delta\tau = \frac{z}{i}$
M_2	1.62	1.61	1.038	1.67	3.03	0.55	128.9°	129.0°	272.7°	41.7°	+ 1.44 h
O	1.83	1.86	0.846	1.57	3.10	0.51	222.5°	218.0°	156.4°	14.4°	+ 1.03

bezeichnet sind, enthalten noch wegen der Kürze des Beobachtungszeitraumes den Einfluß der übrigen Glieder. Dieser kann durch ein von Börgen angegebenes Korrektionsverfahren eliminiert werden. Man erhält auf diese Weise die Werte für $R_{\text{korr.}}$ und $\zeta_{\text{korr.}}$. Diese Werte müssen noch wegen der 19jährigen Periode des Mondes mit dem Reduktionsfaktor $1/f$ multipliziert werden, um zeitlich

unabhängige Mittelwerte, die mit $H_{\text{beob.}}$ angegeben sind, zu gewinnen. Unter $H_{\text{theor.}}$ sind die für vollkommen starr gedachte Erde berechneten Amplituden aus Tabelle 1 noch einmal angeführt. δ bedeutet das Verhältnis $H_{\text{beob.}}/H_{\text{theor.}}$. R und H sind in Einheiten von $10^{-8} g$ angegeben. $V_0 + u$ bedeutet den astronomischen Teil des Arguments zu Anfang des Beobachtungszeitraumes, $\varkappa = \zeta + (V_0 + u)$ die Phasenverschiebung, wobei ein positiver Wert des letzteren eine Verzögerung der Wirkung des Gestirnes bedeutet. Die letzte Spalte der Tabelle gibt die Phasenverschiebung in Stunden an.

Von den so bestimmten Gliedern kann die innere Genauigkeit von M_2 , wie Vergleiche der Ergebnisse verschiedener Monate zeigen, auf etwa 1 bis 2%, die von O auf etwa 10% geschätzt werden. Die anderen Glieder sind bei der Kürze des Beobachtungszeitraumes nur der Größenordnung nach erhältlich, doch können über ihre Größe schon folgende Aussagen gemacht werden: Die Sternzeitglieder zeigen keinen Einfluß einer kosmischen Bewegung der Erde, der größer als $10^{-8} g$ wäre. Die Amplitude der sonnenzeitlichen Glieder ist ebenfalls abschätzbar. Es zeigt sich, daß S_1 jedenfalls nicht die Amplitude von M_2 überschreitet. Es ist dies bemerkenswert, da bei Horizontalpendelmessungen in gleicher Tiefe (25 m unter der Erdoberfläche) sich Amplituden von etwa zehnfacher Größe ergaben*). S_2 hat, wie schon direkt aus den Kurven zu sehen ist, eine sehr kleine Amplitude, die etwa 30% kleiner ist als es ihrem theoretischen Verhältnis zu M_2 entspricht. Es ist dies wohl durch Interferenz mit einer Schwingung meteorologischen Ursprungs von nahe entgegengesetzter Phase zu erklären.

Man kann aus dem Amplitudenverhältnis δ in Verbindung mit dem Amplitudenverhältnis der Horizontalpendelbeobachtungen γ die Flut der festen Erde berechnen, wie dies zuerst Schweydar getan hat. Benutzt man die Schweydarschen Werte von γ , so kommt man mit den von uns erhaltenen Werten von δ zu einer Deformation der festen Erde für M_2 von ± 23 cm, für O von ± 18 cm.

Da demnächst das Material einer einjährigen Beobachtungsreihe zur Verfügung stehen wird, seien die eingehenden Diskussionen, die sich an die harmonische Analyse knüpfen, bis zum Vorliegen dieses endgültigen Materials zurückgestellt. Nähere Ausführungen über die bis jetzt erhaltenen Messungen finden sich in den Ann. d. Phys. 15, 812 (1932) sowie in den Sitzungsberichten der Marburger Gesellschaft zur Förderung der Naturwissenschaften 1932**).

Der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft, sowie der Helmholtzgesellschaft sind wir für mannigfache Unterstützung zu großem Dank verpflichtet.

*) Vgl. z. B. W. Schweydar: Zentralbur. Int. Erdm. N. F. 38, 51 (1921).

***) Verlag Elsner, Berlin.

Marburg, im Februar 1933.

Störungen von Pendeluhrn durch Bodenerschütterungen

Von Hans Gebelein, Göttingen — (Mit 1 Abbildung)

Störungsbewegungen des Aufhängepunktes eines Pendels beeinflussen den Gang des Pendels in dreierlei Weise: erstens durch Änderung der Amplitude und damit sekundär der Schwingungszeit, zweitens durch Änderung der Phase der Schwingung und drittens durch direkte Änderung der Schwingungszeit während der Dauer der Störung. Diese Effekte, von denen jeder unter Umständen so groß werden kann, daß er berücksichtigt werden muß, werden in ihrer Abhängigkeit von der Störungsbewegung untersucht. Die Ergebnisse werden am Beispiel der Verhältnisse in der Universitätssternwarte zu Göttingen erläutert.

Es ist schon lange bekannt, daß der Gang von Pendeluhrn durch Bodenerschütterungen gestört wird, die z. B. infolge des Straßenverkehrs oder infolge von Erdbeben auftreten. Seit es Herrn Professor Schuler (Göttingen) im vergangenen Jahre gelungen war, mit seiner Präzisionsuhr in der Sternwarte zu Göttingen durch fortlaufende photographische Amplitudenregistrierung die Wirkung zweier stärkerer Erdbeben festzuhalten*), wurde von ihm und seinen Mitarbeitern auf diese Fehlerquelle erhöhtes Augenmerk gelegt.

Ich teile im folgenden eine Untersuchung dieser Frage mit, die ich auf Anregung von Herrn Professor Schuler durchführte. Dabei bin ich in der Lage, die Ergebnisse durch Versuchsdaten zu erläutern, die in der Sternwarte zu Göttingen gewonnen wurden, und die mir Herr Prof. Schuler zur Verfügung stellte. Es wurden nämlich die Erschütterungen des gemauerten Pfeilers, der die Schuleruhr trägt, vom Geophysikalischen Institut Göttingen (Dr. Köhler, Dr. Ramspeck, Gerecke und Müller) mit einem Seismographen untersucht, und zwar bei allen erdenklichen Störungen, die infolge der Tätigkeit in der Sternwarte wie infolge der Industrie und des Verkehrs in der Nähe der Sternwarte auftreten, um Aufschluß über die Größe und Frequenz der Störungsbewegungen zu erhalten.

Die theoretischen Untersuchungen, die wir bringen, gelten für jedes in einer Ebene schwingende System mit einem Freiheitsgrad. Im allgemeinen denken wir dabei als Beispiel an ein physikalisches Pendel. Der Aufhängepunkt P dieses Pendels beschreibt infolge der Störung im Laufe der Zeit eine Bahn, von der uns nur die Projektion in die Schwingungsebene interessiert. Wir geben diese Bahn wieder, indem wir dem Punkte P zur Zeit t die Koordinaten $\xi(t)$ und $\eta(t)$ zuordnen (s. Fig. 1). O ist der festliegende Koordinatenanfangspunkt. Es ist p der

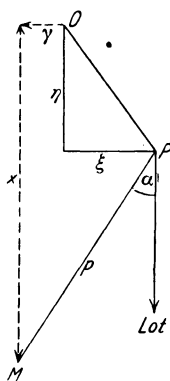


Fig. 1

*) Siehe Astron. Nachr. 243, 301.

Abstand des Schwerpunktes M vom Aufhängepunkt P des Pendels und ϱ der zum Schwerpunkt des Pendels gehörige Trägheitsradius; m ist die Masse des Pendels. Die Pendelstange PM schließt in jedem Augenblick den Ausschlagwinkel α mit dem Lote ein.

Dann sind die Schwerpunktskoordinaten:

$$x = \xi + p \sin \alpha, \quad y = \eta + p \cos \alpha.$$

Die Geschwindigkeiten des Schwerpunktes sind

$$v_x = \dot{\xi} + p \cos \alpha \cdot \dot{\alpha}, \quad v_y = \dot{\eta} - p \sin \alpha \cdot \dot{\alpha}.$$

Hieraus folgen die kinetische Energie

$$V = \frac{m}{2} [\dot{\xi}^2 + \dot{\eta}^2 + p^2 \dot{\alpha}^2 + \varrho^2 \dot{\alpha}^2 + 2p (\dot{\xi} \cos \alpha + \dot{\eta} \sin \alpha) \dot{\alpha}]$$

und die potentielle Energie

$$U = -mg(\eta + p \cos \alpha).$$

Um zur Differentialgleichung des Vorgangs zu gelangen, bedient man sich nun am einfachsten der Lagrangeschen Gleichungen zweiter Art. Die einfache Nebenrechnung ergibt

$$(p^2 + \varrho^2) \ddot{\alpha} + gp \sin \alpha = p (\ddot{\eta} \sin \alpha - \ddot{\xi} \cos \alpha) \dots \dots \dots (1)$$

Erinnern wir uns, daß $(p^2 + \varrho^2)/p = L$ die reduzierte Pendellänge unseres Pendels ist, und setzen wir $g/L = N^2$, so daß N die Kreisfrequenz des Pendels bedeutet, so wird Gleichung (1)

$$\ddot{\alpha} + N^2 \sin \alpha = \frac{1}{L} (\ddot{\eta} \sin \alpha - \ddot{\xi} \cos \alpha) \dots \dots \dots (1a)$$

In Gleichung (1a) stehen auf der linken Seite die Glieder der gewöhnlichen Pendelgleichung, während die Bestandteile der rechten Seite die Störungsglieder sind. In erster Näherung ist diese Gleichung eine Gleichung erzwungener Schwingungen, die man erhält, wenn man $\sin \alpha$ durch das Argument α und $\cos \alpha$ durch 1 ersetzt, auf der rechten Seite aber für α als erste Näherung den Ausdruck für eine kleine Pendelschwingung, $\alpha = \varphi \sin Nt$ einsetzt. Auf diese Weise entsteht die linearisierte Differentialgleichung

$$\ddot{\alpha} + N^2 \alpha = \frac{1}{L} (\ddot{\eta} \cdot \varphi \sin Nt - \ddot{\xi}) = f(t) \dots \dots \dots (2)$$

Diese linearisierte Störungsgleichung wird die Grundlage der Untersuchungen bilden. Nachträglich aber werden wir feststellen, was uns durch die Linearisierung entgangen ist. Von der Störung $f(t)$ setzen wir voraus, daß sie vor der Zeit $t = 0$, die einen Durchgang des Pendels durch die Gleichgewichtslage entsprechen möge, und auch noch eine gewisse Zeit nach $t = 0$ identisch verschwinde. Im weiteren Verlauf werde $f(t)$ durch eine beliebige integrierbare Funktion in einem endlichen Zeitraum dargestellt. Außerhalb dieses Zeitintervalls möge sie wieder ver-

schwinden. $t = T$ sei ein Zeitpunkt, der genügend spät liegt, so daß schon einige Zeit vor T und stets nach T die Funktion $f(t)$ verschwindet. Wir bestimmen nun jene Lösung der Gleichung (2), die bis zur Zeit $t = 0$ mit der durch die Gleichung

$$\alpha = \varphi \sin Nt$$

beschriebenen Pendelschwingung identisch ist. Sie wird erhalten durch die bekannte Methode der Variation der Konstanten und lautet

$$\left. \begin{aligned} \alpha(t) &= \varphi \sin Nt + \frac{1}{N} \int_0^t f(z) \sin N(t-z) dz \\ &= \left(\varphi + \frac{1}{N} \int_0^t f(z) \cos Nz dz \right) \cdot \sin Nt - \frac{1}{N} \int_0^t f(z) \sin Nz dz \cdot \cos Nt \end{aligned} \right\} \dots (3)$$

Die Lösung besteht also aus einer sin- und einer cos-Schwingung, deren Amplituden während der Dauer der Störung mit der Zeit sich ändern. Uns interessiert besonders die Lösung nach Ablauf der Störung zur Zeit $t > T$, die wiederum eine harmonische Schwingung ist. Setzen wir

$$J_1 = \frac{1}{N} \int_0^T f(z) \sin Nz dz, \quad J_2 = \frac{1}{N} \int_0^T f(z) \cos Nz dz \dots (4)$$

so wird

$$\alpha(t) = (\varphi + J_2) \sin Nt - J_1 \cos Nt = \Phi \sin N(t - \tau) \text{ für } t > T \dots (5)$$

Nach der Störung schwingt also das Pendel mit der neuen Amplitude Φ , und die Schwingung weist eine Phasenverschiebung τ gegenüber der Schwingung vor Einsatz der Störung auf.

$$\Phi = \sqrt{(\varphi + J_2)^2 + J_1^2}, \quad N\tau = \text{arctg} \frac{J_1}{\varphi + J_2} \dots (6)$$

Die Funktion $f(t)$, die in den Formeln (4) bis (6) enthalten ist, besteht nach Gleichung (2) aus zwei Bestandteilen, die von der horizontalen und der vertikalen Komponente der Störungsbewegung herrühren. Nun ist es eine bekannte Tatsache, daß eine kleine Störung in lotrechter Richtung in erster Näherung ohne Einfluß auf das Pendel ist. Tatsächlich beträgt der störende Einfluß der vertikalen Bewegung, wie die genaue Rechnung zeigt, bei Amplituden von der üblichen Größe $\varphi \simeq 10^{-2}$ höchstens einige Prozent des Einflusses einer gleich großen Störungsbewegung in der horizontalen Richtung. Wir fassen daher bei den weiteren Untersuchungen nur noch Störungen in horizontaler Richtung ins Auge.

Aus unseren bisherigen Ergebnissen folgt, daß die Integrale J_1 und J_2 und damit die Wirkung der Störung auf Amplitude und Phase bei ein und derselben Störungsfunktion verschieden ausfallen, je nach der Phase der Pendelschwingung.

mit der der Beginn der Störung zusammenfällt. Nun lehrt eine einfache Rechnung, daß man J_1 und J_2 in der Form

$$J_1 = J \sin \gamma, \quad J_2 = J \cos \gamma, \quad J_1^2 + J_2^2 = J^2 \dots \dots \dots (7)$$

darstellen kann, wobei der Parameter γ im wesentlichen die Phase der Pendelschwingung bei Einsatz der Störung darstellt, während der Wert J von jener Phase unabhängig ist. Die Bestimmungsstücke der Schwingung nach Ablauf der Störung werden nun mit $\lambda = J/\varphi$:

$$\Phi = \sqrt{\varphi^2 + J^2 + 2\varphi J \cos \gamma} = \varphi \sqrt{1 + 2\lambda \cos \gamma + \lambda^2} \simeq \varphi(1 + \lambda \cos \gamma), \left\{ \right. \\ \left. \operatorname{tg} N \tau = \frac{J \sin \gamma}{\varphi + J \cos \gamma} = \frac{\lambda \sin \gamma}{1 + \lambda \cos \gamma} \sim \lambda \sin \gamma \quad \text{oder} \quad N \tau \simeq \lambda \sin \gamma. \right\} \quad (8)$$

Dabei gelten die angegebenen Näherungsformeln für kleines $\lambda = J/\varphi$.

Die beiden Parameter J und γ , die in diesen Formeln noch vorkommen, bestimmen den Einfluß einer Störung auf den Uhrgang. Von ihnen kann bei genauer Kenntnis der Störungsbewegung, etwa mit Hilfe eines gleichzeitig aufgenommenen Seismogramms grundsätzlich nur J errechnet werden. Es ist nämlich

$$J^2 = \frac{1}{N^2} \left[\left(\int_0^T f(z) \sin N z \, dz \right)^2 + \left(\int_0^T f(z) \cos N z \, dz \right)^2 \right] \dots \dots \dots (9)$$

Die Größe J charakterisiert die Schwere der Störung. Da aus der ersten Gleichung (8) für $\varphi = 0$ $\Phi = J$ sich ergibt, so ist J jene Amplitude, die sich nach der Störung einstellt, wenn das vorher ruhende Pendel durch die Störung angestoßen wird. Der zweite Parameter entscheidet, wie der Einfluß sich auf Amplitude und Phase verteilt. Man erkennt sofort, daß extreme Änderung der Amplitude ohne Phasenstörung erfolgt und extreme Phasenverschiebung mit geringer Änderung der Amplitude verbunden ist. Die maximale prozentuale Änderung der Amplitude sowohl als die maximale absolute Änderung der Phase $N\tau$ ist gleich $\pm \lambda = \pm J/\varphi$, was ein neuer Grund dafür ist, ein Pendel nicht mit allzu kleiner Amplitude zu betreiben. Zu beachten ist, daß die Störung unabhängig von der Masse ist und nur von der reduzierten Pendellänge L bzw. der Schwingungszeit abhängt, wie übrigens alle Effekte, die in Gleichung (1a) enthalten sind.

Für die Praxis ist es bemerkenswert, daß eine Amplitudenregistrierung nicht alle Störungen anzeigt und daß sie nicht gestattet, die Schwere der Störung zu messen. Gerade solche Erschütterungen, die den größtmöglichen Einfluß auf die Phase haben, sind durch sie nicht zu erkennen. Allerdings sind für den Uhrgang Störungen der Amplitude ungleich wichtiger als Störungen der Phase, denn mit Störungen der Phase ist jedesmal ein einmaliger Eingriff in den Uhrstand verbunden, während jede Änderung der Amplitude eine Änderung der Schwingungszeit nach sich zieht für längere Zeit. Der dadurch entstehende Fehler läßt sich aber nicht anders bewältigen als durch Amplitudenregistrierung und nachträgliche

Verrechnung der Amplitudenschwankungen, ein Verfahren, das an der Schuleruhr seit Jahren ausgeübt wird.

Wie an der zweiten der Gleichungen (8) zu ersehen ist, läßt sich der Phasenfehler dadurch eliminieren, daß man zwei Pendel verwendet, die stets nahezu 180° Phasenverschiebung gegeneinander besitzen. Bei diesen Pendeln fällt der Wert τ bei jeder Störung entgegengesetzt gleich aus und verschwindet, wenn man die Angaben beider Uhren mittelt. Von diesem Verfahren machte Vening-Meinesz Gebrauch bei Schweremessungen auf dem Ozean.

Ein Urteil über die Größe des zu erwartenden Phasenfehlers kann man sich aber doch aus den Amplitudendiagrammen bilden. Wir setzen voraus, daß die Störungsquelle nicht mit der Uhr selbst zusammenhängt, was für alle Bodenerschütterungen durch den Verkehr und dergleichen zutrifft, aber natürlich nicht für die Erschütterungen, die von einer in der Nähe aufgestellten zweiten Uhr ausgehen, die gleichen Uhrgang hat oder gar von der ersten synchronisiert wird. Wir nehmen an, die Gesamtheit aller Störungen, die in genügend langer Zeit vorkommen, bilde ein zweidimensionales Kollektiv im Sinne der Wahrscheinlichkeitsrechnung. Die Verteilungsfunktion der J braucht uns nicht bekannt zu sein. Für die γ zu jedem speziellen Wert $J = J'$ liegt es jedoch nahe, Gleichwahrscheinlichkeit anzunehmen. Da nach (8) der Phasenfehler τ eine ungerade Funktion von γ ist für jedes J , muß die Verteilungsfunktion der τ jedenfalls den Mittelwert Null besitzen. Nach den Gesetzen der Wahrscheinlichkeitsrechnung muß die Verteilungsfunktion der τ eine Gaußsche Fehlerkurve sein, durch die nach (8) die Schwankungen der Amplitude ebenfalls beschrieben werden, denn wegen der Gleichverteilung der γ kommen Amplitudenfehler und Phasenfehler mit der gleichen relativen Häufigkeit vor. Durch Vermessung genügend vieler Amplitudendiagramme kann also die verlangte Gaußsche Fehlerkurve ermittelt werden,

$$w(\tau) = \frac{h}{\sqrt{\pi}} \cdot e^{-h^2 \tau^2},$$

die uns aussagt, mit welcher Wahrscheinlichkeit im betreffenden Augenblick der Phasenfehler gerade gleich τ beträgt. Damit erhält man auch die „wahrscheinlichen Grenzen“ von τ , nämlich $\tau^* = 0.447/h$ und dieser Wert gibt Aufschluß über die von den Erschütterungen herrührende Unsicherheit bei jeder Ermittlung des Uhrstandes. Da der Phasenfehler unter den gemachten Voraussetzungen den Mittelwert Null besitzt, so beeinflußt er nur den Uhrstand, nicht aber den Uhrgang. Er ist also wesentlich harmloser als der Amplitudenfehler, und man wird sich im allgemeinen damit begnügen können, seine wahrscheinlichen Grenzen ein für allemal abzuschätzen.

Um zu quantitativen Vorstellungen über die betrachteten Effekte zu kommen, soll die Berechnung von J an einem Beispiel durchgeführt werden. Zuerst formen wir die Gleichungen (4) für J_1 und J_2 noch etwas um, indem wir zweimal partiell integrieren und so von einem Integral über die Beschleunigung $f(t) = -\frac{1}{L} \xi$

zu einem über die Ortskoordinate ξ gelangen. Dabei beachten wir, daß zu den Zeitpunkten $t = 0$ und $t = T$ nicht allein $\ddot{\xi}$, sondern auch die Geschwindigkeit $\dot{\xi}$ verschwinden muß und endlich nehmen wir an, daß die Gleichgewichtslage $\xi = 0$ vor und nach der Störung die gleiche sei. Dann wird

$$J_1 = \frac{N}{L} \int_0^T \xi(z) \sin Nz dz \quad \text{und} \quad J_2 = \frac{N}{L} \int_0^T \xi(z) \cos Nz dz.$$

Wir legen nun für $\xi(t)$ eine Störung zugrunde, die zwischen den Zeitpunkten 0 und T sich abspiele und in diesem Zeitintervall durch

$$\xi = a \sin nt \dots \dots \dots (10)$$

wiedergegeben werde. Natürlich kann diese Gleichung nicht ganz bis zu den Intervallgrenzen gelten, denn aus $\ddot{\xi}(0) = \ddot{\xi}(T) = \dot{\xi}(0) = \dot{\xi}(T) = 0$ würde $a = 0$ folgen, so daß in der Nähe der Intervallgrenzen der Anschluß an den störungsfreien Zustand durch eine geeignete andere Funktion hergestellt werden muß. Da es uns jedoch daran liegt, ein einfaches Rechenbeispiel zu geben, sehen wir von dieser Schwierigkeit, die bei den wirklichen Seismogrammen auch nicht vorkommt, ab und rechnen mit der Funktion (10) bis zu den Intervallgrenzen $t = 0$ und $t = T$. Die Integrale

$$J_1 = \frac{a}{L} N \int_0^T \sin nz \cdot \sin Nz dz \quad \text{und} \quad J_2 = \frac{a}{L} N \int_0^T \sin nz \cdot \cos Nz dz$$

lassen sich elementar auswerten, und nach (9) ist zur Ermittlung von J ihre Quadratsumme zu bilden. Nach einigen Zwischenrechnungen erhält man für J die beiden Darstellungen:

$$J = \frac{a}{L} \frac{N}{n^2 - N^2} \sqrt{n^2 (\cos nT - \cos NT)^2 + (n \cdot \sin NT - N \cdot \sin nT)^2} \left. \vphantom{\frac{a}{L} \frac{N}{n^2 - N^2}} \right\} (11)$$

$$= \frac{a}{L} N \sqrt{\frac{1}{n^2 - N^2} \cdot \left(\frac{n}{n - N} (1 - \cos(n - N)T) + \frac{n}{n + N} (1 - \cos(n + N)T) - \frac{1}{2} (1 - \cos 2nT) \right)}$$

Die Größe J , die die Schwere der Störung angibt, ist also gleich dem Verhältnis der Amplitude der Störungsbewegung zur reduzierten Pendellänge mal einem Faktor, der von der Dauer der Störung und dem Verhältnis der Frequenzen abhängt. An der zweiten Formel für J ist zu erkennen, daß dieser Faktor eine fastperiodische Funktion der Zeit ist. Es ist nun wichtig, zu erfahren, in welchem Bereich die Werte dieser im Falle $n \pm N$ beschränkten Funktion liegen. Die Antwort folgt durch Bestimmung der Maxima des Radikanden als Funktion der Einwirkungsdauer T und nachträgliches Ersetzen der \sin und \cos durch 1, wodurch eine von der Zeit T unabhängige Abschätzung für J erhalten wird. Die Rechnung liefert

$$J \leq \frac{a}{L} \cdot \frac{N}{N - n} \quad \text{für } n < N, \quad J \leq \frac{a}{L} \cdot \frac{2nN}{n^2 - N^2} \quad \text{für } n > N \dots (12)$$

Diese Abschätzung versagt im Falle der Resonanz, da dann natürlich keine von der Zeit unabhängige obere Grenze für J existiert. In diesem Falle kann man die Wirkung der Störung auf die Uhr nur bei Kenntnis der Wirkungsdauer T beurteilen. Aus (11) erhält man durch Grenzübergang für diesen Fall:

$$J = \frac{a}{L} \cdot \frac{1}{2} \sqrt{N^2 T^2 - 2NT \sin NT \cos NT + \sin^2 NT} \simeq \frac{a}{L} \cdot \frac{1}{2} NT \quad (\text{für große } T) \quad (13)$$

d. h. die Störung ist beim Resonanzfall im wesentlichen proportional der Dauer des störenden Einflusses. Aus diesem Sachverhalt folgt auch, daß die Aufhängung zweier Uhren mit gleichem oder nahezu gleichem Uhrgang an einem Pfeiler entschieden zu widerraten ist.

Damit sind wir in der Lage, bei Kenntnis der Störungsbewegung den Fehler der Amplitude und der Phase abzuschätzen. Wie bereits oben erwähnt wurde, wurden die Erschütterungen des Pfeilers, der in der Sternwarte zu Göttingen die Schuleruhr trägt, bei den verschiedenen häufig vorkommenden Störungsquellen gemessen. Dabei wurden die größten Störungen beobachtet mit der Eigenschwingungszeit des Pfeilers 0.175 sec; die Amplituden betragen hier bis 2μ . Störungen mit höheren Frequenzen als dieser sind nach (12) harmloser. Die Störung mit der längsten Schwingungszeit, die beobachtet wurde, hatte die Amplitude 0.35μ bei einer Schwingungszeit von 0.45 sec. Da die Schuleruhr zu einer Schwingung 2 sec benötigt, so liegt der größte aus den Messungen erschlossene Wert für J bei $0.4 \cdot 10^{-5}$. Die Folgen einer Störung mit dem Werte $J = 10^{-5}$ bei einer Amplitude $\varphi = 1^\circ 30'$ bestehen aber nach (8) aus einem Amplitudenfehler, der maximal $\Delta \varphi / \varphi = \pm 0.00038$ beträgt, und einem Phasenfehler, der maximal $\tau = \pm 0.00012$ sec ausmacht.

Um eine Zehnerpotenz größer als der Einfluß dieser normalen Erschütterungen war jener von Schuler mitgeteilte anlässlich zweier Erdbeben. Damals wurde aus dem Amplitudendiagramm der Wert $\Delta \varphi / \varphi = -0.005$ entnommen, während die Bodenbewegung nach den Aufzeichnungen des Geophysikalischen Instituts zu Göttingen $\pm 36 \mu$ betrug. Der Phasenfehler von einigen tausendstel Sekunden ist auch in diesem außergewöhnlichen Falle noch so klein, daß er sich der Beobachtung entzieht.

Wir wollen nun noch untersuchen, welche Effekte uns durch die Linearisierung der Gleichung (1) entgangen sind. Dies ist zunächst jenes Gesetz, das die Abhängigkeit der Schwingungszeit von der Amplitude bestimmt. Wir haben schon darauf hingewiesen, daß jede Änderung der Amplitude eine Änderung der Schwingungszeit nach sich zieht und daß die hieraus entspringende Korrektur durch Vermessung der Amplitudendiagramme erfolgen muß. Die Störungsbewegung wirkt aber außerdem noch direkt auf die Frequenz des Pendels infolge der bei der Linearisierung weggefallenen Glieder höherer Ordnung. Der daraus entspringende Effekt ist identisch mit dem von Hirsch untersuchten, wonach die Stabilitätseigenschaften eines Pendels wesentlich andere werden können, wenn der Aufhängepunkt durch äußere Kräfte in rasche periodische Bewegung versetzt wird, so daß

unter Umständen ein schweres Pendel sogar stabile Schwingungen um die normal labile Gleichgewichtslage im Zenit ausführen kann*). Wird die Störung in waagerechter oder senkrechter Richtung durch die Funktion $a \sin nt$ beschrieben, so erhält Hirsch für kleine Pendelschwingungen die Schwingungszeit $T' = T(1 \pm K^2)$, wo T die ungestörte Schwingungszeit bedeutet, das Pluszeichen für waagerechte, das Minuszeichen für lotrechte Störung gilt und die Konstante K den Wert besitzt

$$K = \frac{1}{2} \cdot \frac{an}{L N}, \quad T' = T(1 \pm K^2).$$

Der Hirschsche Effekt ist proportional dem Quadrat der Geschwindigkeit der Störungsbewegung. Errechnet man ihn nach den Daten der in der Göttinger Sternwarte gemessenen Erschütterungen, so ergibt sich unter der ungünstigsten Annahme, daß alle beobachteten Störungen zugleich stattfinden, für $\Delta T/T$ ein Wert der Größenordnung 10^{-8} . Es braucht also dieser Effekt im Falle des Schulerpendels in Göttingen nicht berücksichtigt zu werden. Da er aber bei größeren Erschütterungen als quadratischer Effekt sehr rasch anwächst, so kann er bei einem Pendel, das nicht einen so günstigen Aufstellungsort besitzt, wie es die Sternwarte zu Göttingen ist, durchaus erheblich in Erscheinung treten.

Wir haben oben betont, daß die Gültigkeit unserer Rechnung sich nicht auf den Fall eines Pendels beschränkt. So kann man z. B. für einen Seismographen sofort folgendes feststellen. Die Abweichung des Seismogramms von der Bewegung des Erdbodens wird durch eine der Gleichung (1 a) entsprechende Störungsgleichung geliefert. Indem wir die Dämpfung berücksichtigen, legen wir die Gleichung

$$\ddot{\alpha} + 2k\dot{\alpha} + N^2\alpha = \frac{1}{L} (\ddot{\eta} \sin \alpha - \ddot{\xi} \cos \alpha) = f(t)$$

zugrunde. Da vor Beginn der Störung der Seismograph in Ruhe ist, lautet die Gleichung (3) entsprechende Lösung der inhomogenen Gleichung in diesem Fall:

$$\alpha(t) = \frac{1}{N'} \int_0^t f(z) e^{-k(t-z)} \sin N'(t-z) dz \quad \text{mit} \quad N' = \sqrt{N^2 - k^2}.$$

Ohne die Diskussion dieser Lösung ausführlich durchzuführen, entnehmen wir diesen Gleichungen, daß die Fehlweisung des Seismographen allein von der Eigenschwingungszeit des Apparats, von der Dämpfung und natürlich von der Störungsbewegung abhängt, dagegen nicht von der Masse und der Bauart des Apparats im einzelnen. Die Masse ist allein dafür entscheidend, wieviel Energie dem System bei bestimmter Forderung an die Genauigkeit entzogen werden kann zur Betätigung des Schreibapparats.

Zusammenfassung. Bodenerschütterungen wirken störend auf den Gang von Pendeluhrn auf dreierlei Weise: 1. Bewegungen, vor allem in horizontaler

*) Hirsch: Das Pendel mit oszillierendem Aufhängepunkt. Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech. 1930.

Richtung, beeinflussen Amplitude und Phase der Schwingung. 2. Veränderte Amplitude bewirkt veränderte Schwingungszeit. 3. Oszillationen des Aufhängepunktes beeinflussen die Schwingungszeit. Vermessung der häufig vorkommenden Erschütterungen lieferte für die Sternwarte zu Göttingen das Ergebnis, daß mit Ausnahme des Effektes unter 2. diese Wirkungen nicht so groß werden, daß sie berücksichtigt werden müssen. Dieses günstige Ergebnis befreit aber nicht von der Notwendigkeit, in jedem Fall, in dem entsprechend hohe Anforderungen an die Genauigkeit einer Uhr gestellt werden, nachzuprüfen, ob der Aufstellungsort überhaupt erschütterungsfrei genug ist, um die Durchführung solcher Messungen zu gestatten.

Eine praktische Möglichkeit der Triangulationsverbindung mit dem amerikanischen Kontinent

Von Prof. Dr. Ing. A. Berroth, Aachen — (Mit 4 Abbildungen)

Prinzip. Es sind in der Öffentlichkeit meines Wissens bisher die zwei Möglichkeiten betrachtet worden, eine Triangulationsverbindung Europa-Amerika oder Afrika-Amerika herzustellen: durch Vermittlung von Schiffen oder von Flugzeugen, die in Form einer Dreieckskette gestaffelt sind. Beide Gedankengänge sind aber vorläufig praktisch nicht realisierbar und in der erreichbaren Genauigkeit höchst ungenügend.

Der hier gemachte Vorschlag ist auf viel weniger Voraussetzungen gegründet, in allen wesentlichen Teilen bereits praktisch erprobt und liefert die notwendige Genauigkeit. Es liegen ihm die Ergebnisse der allerneuesten Forschungen zugrunde, nämlich die erfolgreichen Ballonaufstiege von A. Piccard und die Aufstiege von Registrierballonen von E. Regener und A. Wigand, ferner die Errungenschaften der Photogrammetrie und der Doppelbild-Entfernungsmessung.

Das Prinzip ist im wesentlichen folgendes: Über dem Festlande steigen auf jeder Seite des Ozeans je zwei Piccardballone auf, die je mit einem Spezial-Winkelmeßinstrument und einer Photokammer ausgestattet sind, in der Mitte des Ozeans steigen nacheinander zwei Pilotballone auf, die eine geeignete Leuchteinrichtung tragen.

Damit ist es möglich, mit Hilfe der Delambreschen Aufgabe (auch Hansen'sche Aufgabe genannt) die Dreiecksverbindung herzustellen.

Hilfsmittel. Die Standorte und damit die Basis ergeben sich durch die dem Photogrammeter bekannte Aufgabe des räumlichen Rückwärtseinschnittes, die Winkelmessungen werden mit einem Spezialinstrument ausgeführt, das derart eingerichtet ist, daß

1. die Rotationsbewegung des Ballons nichts ausmacht, dadurch, daß beide Ziele in derselben Bildebene gleichzeitig eingestellt werden können;

2. nur ein kleiner nach Bogenminuten zählender Winkel im Ballon gemessen zu werden braucht.

Die Winkelmeßeinrichtung kann neben der Verwendung von Prismenkreisen mit Meßschraube aus dem modernen Verfahren der Doppelbildtachymetrie Nutzen

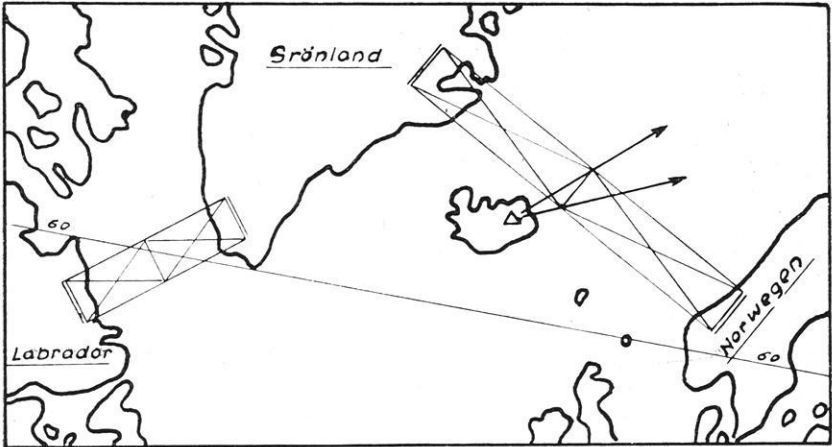


Fig. 1

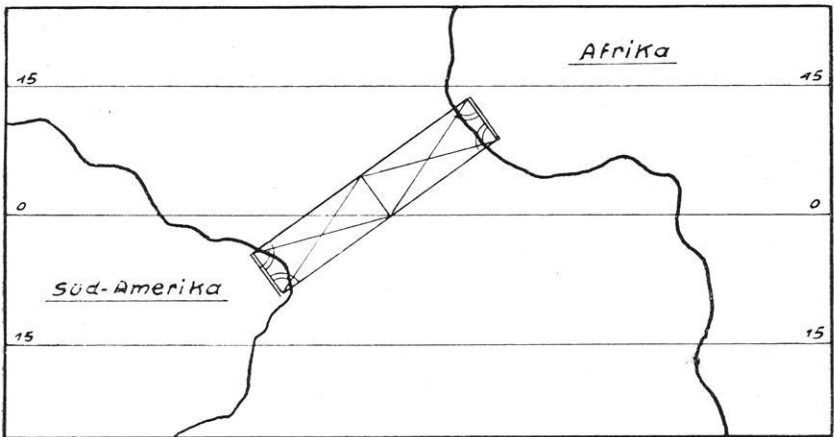


Fig. 2

ziehen. Ein lichtstarkes Fernrohr müßte vor der Hälfte des Objektivs ein auswechselbares Spiegelprisma tragen, welches den einen Lichtstrahl um den Betrag ablenkt, der den normalen Koordinaten entspricht. Die Abweichungen hiervon

wären zu messen mit weiteren, achromatischen und temperaturunempfindlichen*) Vorsatzkeilen, die um eine Achse senkrecht zum Hauptschnitt und um eine solche im Hauptschnitt gedreht werden, wodurch die beiden Ziele übereinander zur Koinzidenz gebracht werden können. Hierbei wird es, vorausgesetzt, daß die Konstanten der Instrumente bekannt sind, nicht übertrieben sein, die Meßgenauigkeit pro Einstellung auf $\pm 2.0''$, für zehn Einstellungen also auf $\pm 0.63''$ anzunehmen; da die Refraktion sehr klein ist, so wird sie keine Rolle spielen. Die Gleichzeitigkeit der Einstellung von den verschiedenen Standpunkten her braucht wegen der auch in großen Höhen zeitweise vorhandenen geringen Abtrift keine übertriebene zu sein, so daß z. B. nach dem Nauener Zeitsignal gestellte Chronometer genügen, die die Einhaltung der Sekunde gewährleisten.

Die Gleichzeitigkeit der Winkeleinstellung und des räumlichen Rückwärts-einschnittes wird dadurch bewirkt, daß mittels eines Kontaktes in der Hand des Beobachters im Moment der Winkelmessung der Verschluß der Kammer automatisch ausgelöst wird, ein Verfahren, an das der astronomische und photographische Beobachter längst gewöhnt ist. Durch den Kontakt werden außerdem die Angaben der Mikrometer, die Stellung der Sekundenzeiger der Uhren, Barometer, Thermometer und zwei Libellen mitphotographiert.

Jeder Beobachter macht innerhalb der gesetzten Frist fortlaufend Einstellungen und die Gleichzeitigkeit wird nachträglich herausgesucht. Da die Luft in den großen Höhen sehr dünn ist, wird die Sichtbarkeit gewährleistet sein. Es wird die Forderung aufgestellt, daß der tiefste Punkt der Lichtbahn wenigstens 8 km über dem Meeresspiegel liegen soll. Die Sichtbarkeit des zweiten Piccardschen Ballons wird gewährleistet durch eine Beleuchtung, an die keine hohen Anforderungen gestellt werden, die der Pilotballone durch geeignete, über zwei herabhängenden Drähten verteilte Patronen eines mit Sauerstoff angereicherten magnesiumhaltigen Leuchtmittels, worüber in der Meteorologie bereits Erfahrungen vorliegen. Für eine Zielung über 950 km müßte für das Zielzeichen eine Ausdehnung von 3.8 m gewählt werden, da alsdann dasselbe bei 40facher Vergrößerung unter einem Winkel von $33''$ erscheinen würde, also sichtbar wäre. Die eigentliche Beobachtungszeit pro Ziel wäre auf wenige Minuten beschränkt, doch wird man für einen großen Spielraum sorgen müssen. In dem näher behandelten ersten Fall wird der in 16 km Höhe aufgestiegene Piccardsche Ballon bei einer Basislänge von 250 km unter einem Tiefenwinkel von 1.1° , der Pilotballon unter einem solchen von 2.9° erscheinen; er müßte 39 km über den Meeresspiegel aufsteigen. Die Einstellung des zweiten Pilotballons könnte erfolgen, nachdem die Anzielungen des ersten abgeschlossen sind. Eine notwendige Drehungsmöglichkeit der Gondel zur groben Einstellung des Zieles wäre leicht zu schaffen.

*) Siehe hierüber Näheres bei: A. Berroth: Der Temperatureinfluß einiger Doppelbild-Entfernungsmesser aus verschiedenen Werkstätten. Allg. Verm. Nachrichten, 1933.

Über die bisher erreichte Steighöhe von Registrierballonen sagt E. Regener*): „Nach der von Assmann und Hergesell entwickelten, in der Meteorologie vielfach gebrauchten Methode erreicht man Höhen von 30 km, neuerdings nach A. Wigand sogar 35 km.“

Da die mitgenommene Nutzlast bei Regener über 1.5 kg (neuerdings sogar 3 kg, bei 1 kg Auftrieb) betrug, im vorliegenden Falle aber diese Last noch kleiner gehalten werden kann, so besteht nach den weiterhin gewonnenen Erfahrungen in der Meteorologie und in der Herstellung des Gummis die Berechtigung zur Annahme, daß man mit etwas größeren Ballonen die vorgeschriebenen 39 km wird erreichen können. Auch über die Aufsteigdauer ist man bereits gut informiert.

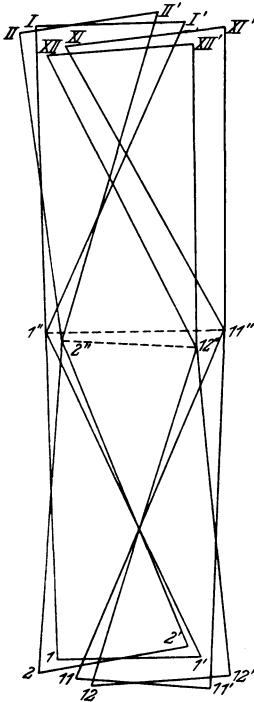


Fig. 3. Delambresche Aufgabe in der Version von vier Standpunkten

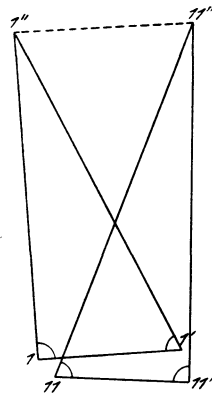


Fig. 4 Reduktion auf zwei Standpunkte

Genauigkeit. Die auf dem Boden richtig verteilten und durch geeignete Lichtquellen markierten geodätischen Festpunkte werden in 16 km Höhe mittels Objektivs von großer Brennweite auf geeignetem Filmformat abgebildet. In Höhe von 4 km rechnet man heute für eine Ballonaufnahme mit einem mittleren Punktfehler in den Lagekoordinaten von ± 0.8 m, so daß in 16 km Höhe man bei entsprechender Brennweite einen Lagefehler von ± 1.4 m für das Mittel aus zehn Aufnahmen wird erreichen können. Die Basis würde demnach mit einem mittleren Fehler von ± 2 m bekannt sein.

*) E. Regener: Messung der Ultrastrahlung in der Stratosphäre. Die Naturwissenschaften 1932, S. 695.

Die Winkelmeßgenauigkeit wird, wie oben dargetan, zu $\pm 0.63''$ angenommen werden können. Auch der parallaktische Winkel im Ziel läßt sich mit großer Schärfe messen, wenn man ein und denselben oder verschiedene in der Nähe und gleich hoch stehende Sterne mit dem Zielballon zur Koinzidenz bringt. Allerdings wäre es dann nötig, mittels gemeinsamer drahtloser Zeitzeichen diese Momente schärfer zu fixieren. Die günstigsten Bedingungen hierfür sind leicht zu untersuchen. Damit wäre auch eine Korrektur der Orientierung zu gewinnen, da die Lotabweichung nur minimal eingeht.

Überhaupt hat die Verwendung sehr hoher Pilotballone allgemein für die Landesvermessung (namentlich zum Einpassen von Lufttriangulationen) Interesse, da man damit Entfernungen von 400 km (unter einem Höhenwinkel von 90°) und mehr überbrücken könnte.

Es ergibt sich dabei eine Messungskontrolle, die darin besteht, daß die übertragene erste Basis gleich der zweiten Basis sein muß; hierzu tritt eine weitere Verfeinerung dadurch, daß man auf beiden Ozeanseiten ein öfters zu wiederholendes astronomisches Azimut der Erdbasis und die Längendifferenz mißt, wodurch die bekannte Laplacesche Bedingung entsteht. Beide Kontrollen zusammen ergeben eine erwünschte Korrektur des Maßstabes und der Orientierung, so daß man über einen 2000 km breiten Ozean, wie eine nähere Rechnung zeigt, mit einem übertragenen Punktfehler von ± 20 m rechnen kann, der aber durch einen möglichen weiteren Vorwärtsschnitt, wie nachher ersichtlich wird, auf ± 10 m herabgedrückt werden kann.

Eine solche Genauigkeit wird selbst bei einer Festlandtriangulierung im Falle der einfachen Kette wegen der bedeutenden Refraktion niemals erreicht.

Auswahl der Örtlichkeit. Es kommen in Frage:

1. Eine Verbindung von Norwegen über Grönland nach Labrador, wobei dieses Verfahre nunter Umständen mehrfach zu wiederholen wäre. Zur Sicherung des Resultats erscheint es zweckmäßig, diese Kette in der Nähe von Island vorbeigehen zu lassen. Wenn man dann zuerst Island mit Grönland verbinden

	φ	λ		φ	λ
1. In Norwegen	+ 61.5 ⁰	— 8.5 ⁰	Grönland	+ 61.1 ⁰	+ 45.5 ⁰
"	+ 63.0	— 11.8	"	+ 62.9	+ 48.3
Nördl. Eismeer	+ 66.6	+ 6.8	Davisstraße	+ 57.8	+ 53.8
"	+ 68.6	+ 3.5	"	+ 59.4	+ 56.7
Grönland	+ 69.6	+ 28.0	Labrador	+ 54.2	+ 60.9
"	+ 71.8	+ 26.7	"	+ 55.7	+ 63.5
				φ	λ
2. Afrika	+ 10.1 ⁰	+ 13.1 ⁰			
"	+ 12.0	+ 14.6			
Atlantischer Ozean	+ 1.4	+ 24.6			
"	+ 3.3	+ 26.0			
Brasilien	— 7.3	+ 36.1			
"	— 5.4	+ 37.5			

würde, so ergäbe sich von der Erde aus ein zusätzlicher Vorwärtsschnitt, der natürlich das Resultat ganz wesentlich verbessern würde.

2. Eine Verbindung Afrika-Südamerika. Wenn man einige 100 km für die Basisanschlüsse zugibt, so beträgt bei 1. die Maximalentfernung 1900 km (Zielweite 950 km), bei 2. 3230 km. Dabei scheint zunächst nur der Fall 1 realisierbar, weil im Fall 2 die Pilotballone 140 km hoch steigen müßten, was zurzeit nicht erreichbar ist.

Die geographischen Koordinaten der Netzpunkte wären dann (auf einem Globus abgemessen) die vorstehenden S. 145.

Berechnungsverfahren. Dieses macht keine prinzipiellen Schwierigkeiten. Es handelt sich um eine wiederholte Anwendung der räumlichen Delambreschen Aufgabe*) in der Version der Winkelmessung in vier Standpunkten. Die Reduktion auf zwei Standpunkte stellt dann nichts anderes dar, als eine dem Geodäten geläufige Zentrierungsrechnung (Fig. 3 und 4). Die Berechnung des mittleren Punktfehlers ergibt sich aus:

$$m^2 = \frac{\sin^2 \beta}{\sin^2 (\beta + \gamma)} m^2 a + a^2 \frac{\sin^2 \gamma}{\sin^4 (\beta + \gamma)} m^2 \beta + a^2 \frac{\sin^2 \beta}{\sin^4 (\beta + \gamma)} m^2 \gamma.$$

Ziel. Das behandelte Problem wird für die nächste Zukunft als eine der wichtigsten Aufgaben der wissenschaftlichen Geodäsie bezeichnet werden müssen. Denn seine Lösung würde gestatten, die beiden großen Hauptkomplexe geodätischer und geophysikalischer Messungen zu verbinden. Von seiner Lösung wäre ein wesentlicher Fortschritt für alle den Erdkörper behandelnden Wissensgebiete: Geodäsie, Geophysik, Astronomie, Geologie, Meteorologie, Geographie zu erwarten.

Die Inangriffnahme dieser Aufgabe würde insbesondere der geodätischen Wissenschaft neuen Auftrieb geben. Ich halte die Lösung der Aufgabe in naher Zukunft für möglich, da die technischen Voraussetzungen großenteils erfüllt und die Kosten erschwinglich sind.

*) Delambre: Méthodes analytiques pour la détermination d'un arc du méridien Paris 1799. S. 149, 152.

Mapping of Faults by Isogams

By **Raoul Vajk**, Budapest — (With 3 fig.)

The author gives a method for mapping faults by isogams in a similar way as they are mapped by level lines. The method is as follows: The isogams are constructed after the gravity effect of the fault is eliminated from the observed gradients. The values of the isogam lines are raised on the upthrown side of the fault with a certain Δg value determined from the gravity curves.

One of the most popular ways for the interpretation of torsion balance surveys is the construction of isogams. The advantage of isogams is that in case of simple geological conditions there is some analogy between the isogam lines and the level lines of the subsurface geological formations. Therefore, the isogams give a graphic picture of the subsurface highs (anticlines and domes); also the subsurface lows (synclines). Because of these graphic properties, in many cases they can easily be understood by those also who are not particularly familiar with the physical meaning of the results of the torsion balance surveys and of the relation between these results and the geological conditions. The analogy between the isogams and the level lines of the subsurface geological formations is diminished, even in the case of simple geological conditions, when we have to deal with faults. In other words, the weakness of the analogy between the isogam lines and the level lines of the subsurface geological formations is more outstanding in the case of faults than in case of other geological formations with continuous surfaces.

A claim was raised by business men and geologists, using the results of torsion balance surveys, to construct the isogam maps in such a manner that the fault lines should be shown, similarly to the mapping by level lines, by the interruption of the isogam lines.

This claim at first sight seems to be unfulfillable because of the continuity of the gravity potential; still, by referring the isogams above each wing of the fault to base points with different potentials, it is not impossible. The method will be explained below by an example.

The gradients shown on Map 1 represent the subterranean anomalies obtained by a torsion balance survey. This map shows the isogams constructed in the usual way. Supposing one contact surface between two strata with different densities and with the denser stratum below, we can draw the following conclusions in regard to the geological conditions based on the gravity map:

- (1) The subsurface stratum with greater density rises to the north.
- (2) In the vicinity of the place marked "E", the lower stratum has a dome shaped elevation.
- (3) Along the line *B—E—H—K—N* is located a fault, the upthrown side of which is to the north-northwest and the downthrown side to the south-southeast.

In the vicinity of the point "E", the isogams have no closure, partly because of the gravity effect of the fault and partly because of the rising of the denser stratum to the north. The isogams form only a nose pointing to the south, indicating the subsurface high. The fault is indicated by the thickening of the isogam lines along the line $B-E-H-K-N$. Let us first separate the gravity effect of the fault from the other gravity effects. For this purpose we construct gradient and Δg curves along the lines $A-B-C$, $D-E-F$, $G-H-I$, $J-K-L$, $M-N-O$. Using these lines as abscissa axes, we mark on them the locations of the stations and measure as ordinates the projections of the gradients to these lines on the proper places. The connection of the points obtained will form the gradient curves. (See Figure 2). We obtain the Δg curves, which are the integral curves of the gradient curves, by mechanical quadrature. The examination of

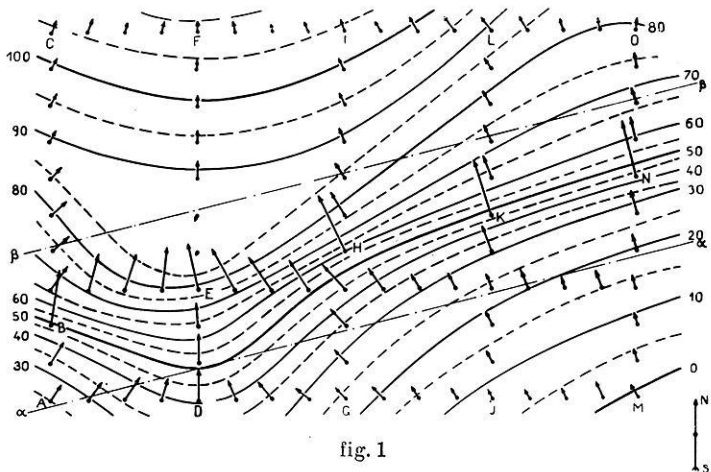


fig. 1

these curves shows that, along the lines $A-B-C$, $G-H-I$, $J-K-L$, and $M-N-O$, there is only the indication of a fault besides a gravity effect which can be regarded as regional for the area under examination. The gravity effect of the fault can be easily separated from the regional effect¹). On the curves constructed along the line $D-E-F$ is clearly shown the indication of the fault, but it is combined with some other gravity effects. Considering that the indication of the fault along the line $A-B-C$ is similar to the indication along the lines lying to the east, we may suppose that the fault has no change at the line $D-E-F$.

After separating the gravity effect of the fault from the regional effect by the aid of these curves, we subtract the gradient components, due to the fault, at each station from the observed gradients. In doing this we must pay attention that the direction of the lines $A-B-C$, etc., are not normal to the direction of the fault and therefore only the projection of the gradient components, due to the fault, are noticeable in the gravity curves. The corrected gradients are shown on Figure 3.

By this operation we succeeded to eliminate the anomalies due to the fault from the subterranean anomalies and therefore we obtained approximately the gravity indication of the geological formations not disturbed by the fault. The approximation is the better the smaller the height of the relief of the subsurface geological formation and the throw of the fault compared to the depth measured from the surface. After deducting the gravity effect of the fault, we can imagine that we brought the one wing of the geological formation, displaced by the fault, on the same level with the other wing and the new gravity map is the gravity map of the geological formation united again and obtained by a torsion balance survey. It is clear that the smaller the throw of the fault, the less is the change in the gravity effect caused by this displacement.

After subtracting the gravity effect of the fault from each and every gradient, we construct new isogams on the new gradients shown on Figure 3. These isogams with the approximation discussed above, can be regarded as the isogams of the geological formation from which the fault is eliminated. Now we have to distinguish the fault by the interruption of the isogam lines.

Mark the throw of the fault "h", the difference of densities of the two strata $\sigma_2 - \sigma_1 = \Delta\sigma$. Furthermore, let the isogam value of the starting point of isogams be 0 if we eliminate the fault and imagine the whole geological formation placed in the horizon of the downthrown wing. If we then raise the whole geological formation to the horizon of the upthrown side of the fault, the value of the starting point of the isogams and conclusively the Δg value of all the points of the area under examination will increase. This increasing is equal to the gravity effect of a stratum with the density of $\Delta\sigma$ and with the thickness "h" extended horizontally to the infinite. This effect is²⁾

$$\Delta g_h = 2\pi f h \Delta\sigma,$$

where "f" is the constant of gravitation. On the right side of this formula "h" and $\Delta\sigma$ are unknown. If, regarding the area under examination, some geological

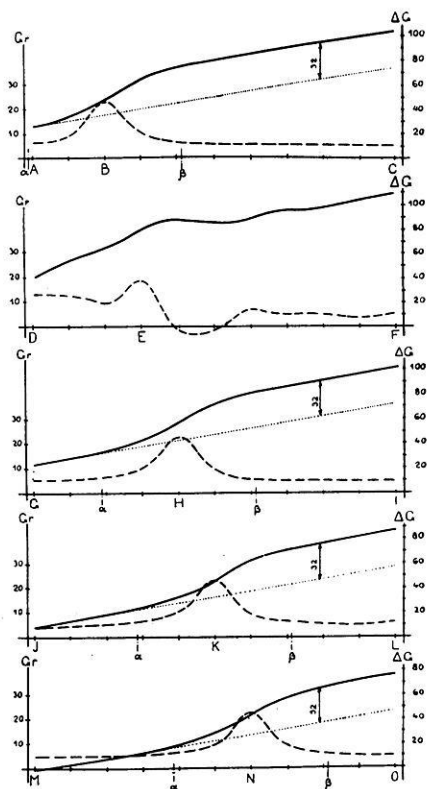


fig. 2

information is at hand we can determine for “ h ” and $\Delta\sigma$ probable values by calculation. However, the geological conditions of the area under examination are usually so little known that there are not data enough for the calculations. Therefore, it is more practical and for practical purposes it is satisfactory to take the Δg value from the Δg curves shown on Figure 2. There is marked by dotted lines at every Δg curve, except the curve along the line $D-E-F$, the course of the Δg curve in case the gravity effect of the fault is deducted. As the gravity indication of the fault is the same in each curve, the difference between the Δg curves drawn in dotted line and in continuous line is the same along each line and is constant north of the fault with the exception of the transitional zone between lines $\alpha - \alpha$ and $\beta - \beta$. This difference is $32 \cdot 10^{-4}$ c. g. s. units. In other words, the Δg values of the points north of the fault on isogam Map No. 1 are

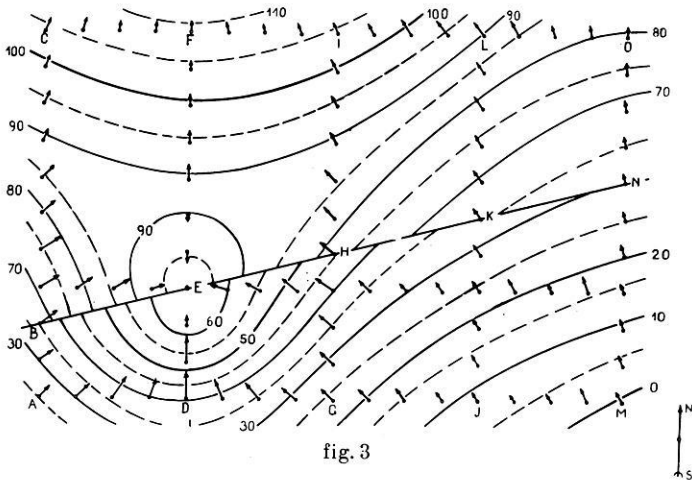


fig. 3

$32 \cdot 10^{-4}$ c. g. s. units greater than the values we obtain if we eliminate the fault by sinking the upthrown wing to the level of the downthrown wing. The increasing of the Δg values caused by the fault occurs — because of the continuity of the potential function — continuously on a strip $\alpha\beta$ along the line $B-E-H-K-N$ and not abruptly*). This continuous increasing of the Δg values causes the essential difference between the form of the isogams and the level lines.

Let us connect with a continuous line the points $B-E-H-K-N$. We retain the isogams drawn on the gradients shown on Figure 3 in their original form south of this line, while we increase the Δg values with $32 \cdot 10^{-4}$ c. g. s. units obtained from the Δg curves, as was mentioned above, north of this line.

*) Theoretically this strip is infinitely wide but, because the gravity effect of the fault can be neglected beyond a relatively small distance, the width of this transitional zone can be taken practically corresponding to this distance.

We draw the isogams on these increased Δg values. The isogams drawn on the area north and south of the fault line show interruption, similar to the level lines, along the fault line. Our aim is now accomplished.

The gravity indication of the geological formations is clearer on the new isogam map than it was on the previous map. The gravity maximum at "E" on Map 1 is indicated only by a nose of isogams. At this point on Map 3 two isogams close to the north. Therefore the latter isogam map gives a more graphic and easier understandable picture of the geological formations.

The method given above is briefly as follows:

(1) Construct gradient and Δg curves along lines normal, or nearly normal to the strike of the fault.

(2) Determine the location of the fault from the gradient and Δg curves and eliminate the gravity effect of the fault from the gravity effect of other geological formations.

(3) Draw the strike of the fault on the gravity map and subtract vectorially from the gradient of each station the gradient component caused by the fault.

(4) Using these gradients calculate Δg values for each station and draw isogams on these new Δg values in the area above the downthrown wing of the fault.

(5) Determine from the Δg curves the increase of the Δg values: Δg_h , which occurs by crossing the fault from the downthrown side to the upthrown side and which is due to the fault.

(6) Add this Δg_h value determined in the previous paragraph to the Δg values of the stations on the upthrown side of the fault and draw isogams on these increased Δg values in the area above the upthrown side of the fault, which will complete the isogam map.

I wish to make a few remarks in regard to the above method. We must not forget that the isogams constructed this way are not real but imaginary. Still, the Δg values taken from the second isogam map correspond to the real isogam values, except in the transitional zone mentioned above. The difference between the original and the imaginary isogams is that, while on the original map the increase of the Δg values due to the fault occurs continuously within the transitional zone, on the latter isogam map it takes place suddenly by crossing the fault line.

The isogams divided into two parts by the fault are the different parts of the isogams of the same geological formations. One set of the isogams differs only by a constant from the complementary part of the other set of isogams. In other words, the value of the isogams rises abruptly by crossing the fault line. If the Δg_h difference caused by the fault, determined from the Δg curves, is a multiple of a whole number of the isogam interval, so the isogam lines will continuously cross the fault line, only their values will change analogically to the level

lines in case of a vertical elevation, the height of which is a multiple of a whole number of the level line interval.

The example shown in the discussion is a possibly simple one: the discussed fault is rectilinear, and its throw is constant in the entire area. If the strike of the fault is not a straight line, but curved, it does not make any essential difference unless the curving is extreme.

The method is more complicated if the throw of the fault changes within the limits of the area under examination. In this case the Δg curves give a different Δg_h value along each line normal to the fault line. Supposing that the Δg_h value is lineally changing between the traverse lines, we can calculate the change of the isogam lines by crossing the fault line to each point of the fault line. It is possible in some cases that the supposition of the linear changes of the Δg_h values causes an error which will lead to contradiction in the drawing of the isogams. In such cases it is necessary to readjust the calculated Δg values by taking into consideration the Δg_h values determined from the Δg curves.

I wish to express my thanks to Professor Eugene Fekete who called my attention to this problem and who helped me in my work by his advice.

Literatur

¹⁾ See author's "The Problem of the Regional Gradient" in the *Bányászati és Kohászati Lapok* (Mining and Metallurgical Magazine), Nos. 11 and 12, Budapest, 1932.

²⁾ See B. R. Eötvös: *Bestimmung der Gradienten der Schwerkraft und ihre Niveauflächen mit Hilfe der Drehwage*, 1907.

Beitrag zum Thema: Seismische Bodenunruhe

Von **H. Landsberg**, Frankfurt a. M. — (Mit 5 Abbildungen)

Als meßbare Größen der seismischen Bodenunruhe treten die Perioden und Amplituden der Unruhewellen in den Diagrammen auf. Beide Größen sind das Endergebnis vielfacher Einwirkung bei Entstehung und Ausbreitung elastischer Wellen. Eine Reihe neuerer Arbeiten streift diese Fragen gelegentlich, die es verdienen, einmal im Zusammenhang erwähnt zu werden, damit beim Aufsuchen von Beziehungen zwischen den erwähnten meßbaren Größen und den Ursachen der Unruhe keine allzu engen rechnerischen Korrelationen erwartet werden. B. Gutenberg hat gezeigt, wie stark ursprünglich verschiedene Perioden von Bodenunruhe sich einander annähern durch den Einfluß der inneren Reibung fester Körper¹⁾, was aus den theoretischen Betrachtungen von Sezawa²⁾ sowie von Gutenberg und Schlechtweg³⁾ gefolgert werden konnte. Weitere Betrachtungen von Sezawa und Nishimura⁴⁾ erwiesen, daß die resultierenden Amplituden des Bodens bei langperiodischer Anregung geringer sind als bei gleich-

starker kurzperiodischer. Zudem hat noch A. W. Lee⁵⁾ den Einfluß verschiedenartiger geologischer Schichtung im Untergrund der Stationen untersucht, wobei sich durch derartige Unterschiede rein rechnerisch außerordentliche Verschiedenheiten der Amplituden ergaben. Daß sich diese Verhältnisse dann in den Korrelationen bei einer synoptischen Betrachtung der Bodenunruhe an verschiedenen Stationen auswirkten, konnte Lee in einer weiteren Arbeit⁶⁾ zeigen.

An solchen Gründen mag es liegen, daß bei der Untersuchung einzelner mikroseismischer Stürme oft nur geringe Korrelationen mit den Ursachen gefunden werden, wie dies bei W. Kohlbach der Fall ist⁷⁾; bildet man dagegen Mittelwerte über längere Zeiträume, wie dies H. Mendel⁸⁾ getan hat, so fallen die im Einzelfall verschieden wirksamen Faktoren nicht mehr so stark ins Gewicht und die Korrelationen werden erheblich besser.

Bei Verwertung der Perioden der seismischen Bodenunruhe muß man sich auch stets den Einfluß der verschiedenartigen Selektion der einzelnen Pendel

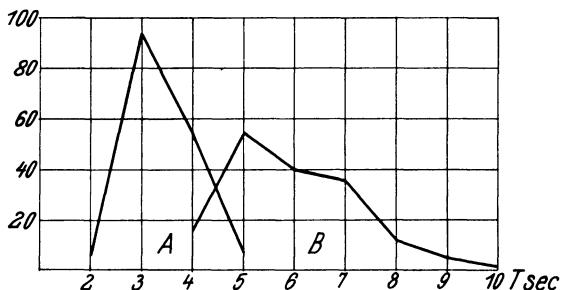


Fig. 1. Häufigkeit der Bodenunruheperioden nach den Aufzeichnungen eines kurzperiodischen Pendels (A) und eines langperiodischen Pendels (B) auf dem Taunus-Observatorium

vor Augen halten. In einer kürzlich erschienenen Arbeit hat G. Agamennone⁹⁾ erneut auf diesen Umstand und auf seine Bedeutung für Bodenunruheuntersuchungen hingewiesen, nachdem dies für Erdbebenwellen bereits wiederholt geschehen ist [B. Gutenberg¹⁰⁾, A. Proviero¹¹⁾, H. Landsberg¹²⁾ ¹³⁾]. Ein drastisches Beispiel für diesen Einfluß gibt Fig. 1, die die Häufigkeiten einzelner Perioden nach den Aufzeichnungen eines N—S-Galitzinpendels mit 3 Sekunden Eigenperiode und eines gleichen Pendels mit 18 Sekunden Eigenperiode auf dem Taunusobservatorium zeigt. Zugrunde liegen tägliche gleichzeitige Ausmessungen aus dem Jahre 1930. Ebenso vorsichtig muß man bei der Bewertung von Zusammenhängen zwischen Perioden und Amplituden sein. H. Schünemann¹⁴⁾ fand bei seinen Untersuchungen langperiodischer Unruhe in Hamburg, daß mit wachsender Periode auch die Amplituden wachsen. Vergleicht man seine Kurve mit der Vergrößerungskurve des verwendeten Pendels (Fig. 2), so ergibt sich zwischen beiden Kurven eine Korrelation von -0.94 ± 0.05 . Das besagt, daß bei verschiedenen gleichzeitig in der Unruhe vorhandenen Wellenperioden das

Pendel jeweils bei schwächerer Vergrößerung eine größere Amplitude verlangt, um eine Aufzeichnung gerade der betreffenden Welle zu liefern. Genau der gleiche Zusammenhang ließ sich von den Aufzeichnungen der langperiodischen Bodenunruhe in Frostperioden auf dem Taunusobservatorium nachweisen. Fig. 3 zeigt die Abhängigkeit der Amplituden für Periodengruppen von 5 zu 5 Sekunden zusammengefaßt und die Vergrößerungskurve des langperiodischen Galitzinpendels nach halbstündlich ausgemessenen Werten während der Frostperioden

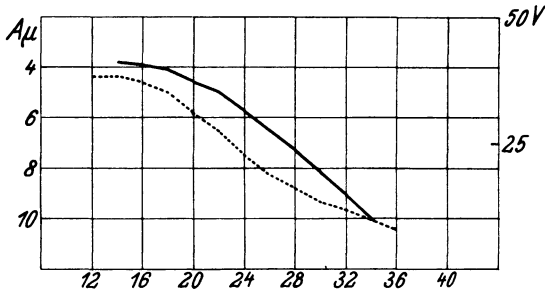


Fig. 2. Abhängigkeit von Periode und Amplitude langperiodischer Unruhe in Hamburg nach Schönemann (—) und Pendelvergrößerung (-----)

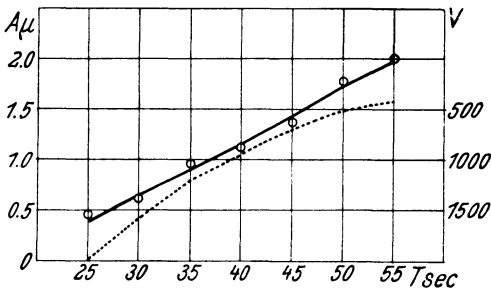


Fig. 3. Abhängigkeit von Periode und Amplitude bei Frostunruhe auf dem Taunus-Observatorium 1930 (—) und die Pendelvergrößerung (-----)

von 1930. Auch hier haben wir die hohe negative Korrelation von -0.92 ± 0.06 , die also auf der Abhängigkeit der Vergrößerung von der Eigenperiode des Pendels beruht.

Auf die Erklärung, die Schönemann (l. c.) für seine Beobachtungen an der langperiodischen Unruhe heranzieht, muß noch kurz eingegangen werden. Er betrachtet die Energieabgabe des Windes an Bäume einer Allee und an das Haus, in dem sich die Instrumente befinden, als Ursache. B. Gutenberg erwähnte bereits in seinem Handbuch¹⁵⁾, daß auf dem Taunusobservatorium derartige Bewegung überhaupt nicht zu finden sei. Nun wären aber gerade dort die Ver-

hältnisse zur Entstehung solcher Unruhe ganz besonders günstig: Eine nach drei Himmelsrichtungen freie Bergkuppe, einzelne Baumreihen und größere Waldbestände in direkter Umgebung, in 20 m Entfernung von der Erdbebenwarte ein einbetonierter eiserner Turm, der schon bei geringeren Windgeschwindigkeiten in Schwankungen versetzt wird, und endlich noch eine große Anzahl von Sturmtagen im Jahre, die heftigen Windbruch in den Wäldern verursachen. Da hierzu noch ein für die in Frage stehenden Perioden sehr empfindliches Instrument mit mehrtausendfacher Vergrößerung kommt, müßte eine auf diese Weise entstehende Bewegung unter allen Umständen erfaßt werden. Bemerkenswert ist dabei, daß die Instrumente auch sofort solche Bewegungen verzeichnen, wenn man nur in dem die Warte umgebenden Schutzhaus ein Fenster oder die Tür spaltbreit offen läßt. Dann haben wir auch bei recht geringen Windgeschwindigkeiten diese Unruhe, die man auf Zugluft zurückführen muß. Es wäre also doch

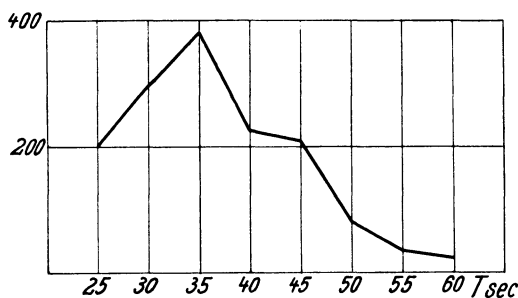


Fig. 4

Häufigkeit von Perioden bei Frostunruhe auf dem Taunus-Observatorium (1930)

erwägenswert, ob nicht auch anderswo der Stau und Sog an einem Gebäude bei heftigem Sturm diese Aufzeichnungen verursacht, wofür auch die Untersuchungen von Wilip¹⁶⁾ und Whipple¹⁷⁾ sprechen.

Die langperiodische Unruhe in Frostzeiten bietet noch manche Fragen. Einige hat E. Gherzi¹⁸⁾ aufgeworfen, wobei er es für möglich hält, daß ein Zusammenhang mit lokalen geringen Luftdruckschwankungen möglich ist, er erwähnt auch die Möglichkeit eines Einflusses des vertikalen Temperaturgradienten in den obersten Bodenschichten und der bodennahen Luftschichten. Diese beiden Elemente wurden für das Jahr 1930 auf ihren Zusammenhang mit der gleichzeitigen Unruhe auf dem Taunusobservatorium geprüft. Die kurzperiodischen lokalen Luftdruckschwankungen wurden durch ein empfindliches Variometer gleichzeitig mit der Aufzeichnung des langperiodischen Galitzinpendels auf dem gleichen Bogen photographisch registriert. Es zeigte sich, daß geringe Luftdruckschwankungen außerordentlich kurzer Periode, teilweise nur Bruchteile von Sekunden umfassend, die hervortretendste Luftunruhe sind. Ein Zusammenhang ihrer Amplitude oder gar ihrer Periode mit der langperiodischen Pendelunruhe

war aber nicht festzustellen. Ebenso schlugen alle Versuche, einen Zusammenhang mit dem vertikalen Temperaturgradienten in der Nähe der Erdoberfläche nach oben und unten zu finden, fehl. Um eine bessere Verfolgung des Phänomens zu gewährleisten, wurden in den Frostperioden die Ausmessungen in den Diagrammen für jede volle und halbe Stunde vorgenommen. Da es sich um sehr unregelmäßige Perioden handelt, wurden die gemessenen Perioden in Gruppen von 5 zu 5 Sekunden eingeteilt. Die Häufigkeit einzelner Perioden zeigt Fig. 4, wobei natürlich auch das oben Gesagte über den bedingten Wert solcher Kurven aufrechterhalten wird. Eine besondere Betrachtung wurde den Perioden vom 3. und 4., sowie 14. bis 23. April 1930 gewidmet. Bei dieser Periode, in der die

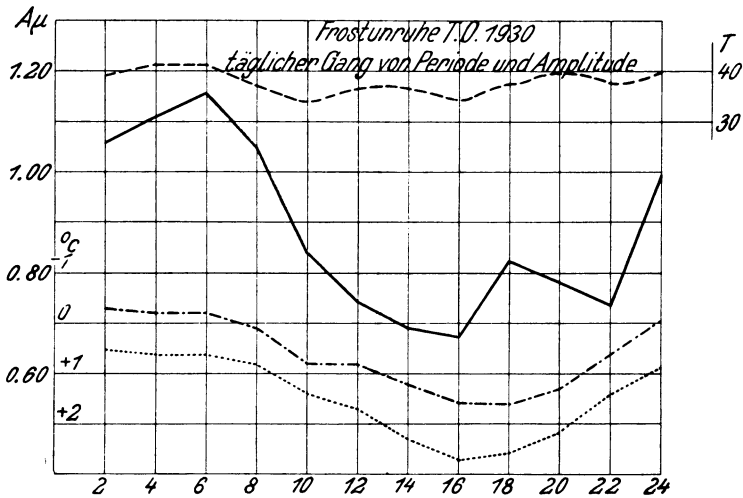


Fig. 5. Frostunruhe, Taunus-Observatorium 1930
 Periode ---, Amplitude ———, Lufttemperatur - · - · - ·,
 Erdoberflächentemperatur ······

langperiodische Unruhe auftrat, war nämlich nach den Wetterkarten in ganz Mitteleuropa nirgend Frost, lediglich auf einzelnen Berggipfeln ging die Temperatur gelegentlich unter den Gefrierpunkt. Auch auf dem Taunusobservatorium war nur an einzelnen Tagen das nächtliche Minimum etwas unter 0° , obwohl die Bewegung auch tagsüber anhielt. Fig. 5 zeigt den täglichen Gang von Amplituden, Perioden, der Lufttemperatur in der Hütte und an der Erdoberfläche nach halbstündlichen Ausmessungen in dieser Zeit im Mittelwert. Die Amplitude zeigt ihr Maximum zwischen 4 und 6 Uhr früh. Gutenberg¹⁹⁾ hatte bei täglich 8 Stichwerten für Göttingen das Maximum um 3 Uhr festgestellt. Zwischen dem täglichen Gang der mittleren Periode und Amplitude ist der Korrelationskoeffizient 0.76 ± 0.12 . Eine höhere negative Korrelation ergibt sich zwischen der Lufttemperatur und der Amplitude mit -0.87 ± 0.07 , was also bei steigender Tem-

peratur abnehmende Unruhe bedeutet. Bemerkenswert, besonders auch im Hinblick auf die Vorstellungen von Gherzi, ist noch, daß die Bodentemperaturen den Gefrierpunkt überhaupt nicht unterschritten, so daß also die Erklärung des Zustandekommens der Unruhe immer noch offen bleibt.

Literatur

- 1) B. Gutenberg: Microseisms in North America. Bull. Seism. Soc. of America **21**, 1931.
- 2) K. Sezawa: On the decay of Waves in Visco elastic solid bodies. Bull. Earthqu. Res. Inst. 1927.
- 3) B. Gutenberg und H. Schlechtweg: Viskosität und innere Reibung fester Körper. Phys. Zeitschr. **31**, 1930.
- 4) K. Sezawa und G. Nishimura: Movement of the ground due to atmospheric disturbance in a sea-region. Bull. Earthqu. Res. Inst. **9**, 1931.
- 5) A. W. Lee: The effect of geological Structure upon microseismic disturbance.
- 6) Derselbe: Microseismic Disturbance in Great Britain during 1930 January: A comparison of the records of seven Observatories. Monthly Not. R. Astron. Soc., Geophys. Suppl. **3**, 1932.
- 7) W. Kohlbach: Untersuchungen über die mikroseismische Bodenunruhe in Groß-Raum. Dissertation Königsberg 1930.
- 8) H. Mendel: Die seismische Bodenunruhe in Hamburg und ihr Zusammenhang mit der Brandung. Dissertation Hamburg 1929.
- 9) G. Agamennone: Contributo allo studio dei Microseismi. Boll. Soc. Sismol. Ital. **30**, 1932.
- 10) B. Gutenberg: Registrierungen mit zwei Galitzinpendeln verschiedener Periode. Gerlands Beitr. z. Geophys. **25**, 1930.
- 11) A. Proviero: Ancora intorno allo smorzamento dei sismografi. Rendic. d. R. Acad. Naz. d. Lincei **16**, 1932.
- 12) H. Landsberg: Vergleich der Aufzeichnungen zweier Galitzinpendel mit verschiedener Eigenperiode. Gerlands Beitr. z. Geophys. **27**, 1930.
- 13) Derselbe: Bemerkungen zu Dispersionsuntersuchungen bei Erdbebenwellen. Ebenda **35**, 1932.
- 14) H. Schünemann: Die seismische Bodenunruhe II. Art in Hamburg (Wellenperioden 10 bis 40 Sek.) und ihre Ursache. Dissertation Hamburg 1931.
- 15) B. Gutenberg: Handb. d. Geophys. **4**, Abschn. III.
- 16) J. Wilip: Über die Anwendung der galvanometrischen Registriermethode in seismischen Gebieten. Gerlands Beitr. z. Geophys. **19**, 1928.
- 17) F. J. W. Whipple: The action of wind on Seismograph. Zeitschr. f. Geophys. **4**, 1928.
- 18) E. Gherzi: Etude sur les microséismes causés par le froid. Notes des Séismol. Zi-ka-wei **10**, 1928.
- 19) B. Gutenberg: Die seismische Bodenunruhe. Gerlands Beitr. z. Geophys. **11**, 1912.

Frankfurt a. M., Universitätsinstitut für Meteorologie und Geophysik.

Eine Untersuchung der Polarisation des Nordlichtes

Von **Leiv Harang**, Tromsø — (Mit 4 Abbildungen)

Das blaue und violette Licht im Nordlicht, das aus den blauen und violetten Stickstoffbanden besteht, wird mit Rücksicht auf Polarisation untersucht. Eine merkliche Polarisation konnte nicht nachgewiesen werden.

Schon frühzeitig ist visuell nach einer möglichen Polarisation beim Nordlicht gesucht worden, und zwar mit negativem Resultat. Die visuellen Beobachtungen beziehen sich auf dem Lichte von 5577 \AA^*). Nach den in den letzten Jahren ausgeführten Untersuchungen über die Polarisation des von einem Elektronenstrahl erregten Leuchtens wäre es nicht ausgeschlossen, daß bei den violetten Stickstoffbanden eine Polarisation auftreten konnte.

Um eine mögliche Polarisation nachzuweisen, wurde im Winter 1932 versucht, das Polarlicht durch Nicolsche Prismen zu photographieren. Vor zwei identische Objektive, die in einer Kamera eingebaut waren, wurden zwei identische Nicolsche Prismen gestellt. Hinter den Nicolschen Prismen wurden zwei gelb-grüne bzw. zwei violette Filter gestellt**). Die Prismen wurden mit ihren Schwingungs-

ebenen senkrecht zueinander orientiert. Die auf die Platte aufgenommenen Doppelbilder werden dann von Lichtwellen erzeugt, die senkrecht zueinander schwingen. Diese Anordnung war wegen der kleinen Öffnung der verwendeten

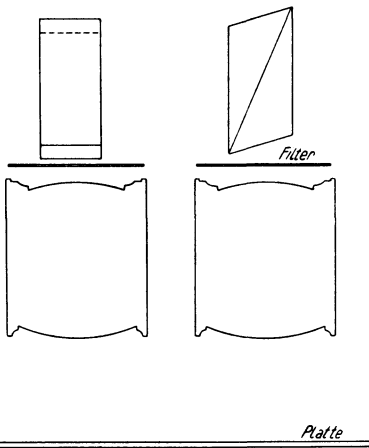
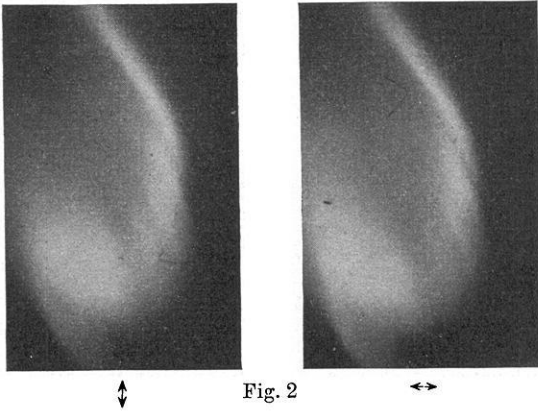


Fig. 1

*) Eine Zusammenfassung der Ergebnisse der älteren Untersuchungen über die Polarisation des Nordlichtes ist in dem Buche von Angot: *The Aurora Borealis*, London 1896, gegeben. Auf S. 41 schreibt er: As early as in 1817 Biot studied the light of the aurora borealis in a polarimeter in the Shetlands and in Scotland; he could not discover the smallest trace of polarisation. This result have also been confirmed by a great number of observers, Macquorn Rankine, Nordenskiöld, etc. On the other hand Arago, Baudrimont thought they recognized very faint traces of polarisation; but this can hardly discredit the previous results, for it is sufficient for a cloud to reflect or diffuse the light of the aurora to produce at once traces of polarisation in this reflection or diffusion of the light.

***) Eine zweckmäßige Anordnung zur Aufnahme von Filterphotographien von Nordlicht im Lichte der grünen bzw. im Lichte der violetten Stickstoffbanden ist in *Zeitschr. f. Geophys.* 7 (1931) beschrieben.



Nicols ziemlich lichtschwach, es gelang aber, damit einige Aufnahmen von sehr intensiven Draperien zu machen. Fig. 1 zeigt die Anordnung schematisch, Fig. 2 zeigt eine Doppelaufnahme einer Draperie im Lichte der violetten Stickstoffbanden. Die Doppelaufnahmen wurden visuell miteinander verglichen, ein merklicher Intensitätsunterschied konnte nicht nachgewiesen werden.

Wegen der Lichtschwäche dieser Anordnung wurde eine andere Anordnung versucht, die sich als bedeutend lichtstärker und genauer erwies. Vor das Objektiv wurde ein Wollastonprisma aus Kalkspat gestellt. In einer Entfernung von 20 cm vor dem Prisma befand sich ein Schirm mit einem 1.5 cm breiten Spalt. Fig. 3 zeigt die Anordnung. Fällt ein Bündel unpolarisierten Lichtes mit der Intensität J_0 durch den Spalt auf das Prisma, so sind die Intensitäten der beiden austretenden, senkrecht zueinander polarisierten Bündel:

$$J_{\text{vertikal}} = \alpha \frac{J_0}{2}, \quad J_{\text{horizontal}} = \beta \frac{J_0}{2}.$$

α und β setzen sich aus den Durchlässigkeitskoeffizienten des ordentlichen und außerordentlichen Strahles im Kalkspat zusammen. Da die Durchlässigkeitskoeffizienten nur sehr wenig voneinander verschieden sind, darf man mit großer Annäherung $\alpha \sim \beta$ setzen.

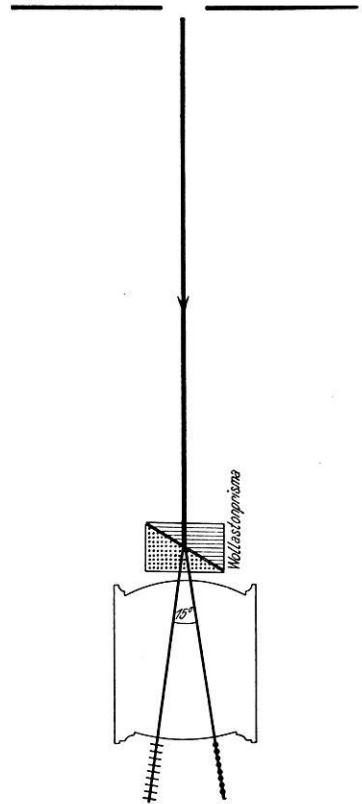


Fig. 3

Mit diesem Apparat wurden vertikale Schnitte von ruhigen Nordlichtbogen aufgenommen. Das Wollastonprisma wurde abwechselnd nach jeder Aufnahme um 180° gedreht, wodurch eine mögliche Asymmetrie der Intensitäten der zwei senkrecht zueinander polarisierten Streifen leichter entdeckt werden konnte.

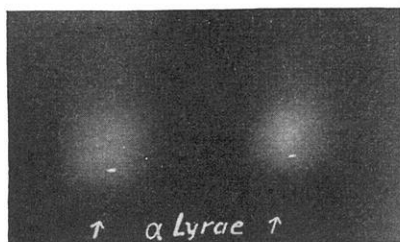
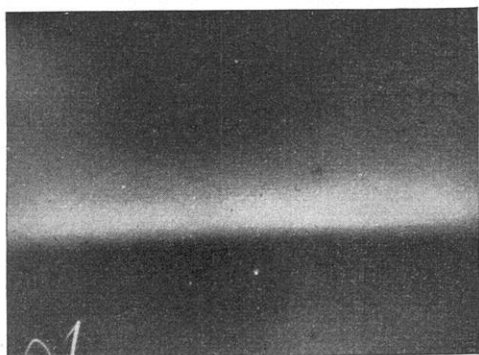


Fig. 4



Fig. 4 zeigt einen homogenen Nordlichtbogen und einen Schnitt eines Bogens durch das Wollastonprisma im Lichte der violetten Stickstoffbanden photographiert. Die Intensitäten der zwei Streifen wurden visuell miteinander verglichen. Ein merklicher Intensitätsunterschied der zwei senkrecht zueinander polarisierten Streifen konnte mit dieser Anordnung auch nicht nachgewiesen werden.

Tromsø, Norwegen, Nordlichtobservatorium, Dezember 1932.

Die Erde, gebremst, beschleunigt, abgelenkt, — erlebt Erdbeben, Taifune, Tornados usw.

Von **Wilhelm Michael**, Altona — (Mit 4 Abbildungen)

Es wird gezeigt, daß auf der Oberfläche des kugelförmigen Raumschiffes Erde bei Störungen der Fahrt (Bremsung, Beschleunigung, Kurvenfahren) in derselben Weise Relativbewegungen auftreten wie auf der Oberfläche einer Flüssigkeit im Speisewagen des D-Zuges.

Ausgehend von dem Gedanken, daß an der Erde (wie an jedem mit ungleichförmiger Geschwindigkeit eine von der Geraden abweichende Bahn beschreibenden Körper) Relativbewegungen infolge Beharrung der beweglichen Teile (Atmosphäre, Hydrosphäre, locker liegende Gesteinsschichten) auftreten müssen, habe ich meteorologische, magnetische und seismische Daten untersucht und meine Vermutung bestätigt gefunden:

„Die Geschwindigkeitsänderungen sowie die Richtungsänderungen der Erde bei ihrer Fahrt durch den Raum erzeugen im Takt dieser Änderungen Bewegungen relativ zum Erdkern in der Lufthülle, in den Ozeanen und bei entsprechender Stärke auch in Teilen der Erdkruste.“

Es gibt eine ganze Reihe von Terminen, zu denen die Geschwindigkeits- und Richtungsänderungen der Erde auf ihrer Verfolgung der wahren Bahn, also der räumlichen Spirale um die Sonnenbahn, am stärksten sind.

Selbstverständlich sind die stärksten Störungen der Erdfahrt bedingt durch den Mond, der, mit der Erde verknüpft zu einem gewaltigen Bumerang, mit furchtbarer Vehemenz an bestimmten Punkten der Raumfahrt an der Erde zerrt. Diese kritischen Termine sind vorherberechenbar und die Folgen dieser stärksten Abweichungen von der Geraden, Bremsungen und Beschleunigungen sind gewisse (nicht alle) Naturkatastrophen.

Hier soll nur eine einzige Art solcher Störungen der Erdfahrt betrachtet werden, an der sich am einfachsten und klarsten der Zusammenhang zeigen läßt:

Erde und Mond führen im Takt des Mondumlaufs Schwankungen um die Ekliptikebene aus. Am 5. Januar 1931 befand sich der Mond z. B. 5° nördlich der Ekliptik, an demselben Tage war die Erde um 0.79 Bogensekunde südlich der Ekliptik, am 18. Januar stand der Mond um 4.99° südlich der Ekliptik und die Erde um 0.26 Sekunde nördlich davon.

Ist die Erde heute an dem nördlichen Scheitelpunkt der Kurve, so ist sie in etwa 14 Tagen am südlichen, nach etwa 28 Tagen am nördlichen und so fort.

Ich vermutete, daß an diesen Scheitelpunkten sich besondere meteorologische, magnetische und seismische Phänomene zeigen müßten.

Herr Professor Fickeler gab in einem Artikel über Taifune die Daten von 16 solcher Wirbelstürme. Ordnet man sie in die Ekliptikalkurve der Erde ein, so erhält man das folgende Bild:

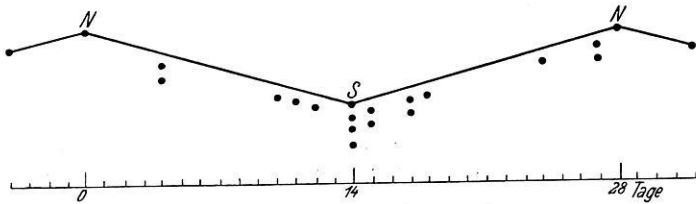


Fig. 1. N bedeutet den nördlichen, S den südlichen Scheitelpunkt der Ekliptikalkurve der Erde. Die 16 Punkte bezeichnen die Lage der 16 bedeutenderen Taifune der Jahre 1911, 1912, 1913 in der Kurve

Das Meteorologisch-magnetische Observatorium in Potsdam verzeichnete 1930 13 magnetische Störungen über 300 γ . Sie lassen sich folgendermaßen in die Kurve einordnen:

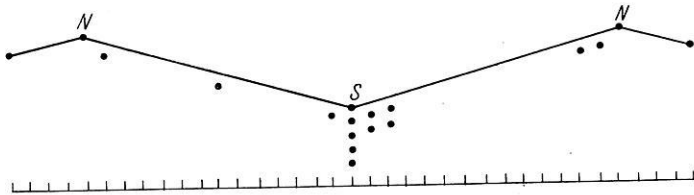


Fig. 2. Die 13 Punkte bezeichnen die Lage der 13 magnetischen Störungen über 300 γ , registriert im Magnetischen Observatorium Potsdam im Jahre 1930, in der Ekliptikalkurve

Die Hauptstation für Erdbebenforschung in Hamburg verzeichnete für 1930 9 Beben mit Ausschlägen über 100 AN, AE oder AZ. Diese Beben liegen so in der Kurve:

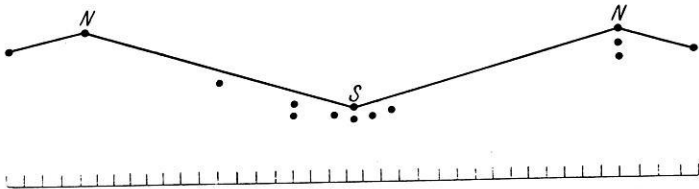


Fig. 3. Die 9 Punkte bezeichnen die Lage der 9 Erdbeben über 100 AN, AE, AZ, registriert 1930 in der Erdbebenstation Hamburg

Ich mache hier darauf aufmerksam, daß das Jahr 1930 eine besonders klare Übereinstimmung mit der Ekliptikalkurve zeigt, weil in diesem Jahre der südliche Scheitelpunkt vielfach mit dem Termin der Erdnähe zusammengefallen ist.

Ein weiterer Zusammenhang: Von sieben mir bekanntgewordenen Nordlichtdaten liegen — alle sieben an dem südlichen Scheitelpunkt der Kurve!

Wie schon erwähnt, sind diese Ekliptikalschwankungen nicht die einzigen Erreger solcher Phänomene, es gehören dazu auch die Termine: Vollmond, Neumond, der Moment, in dem der Mond genau vor der Erde ist, also letztes Viertel, der Augenblick, in dem er hinter der Erde fliegt, also der Moment des ersten Viertels, das Perigäum, das Apogäum und noch eine Reihe weiterer Termine. Durch Zusammenfallen verschiedener solcher Termine ergibt sich verstärkte

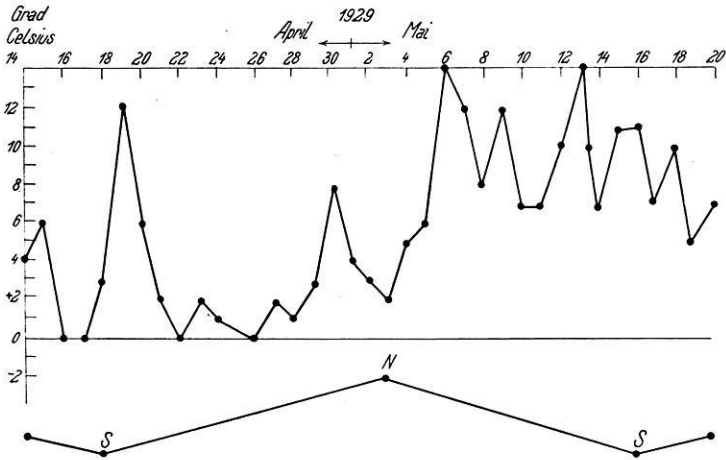


Fig. 4. Kurve der Temperatur vom 14. April bis 20. Mai 1929, gemessen an der Deutschen Seewarte in Hamburg täglich 3 Uhr früh, verglichen mit der Ekliptikkurve der Erde. Kälteeinbruch nach Passieren des südlichen Scheitelpunktes der Kurve, Wärmetransport nach Passieren des nördlichen

Wirkung. Außerdem ist die Lage, die der betreffende Kontinent bzw. Ozean infolge der Rotation der Erde gerade hat, sowie auch das Profil der Erdoberfläche von Bedeutung. Dennoch kann man oft die Wirkung der Ekliptikkurve direkt aus der Temperaturkurve der Deutschen Seewarte ablesen. Nach der Theorie müssen an dem südlichen Scheitelpunkt, vorausgesetzt, daß die Wirkung dieser Schwankung rein zum Ausdruck kommt, in unseren Breiten Luftströme aus Norden, also Polarlufttransporte eintreten, während der nördliche Scheitelpunkt wärmeres Wetter bringen müßte. Besonders hübsch sieht man z. B. an dem folgenden Stück der Temperaturkurve (1929, Temperatur um 3 Uhr früh, 14. April bis 20. Mai) das pünktliche Einlaufen der Warmluft- und Kaltlufttransporte genau unseren Erwartungen entsprechend.

Nachtrag zur Frage der Schneidenlagerung

Von **Gerhard Schmerwitz**, Jena

Die in der Zwischenzeit erschienenen „Untersuchungen über den geometrischen und physikalischen Zustand polierter Oberflächen“ in der Physikalischen Zeitschrift **34**, Heft 4, S. 145—158, 1933 berücksichtigen in dem Abschnitt 8 auch die von Herrn M. Schuler in dem Heft 1/2 (1933) dieser Zeitschrift geltend gemachten Bedenken gegenüber der Voraussetzung der Kreisförmigkeit der Schneidenquerschnitte. Ein nochmaliger Abdruck der in der Physikalischen Zeitschrift nachzulesenden neuen Rechnungen soll hier vermieden werden. Es mag der Hinweis genügen, daß diese nichts an den Folgerungen geändert haben, die von mir in dieser Zeitschrift, Heft 8 (1932), schon aus der Näherungsannahme der Kreisförmigkeit gezogen worden sind.

Bemerkung zu der Arbeit von G. Fanselau: „Ein neuer Schwingungsmesser“

Von **H. Martin**, Jena — (Mit 1 Abbildung)

Zu der Arbeit von G. Fanselau*) möchte ich folgende Bemerkung machen. Prinzipiell sind zur Bestimmung einer Schwingungsdauer T , worunter wir die Dauer von zwei Halbschwingungen verstehen, zwei Methoden möglich. Beim Schwebungsverfahren (Schwebungsdauer T_c gleich dem doppelten Koinzidenzintervall $2c$) wird die Zeitdauer bestimmt, in welcher eine Vergleichsschwingung genau eine Schwingung mehr oder weniger macht als die zu messende. Beim Schwingungsdauerverfahren mißt man die Schwingungsdauer aus der Zeit t zwischen zwei Nulldurchgängen, indem man t durch die Anzahl n der Schwingungen dividiert. Schwebungsverfahren:

$$T = \frac{T_c}{N \cdot T_c \pm 1} \dots \dots \dots (1)$$

N ist die der Frequenz $1/T$ am nächsten liegende ganzzahlige Frequenz.

$$dT = \frac{dT_c}{(N \cdot T_c \pm 1)^2} \sim \frac{dT_c}{(N \cdot T_c)^2} \dots \dots \dots (2)$$

Schwingungsdauerverfahren:

$$T = \frac{t}{n} = \frac{t}{T_c \cdot N} \dots \dots \dots (3)$$

*) G. Fanselau: Ein neuer Schwingungsmesser. Zeitschr. f. Geophys. **8**, 93—98 (1933).

wobei n eine ganze Zahl ist und die Beobachtungszeit eines Schwebungsintervalls zugrunde gelegt wird.

$$dT = \frac{dt}{T_C \cdot N} \dots \dots \dots (4)$$

Zwischen (2) und (4) besteht die Beziehung

$$dt = \frac{dT_C}{T_C \cdot N} \dots \dots \dots (5)$$

und ist für zwei verschiedene Parameterwerte dT_C in Fig. 1 gezeichnet.

Das Verfahren von G. Fanselau ist ein Schwingungsdauerverfahren und gestattet, dt mit einer Genauigkeit von $1 \cdot 10^{-3}$ sec (S. 92) zu schätzen. Das ent-

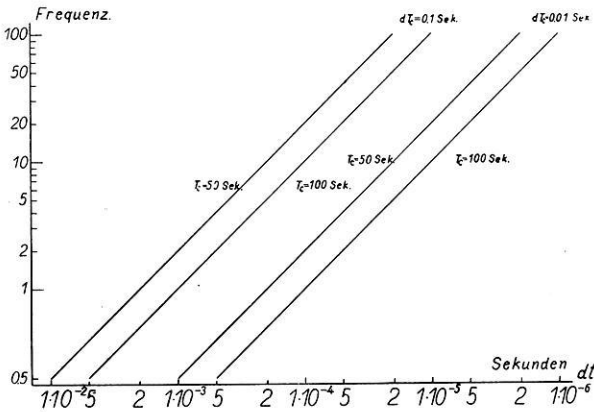


Fig. 1

spricht bei $T_C = 2c = 100$ sec nach Formel (5) und der Fig. 1 einer erreichbaren Genauigkeit in der Bestimmung des Schwebungsintervalls von nur ~ 0.1 sec. Mit diesen Überlegungen steht die theoretische Angabe von G. Fanselau, S. 98, in Widerspruch, wenn er schreibt: „Wenn nun, was ohne weiteres möglich ist, die Koinzidenzen mit dem eben beschriebenen Schwingungsmesser bestimmt werden, so liefert eine Koinzidenz, jetzt auf $1 \cdot 10^{-3}$ sec genau gemessen, ...“ Denn die Bestimmung einer Koinzidenz auf $1 \cdot 10^{-3}$ sec setzt die Bestimmung eines Einzelmomentes mit einer Genauigkeit von $\sim 1 \cdot 10^{-5}$ sec voraus, was die Apparatur in der beschriebenen Form experimentell nicht zu leisten vermag. Deshalb sind auch die gezogenen Schlüsse auf eine Verkürzung der Beobachtungszeit bei Pendelmessungen für diesen Schwingungsmesser hinfällig.

Erwiderung auf die vorstehende Bemerkung des Herrn Martin

Von G. Fanselau

Zu der vorstehenden Bemerkung des Herrn Martin, die ja bekannte Dinge behandelt, möchte ich folgendes bemerken. Der ganze Inhalt steht zu meiner Arbeit in keiner Beziehung. Sämtliche Zahlenangaben, die ich in meiner Arbeit gemacht habe, sind einwandfrei und richtig, und ebenso die Folgerungen, die daraus von mir gezogen sind. Die Bemerkung des Herrn Martin hat ihren Ursprung in einem Mißverständnis, das zu beseitigen mir brieflich nicht gelungen ist. Herr Martin ist nämlich der Meinung, daß ich aus den Schwingungen rückwärts die Koinzidenz bestimmen wolle (!). Dies ist nicht der Fall. Vielmehr wird durch die Uhr unter Benutzung einer geeigneten Hilfsapparatur der Koinzidenzpunkt direkt auf 10^{-3} sec genau bestimmt.

Zur vorstehenden Erwiderung von G. Fanselau

Von H. Martin

Meiner Bemerkung habe ich nichts hinzuzufügen.

Referate und Mitteilungen

H. Koschmieder: Dynamische Meteorologie, aus der Sammlung „Physik der Atmosphäre“, Bd. 2. Akademische Verlags-Gesellschaft, Leipzig 1933. 376 S., 137 Abb. u. 1 Tafel. In Leinen RM 26.—.

Das Buch wendet sich nach Aussage des Verfassers „in erster Linie an den Studenten und jungen Meteorologen“, es bietet aber auch dem älteren manches Neue und viel Bekanntes in neuer Form, und zwar einer Form, die pädagogisch wertvoll ist, so daß auch der Hochschullehrer das Buch mit Nutzen für die Vorlesung mit heranziehen kann.

Bereits im Vorwort weist der Verfasser hin auf die im Buche durchgeführte scharfe Unterscheidung zwischen den individuellen und den räumlichen Differentialquotienten durch das gerade d der totalen und das runde ∂ der partiellen Differentiation. Wo das letztere nicht angebracht erschien, z. B. bei räumlichen Differentialen, wurde das δ verwendet. Wenn diese Schreibweise auch ungewöhnlich ist, so würde ihrer Einführung nichts im Wege stehen, wenn nicht Gio das Zeichen δ für die „spezielle Differentiation“ verwendet hätte.

Allgemein ist noch zu vermerken, daß bei den Ableitungen stets sehr weit in die Grundlagen der theoretischen Physik zurückgegriffen wird, was für den jungen Mete-

orologen den Vorzug hat, daß er auf entsprechende Lehrbücher verzichten kann. Überhaupt werden die Theorien sehr ausführlich und leicht verständlich behandelt. Die Erscheinungen werden meist nur angedeutet, oder sie werden nicht besprochen.

Der erste Teil (erstes Buch) enthält die Statik und Thermodynamik in einer Vollständigkeit, wie sie seit der Wegenerschen Thermodynamik nicht mehr behandelt worden ist, wobei besonderer Wert gelegt wurde auf die praktische Verwendbarkeit der Theorien. Nicht eingegangen wird auf den Kondensations- und den Sublimationsvorgang selbst, sowie überhaupt auf die kolloidalen Vorgänge in der Atmosphäre.

Das zweite Buch gibt in der Kinematik zunächst die mathematischen Hilfsmittel zur Behandlung von Stromfeldern und geht dann zur Behandlung der meteorologisch wichtigen Stromfelder selbst über. Zur Zyklonentheorie wird z. B. formal-geometrisch ein zweidimensionales Bewegungsfeld mit allen Einzelheiten abgeleitet, wobei allerdings die Voraussetzung gemacht wird, daß das Feld rotorlos und bis auf das Zentrum auch quellenfrei sei. Derartige Annahmen gelten zwar für die Natur nicht, doch sind sie erstens für die Vereinfachung der analytischen Behandlung sehr nützlich, wenn nicht notwendig, und zweitens erhält man mit ihnen gute Einblicke in die Bewegungsvorgänge. Ähnlich werden Beispiele zur Aufwindtheorie und zur Bewegung an Diskontinuitäten behandelt.

Das dritte Buch befaßt sich mit der eigentlichen Dynamik. Zunächst werden die Trägheitskräfte abgeleitet, dann wird die Kraft des Druckgefälles eingeführt und die unbeschleunigte geradlinige und gekrümmte Bewegung im Druckfelde und ebenfalls diese Bewegungen an Diskontinuitäten betrachtet. Seite 251, Formel *d* und *e* ist ein Druckfehler von Margules übernommen worden, der allerdings praktisch bedeutungslos ist. Die vertikale Komponente der ablenkenden Kraft der Erdrotation enthält $\cos \varphi$ und nicht $\sin \varphi$.

Anschließend wird der Einfluß der Reibung auf die Bewegung betrachtet: Guldberg-Mohnscher Ansatz, Ekman-Spirale und Austauschreibung. Ein weiteres Kapitel behandelt die Eigenschwingungen der Atmosphäre im wesentlichen auf Grund der Marguleschen Frequenzgleichung und dann die Bartelsche Gezeitenanalogie.

Der letzte Abschnitt: Allgemeine Dynamik, ist in der Hauptsache Energiebetrachtungen gewidmet. Die Bernoulli-Bjerknessche Gleichung für die Stromröhren gibt zunächst Veranlassung, Gebäude- und Geländestörungen des Druckfeldes zu untersuchen, dann werden ausführlich die Marguleschen Energiearbeiten besprochen.

Es soll noch bemerkt werden, daß grundsätzlich von der Anwendung der Vektorrechnung abgesehen wurde. Stüve.

H. L. Fairchild: The geological Society of America 1888—1930. A Chapter in earth science history. New York 1932. Preis 2.50 Dollar.

Ausgehend von einem kurzen Abriss der Geschichte der Geologie vom Altertum bis in die Neuzeit wird die Entwicklung der geologischen Kenntnisse in Nordamerika, insbesondere seit der Gründung der Geological Society of America dargestellt, die in einem Ausblick auf die ungelösten Probleme endet. Eine Reihe guter Porträts bedeutender amerikanischer Geologen illustriert diesen Erinnerungsband.

Brinkmann.

A. Born: Der geologische Aufbau der Erde. Handb. d. Geophys. 2, Lief. 2, Berlin 1932, mit 221 Abbildungen (303 S.). Einzelpreis geh. 69.— RM; Subskriptionspreis b. Bezug d. ganzen Handb. geh. 46.— RM.

Man kann vielleicht Zweifel hegen, ob der enzyklopädische Charakter der heute erscheinenden Handbücher nicht etwas zu weit getrieben ist, wenn etwa einem geo-

physikalischen Sammelwerk ausführliche allgemeingeologische und regionalgeologische Abschnitte beigefügt werden, die das Gesamtwerk erheblich verteuern und die Benutzung der geologischen Literatur letzten Endes doch nicht entbehrlich machen können.

Damit soll aber keineswegs etwas gegen das vorliegende Buch von A. Born gesagt sein, das in kürzester Zusammenfassung einen klaren und zuverlässigen Überblick über die Geologie der Erdteile gibt. An sich sind ja in den letzten Jahren eine Reihe erdumfassender geotektonischer Werke (Kober, Staub u. a.) erschienen, aber alle diese haben synthetische Ziele und sind mit gewissen Ideen vorbelastet, die auf die Auswahl und Deutung der mitgeteilten Tatsachen nicht ohne Rückwirkung bleiben. Um so erfreulicher ist ein unvoreingenommener Überblick, soweit das eben möglich ist. Das ordnende Prinzip, das Born verwendet, ist das der Konsolidationssphären: das Wachstum der Kontinente geht von alten präkambrisch verfestigten Schollen aus, an die jede große Orogenese einen neuen Ring gefalteter Gesteine anschweißt. So lassen sich in allen Kontinenten Urmassen abgrenzen, die während des Paläozoikums durch kaledonische und variscische Angliederungen wachsen und sich im Tertiär durch die Ausfaltung der jungen Kettengebirge weiter vergrößern. Auf diese Weise wird eine natürliche und auch didaktisch sehr glückliche Übersicht erreicht, die die Ähnlichkeit in der Entwicklung der einzelnen Krustenstücke und Kontinente klar heraustreten läßt. Auf vieles geophysikalisch Wissenswerte, wie magnetische Anomalien, Schwereverteilung, Bebenherde, Auswertbarkeit geologischer Daten für die Kontinentalverschiebungstheorie wird an den betreffenden Stellen Bezug genommen. Zahlreiche Karten und Profile erhöhen die Anschaulichkeit, und die jedem Abschnitt beigegebenen Angaben neuer Literatur ermöglichen ein tieferes Eindringen in Einzelfragen. So ist ein Buch entstanden, das nicht nur für den Geophysiker, sondern gerade auch für den Geologen von großem Nutzen sein wird.

Brinkmann.

Preisermäßigungen von Büchern und Zeitschriften für Mitglieder der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

Gebrüder Borntraeger, Berlin W 35, Schöneberger Ufer 12a.

Lehrbuch der Geophysik (Gutenberg)	25%
Handbuch der Geophysik (Gutenberg)	20% für Einzelbände 25% bei Subskription auf das ganze Werk
Bücher aus der Sammlung geophysikalischer	
Schriften (Mainka)	25%
Handbuch der Klimatologie.	20% für Einzelbände 25% bei Subskription

Verlag Henri Grand, Hamburg-Altrahlstedt.

Bücher aus der Sammlung „Probleme der kosmi- schen Physik“	15% für Einzelbände 20% bei Bezug der ganzen Sammlung
---	---

Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig C 1, Markgrafenstr. 6.

Gerlands Beiträge zur Geophysik	25%
Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre	20%
Handbuch der Experimentalphysik (Wien-Harms)	20—30%

Schneiden- und Unterlagematerial bei invariablen Pendeln für relative Schweremessungen

Von **O. Meißer**, Jena — (Mit 5 Abbildungen)

Ein Pendel, das auf ebener Unterlage mit dem Krümmungsradius ϱ rollt, hat, abgesehen von den Einflüssen des umgebenden Mediums und des Mitschwingens des Stativs, eine Halbschwingung T

$$T = \pi \sqrt{\frac{s^2 + q^2}{g(s + \varrho)}} [1 + f(\varphi)]^* \dots \dots \dots (1)$$

wenn man die Schneide als Zylinder mit konstantem Radius ϱ auffaßt ($s =$ Abstand: Schwerpunkt = Schneide, $q =$ Trägheitsradius des Pendels, $g =$ Schwerkraft). Die Entwicklung für $\varrho \ll s$ führt zu der bekannten Darstellung

$$T_\varrho = T_{\varrho=0} \cdot \left[1 - \frac{\varrho}{2s} + f(\varphi) + \dots \right] \dots \dots \dots (2)$$

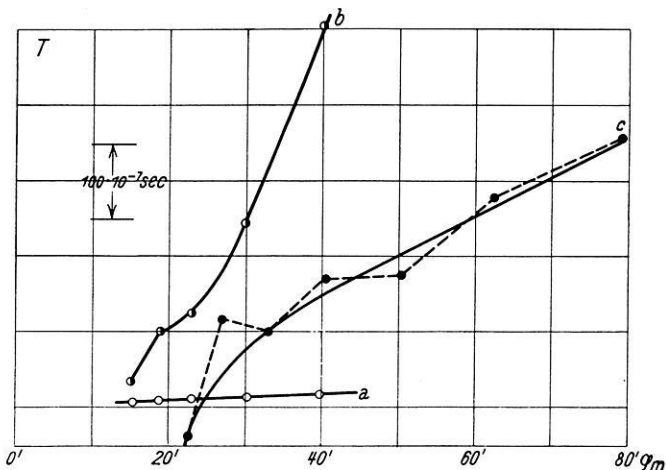


Fig. 1. Pendelhalbschwingung bei verschiedenen Amplituden

Bereits Bessel und Wilsing*) machten in Verbindung mit ihren experimentellen Daten von der obigen Relation (2) Gebrauch. Fig. 1 gibt die Zunahme der Halb-

*) F. W. Bessel: Untersuchungen über die Länge des einfachen Sekundenpendels (1826). Ostwalds Klass. d. exakt. Wiss., Bd. 7. Leipzig 1889. J. Wilsing: Bestimmung der mittleren Dichtigkeit der Erde mit Hilfe eines Pendelapparats. Publ. d. Astrophys. Obs. zu Potsdam, Bd. 6, 31—192, 1889; vgl. S. 45 und 77.

schwingung T (etwa 1 sec) wieder, wie sie von Bessel an einem Reversionspendel mit Stahlschneiden auf einem Achatlager (a), einem Messinglager (b) und mit einer künstlich abgestumpften Stahlschneide (c) auf einem Achatlager beobachtet wurden. Bei allen Kurven ist die übliche Amplitudenkorrektion $(\varphi^2/16) \cdot T$ in Abzug gebracht. (Im folgenden sollen stets nur die auf die Amplitude Null bezogenen Halbschwingungen betrachtet werden.) Bereits Bessel erkannte richtig, daß die starke Abhängigkeit der Schwingungsdauer vom Ausschlagswinkel φ durch die Schneidenform bedingt ist, wie neuerdings von Gebelein*) mit einer neuen Näherungsmethode an einem Beispiel von Schuler weiter ausgeführt werden konnte. Außerdem zeigen aber die Messungen von Bessel in Fig. 1 bereits den wesentlichen Einfluß der Unterlagenhärte auf die Amplitudenabhängigkeit der Halbschwingung eines auf Schneiden schwingenden Pendels.

a) Konstante Schneidenkorrektion. Um zunächst die absolute Größe der Korrektur $(\varrho_0/2s) \cdot T_0$ zu prüfen, wurde die Pendelschneide durch zwei gleiche Kugeln aus jeweils verschiedenem Material ersetzt. Man hat somit einen definierten Rollradius ϱ_0 und weiterhin eine definierte Auflage. Nach der Hertzschen Theorie „über die Berührung fester elastischer Körper“**) werden die Kugeln und das Pendellager unter dem Gewicht des Pendels deformiert. Sind die Elastizitätszahlen von Kugel und Unterlage gleich (was für Achat und Quarz bzw. Quarzglas ungefähr zutrifft), so ist in der Ruhelage der Krümmungsradius ϱ'_0 an der Berührungsstelle $\varrho'_0 = 2\varrho_0$. Führt das Pendel beim Schwingen nur eine rollende Bewegung bei (rein) elastischem Verhalten von Kugel und Unterlage aus, dann kommt für ϱ_0 in (2) nur der Wert des undeformierten Kugelradius in Frage (ebene Unterlage vorausgesetzt), da die deformierte Berührungsfläche auf der Kugel mit dem Radius ϱ_0 sich bewegt***).

Um die Relation $(\varrho_0/2s) \cdot T_0$ zu prüfen, wurden in einem stabförmigen Pendelkörper je zwei gleiche (Radien bis auf $\pm 0.5 \mu$ übereinstimmend) Kugeln verschiedener Größe eingesetzt. Da für dieses Pendel $s \sim q$ erfüllt war, genügte eine Genauigkeit von 0.1 mm für den Abstand Schwerpunkt—Kugeloberfläche. Die einzelnen Messungen wurden auf zwei gleichzeitig in demselben Apparat gegen-

*) H. Gebelein: Das abrollende physikalische Pendel. Zeitschr. f. Geophys. 8. 272—282, 1932.

**) Gesammelte Werke von Heinrich Hertz, Bd. I. Leipzig. Es bezeichnet E Elastizitätsmodul (kg/cm^2), σ Poissonsche Zahl, Index 1 Auflage (ϱ_0), Index 2 Unterlage ($q = \infty$), mithin ist der deformierte Krümmungsradius

$$\varrho'_0 = \varrho_0 \left\{ 1 + \frac{E_2}{E_1} \cdot \frac{1 - \sigma_1^2}{1 - \sigma_2^2} \right\}.$$

***) Hat die Unterlage den Krümmungsradius ϱ_U , so erhält ϱ_0 in (2) den Faktor $1/(1 \mp \varrho_0/\varrho_U)$, wobei das + oder — Zeichen gilt, je nachdem, ob der Mittelpunkt der Kugel und des Radius ϱ_U sich auf entgegengesetzter oder derselben Seite der Berührungsfläche befinden.

einanderschwingende Vergleichspendel einheitlich bezogen. Die auf die Amplitude $\varphi = 0$ extrapolierten Halbschwingungen sind in Tabelle 1 und Fig. 2 wiedergegeben.

Tabelle 1

Kugeldurchmesser $2 \varrho_0$ in mm	Kugelmateriale	Halbschwingung T_ϱ sec	$\frac{T_{\varrho=0} - T_\varrho}{2 \varrho} \cdot 10^3$
8.006	Quarzglas	0.395 999	1.18 ₁
5.556	„	0.398 895	1.18 ₀
5.523	Quarz, krist.	0.398 918	1.18 ₃
3.007	Beryll	0.401 856	1.19 ₀
2.358	Stahl	0.402 684	1.17 ₃
1.180	„	0.404 044	1.19 ₂
$\varrho = 0$, extrapoliert	—	0.405 450	Mittelwert: 1.18 ₃ \pm 0.00 ₃

Die graphische Darstellung als Gerade zeigt, daß trotz der eintretenden Deformation alle benutzten Kugeln eine Schwingungsdauer ergeben, die sich durch (2) darstellen läßt. Die Größe $(T_{\varrho=0} - T_\varrho)/2 \varrho$ in Tabelle 1 ist innerhalb von $\pm 0.3\%$ im Mittel für Kugeln mit verschiedenen Radien bei derselben Achatunterlage konstant. Damit ist erstmalig auch experimentell die strenge Proportionalität des Gliedes $(\varrho_0/2s) \cdot T_0$ in (2) mit ϱ_0 bestätigt. Weiterhin ist durch dieses Ergebnis die Annahme einer „ebenen“ Unterlage in erster Annäherung gerechtfertigt.

Für den Schwerpunktsabstand s ergibt die Größe $(T_{\varrho=0} - T_0) : 2 \varrho = 1.18_3 \cdot 10^{-3}$ den Wert $s = 85.7$ mm, während man nach den direkten Bestimmungen selbst s zu ~ 82 mm findet. Diese beträchtliche Unstimmigkeit beträgt für die verschiedenen Radien konstant 4% , sie kann von störenden Kräften herrühren, die sich aus der „Wechselwirkung von Lager und Schneide“ ergeben*).

Nach Helmert**)) könnte man diesen zu kleinen konstanten Betrag von $(\varrho_0/2s) \cdot T_0$ einem bereits von Defforges in Ansatz gebrachten Gleiten neben

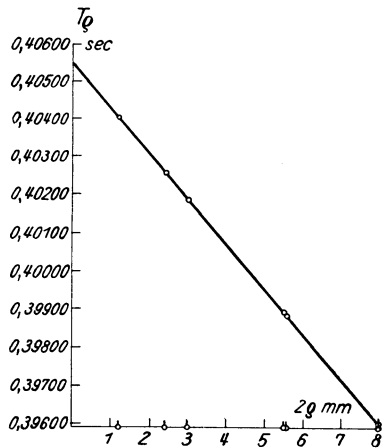


Fig. 2. Kugeldurchmesser und Halbschwingungsdauer

*) F. R. Helmert: Beiträge zur Theorie des Reversionspendels. Veröffentl. d. Kgl. Preuß. Geodät. Inst. Potsdam 1898, s. § 9.

**)) Für eine zylindrische Schneide konstanter Krümmung ϱ beträgt nach Helmert (s. oben)

$$f(\varphi) \approx \frac{\varphi^2}{16} \left[1 - \frac{\varrho}{2s} + \frac{\varrho}{4l} \right]$$

(l reduzierte Pendellänge).

der Rollbewegung zuschreiben. Aus der Abweichung von 4⁰/₀ wäre dann zu folgern, daß in einem kleinen Zeitelement die Anteile des Abrollens zu denen des Gleitens sich wie 96 zu 4⁰/₀ verhalten.

b) Zusätzliche Amplitudenkorrektion. Bestimmt man T in Abhängigkeit von φ , so müßte die Halbschwingung nach Abzug der theoretischen Amplitudenkorrektion einen konstanten Wert ergeben. Gebelein*) rechnet die experimentell ermittelten Schwingungsdaueränderungen $\Delta T(\varphi)$ in entsprechende Krümmungsradiusschwankungen $\Delta \varrho(\varphi)$ um**). Die folgenden praktischen Messungen an demselben Pendelkörper mit verschiedenen Kugeln, Schneiden und Lagermaterial haben zum Ziel, die Bedingungen zu ermitteln, unter denen in dem Winkelbereich 0', . . . , 30' die Pendel nach Anbringung der Amplitudenkorrektion $\varphi^2/16 \cdot T_0$ möglichst keine weitere Amplitudenabhängigkeit von T zeigen, d. h. $f(\varphi) = \varphi^2/16 T_0$. In Fig. 3 sind für die in Tabelle 1 aufgeführten Kugeln und eine Stahlschneide die Amplitudenabhängigkeit [$\Delta T(\varphi)$] der einzelnen Halbschwingungen angegeben.

Die angeschriebenen Kugeldurchmesser dienen zur Bezeichnung. Die Ordinaten sind um konstante Beträge verschoben, um alle Kurven in ein Diagramm zu bringen. Auffallend ist, daß von keiner Kugelaufgabe die geringe Amplitudenabhängigkeit von Stahlschneiden auf Achat erreicht wird. Mit zunehmendem

*) Siehe a. a. O.

***) Der Zusammenhang von $\Delta T(\varphi)$ und $\Delta \varrho(\varphi)$ läßt sich an dem Beispiel einer zylinderförmigen Schneide faustformelmäßig angeben: nimmt man ϱ zu $\varrho(\varphi) = \varrho_0 + \Delta \varrho(\varphi)$ — wobei sich nur ein Mittelwert für $\Delta \varrho(+\varphi)$ und $\Delta \varrho(-\varphi)$ bestimmen läßt — an, so ist näherungsweise der Ansatz erlaubt

$$\frac{1}{T_0} [T_{\varphi=\varphi_0} - T_{\varphi=0}] = \frac{\Delta T(\varphi)}{T_0} = -\frac{\Delta \varrho_m}{2s} = -\frac{1}{2s} \int_{-\varphi_0}^{+\varphi_0} \frac{\Delta \varrho(\varphi)}{2\varphi_0} d\varphi \quad \dots (3)$$

Es wird dabei eine Lösung angenommen, die aus verschiedenen Rollpendeln gemittelt wird. Aus (3) findet man

$$\Delta \varrho = -\frac{4s}{T_0} \varphi_0 \frac{\partial \Delta T}{\partial \varphi} \quad \dots \dots \dots (4)$$

Ist der Verlauf von $T(\varphi)$ zwischen φ_1 und φ_2 geradlinig, d. h.

$$\frac{\partial \Delta T}{\partial \varphi} = \frac{T_2 - T_1}{\varphi_2 - \varphi_1},$$

so wird nach (4)

$$\Delta \varrho_2 - \Delta \varrho_1 = \frac{4s}{T_0} (T_1 - T_2) \quad \dots \dots \dots (5)$$

Die Formel (4) läßt sich an dem von Helmert berechneten Beispiel einer Schneide mit dem Radius $\varrho = \varrho_0 + \varrho_2 \cdot \varphi^2 + \dots$ verifizieren. Nach Helmert ist

$$\Delta T = -\frac{\varrho_2 \varphi^2 T_0}{8s}.$$

Wird dieser Wert in (4) eingesetzt, so ergibt sich trotz roher Rechnung der richtige Ausdruck $\Delta \varrho = \varrho_2 \cdot \varphi^2$.

Kugeldurchmesser (8.006 mm) wird die Amplitudenabhängigkeit geringer, da bei einem größeren Radius für denselben Ausschlagswinkel φ der Rollweg entsprechend zunimmt und sich so Krümmungsradiusschwankungen und Inhomogenitäten im Material der Kugel durch Mittelwertbildung weniger in Erscheinung treten. Wechselt man für dasselbe Pendel das Material der Unterlage, so sieht man den großen Einfluß ihrer Härte auf den Verlauf von $T(\varphi)$. In Fig. 3 ist dies besonders deutlich an den Beryllkugeln (3.007 mm) auf dem relativ weichen

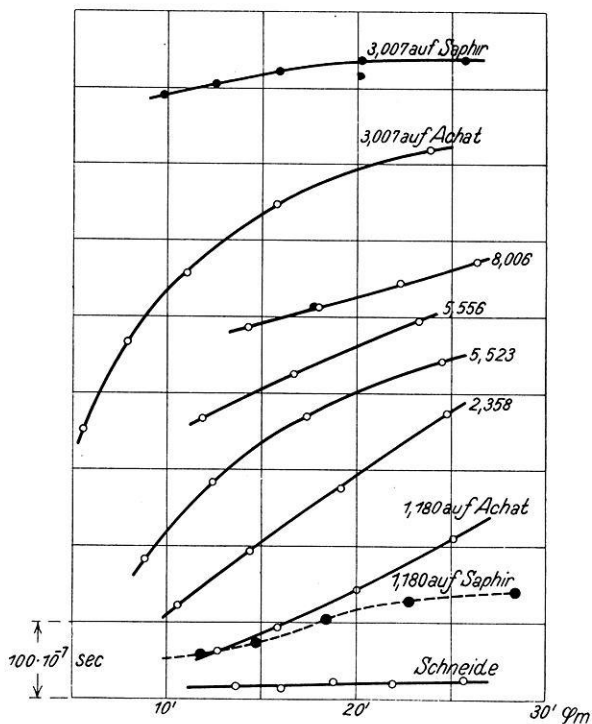


Fig. 3. Amplitudenabhängigkeit der Halbschwingung verschiedener Pendel

Achat und dem relativ sehr harten Saphir zu sehen. Die Annahme, alle Werte von $\Delta T(\varphi)$ mit Krümmungsradiusschwankungen der Kugeln bzw. Schneiden zu erklären, ist nur formal angängig. In dieses formale $\Delta \rho$ gehen auch sehr stark die Wirkungen der Unterlage mit ein. Für das tiefere Verständnis muß man die rein geometrische Betrachtungsweise dadurch ergänzen, daß die an der Berührungsstelle durch die Deformation entstehenden zusätzlichen Kräfte, wie sie bereits von Helmert*) formal eingeführt wurden, in Rechnung gestellt werden. Die Direktionskraft des Pendels hängt noch von höheren Gliedern in φ ab, die ihrer-

*) Siehe a. a. O.

seits wieder von dem Verhältnis der Härte der Unterlage zu der der Auflage bedingt sind. Aus diesem Grunde ist auch die Kurve für die Quarzkristallkugeln (5.523 mm) im Vergleich mit den Quarzglaskugeln (5.556 mm) zu verstehen ($E = 1.0 \cdot 10^6$ Quarzkristall, $E = 0.7 \cdot 10^6$ Quarzglas); denn sowohl für die Beurteilung der Härte wie der Deformationen ist der Elastizitätsmodul (E) der Materialien maßgebend.

c) Amplituden- und Materialabhängigkeit des logarithmischen Dekrements. Praktisch muß ein kleines Schneidendekrement (A_S) gefordert werden. Außerdem ist es ein Ausdruck für die Energieverluste an der Auflagestelle,

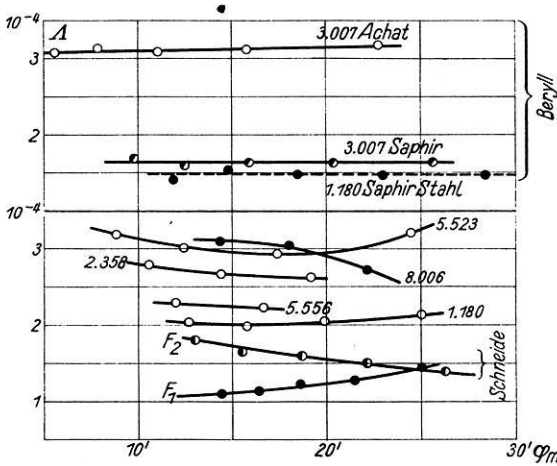


Fig. 4. Amplitudenabhängigkeit der Dekremente für verschiedene Kugeln und Materialien

und man kann erwarten, daß eine starke Amplitudenabhängigkeit der Schwingungsdauer mit einem relativ großen Schneidendekrement verbunden ist. Bereits Defforges*) zeigte, daß das Dekrement A_S proportional dem jeweiligen wirk-samen Krümmungsradius sein muß und macht den Versuch, aus dem Gang von A_S mit φ auf den Verlauf von ϱ zu schließen. In Fig. 4 sind die Gesamtdekremente

Tabelle 2

Kugeldurchmesser (mm)	8.006	5.556	5.523	3.007	2.358	1.180	Schneide				
Kugelmateri al	Quarzglas		Quarz-kristall	Beryll	Stahl						
Auflagemateri al . . .	Saphir	Achat		Saphir	Achat	Saphir	Achat				
Schneidendekr. $A_S \cdot 10^4$	5.6 (!)	1.8	1.2	1.9	2.1	0.6	1.6	0.9	0.4	0.3 ₅	0.3 ₀

*) Defforges: Sur la loi du décroissement de l'amplitude d'un pendule en mouve-ment et sur la réduction à l'arc infiment petit. Verhandl. intern. Erdmess. 1891; Ann. C 1 S. 169—180.

(Luft- + Schneidendekrement) für die verschiedenen Amplituden und Pendelaufgaben wiedergegeben. Es ist auffallend, daß mit abnehmender Amplitude φ bei größeren Kugeldurchmessern ein deutliches Anwachsen von \mathcal{A} stattfindet;

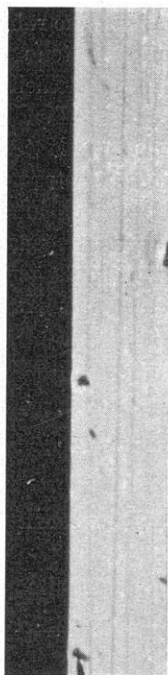
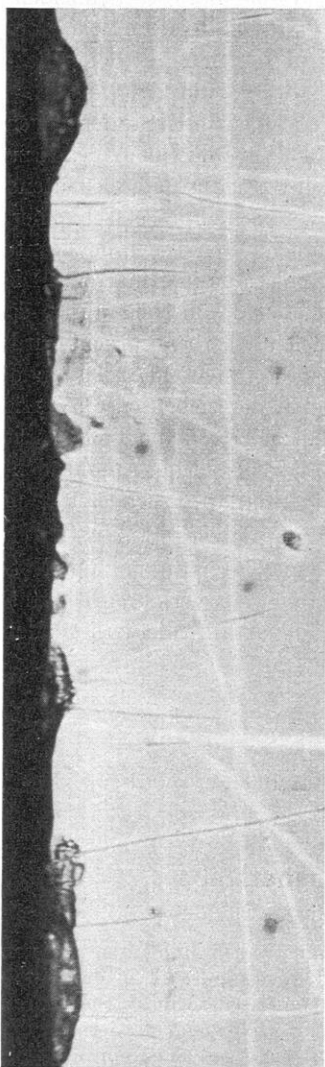


Fig. 5. Mikrophotographie einer Quarzglasschneide (a) und Stahlschneide (b) 1000:1

während man sonst wegen der höheren Reibungsglieder in $(d\varphi/dt)$ (Luftreibung) den umgekehrten Effekt beobachtet*). Es muß am Pendellager eine konstante Reibungskraft wirken, die sich bei kleinen Winkeln besonders bemerkbar macht. Beachtenswert ist die weitgehende Abhängigkeit des Dekrements von den elastischen Eigenschaften auch der Unterlage, wie die beiden Messungen auf Achat- und Saphirunterlage zeigen (1.180 und 3.007 mm). Da stets derselbe Pendelkörper (Nickeleisen, Gewicht 2.6 kg, $T = 0.4$ sec) benutzt wurde, kann man nach Abzug des Luftreibungsdekrements von etwa $1.1 \cdot 10^{-4}$ den Bruchteil der während einer halben Periode verlorengegangenen Energie \mathcal{A}_S direkt angeben**). Diese Werte sind in Tabelle 2 zusammengestellt. Für die praktische Verwendung kommen nach Tabelle 2 und Fig. 3 nur Schneiden oder sehr harte Kugeln auf mindestens gleich harter Unterlage in Frage. Ferner folgt aus Tabelle 2,

*) E. J. Routh, Die Dynamik der Systeme starrer Körper. II. Bd. Deutsche Ausg. Leipzig 1898. § 364.

***) In Meißner: Pendel- und Schwingungsdauerverfahren. Gerl. Beitr. z. Geophys., Erg.-Heft f. angew. Geophys. 2, Heft 2/3 muß es entsprechend der obigen Definition heißen in § 6, 2: $\eta = 2\mathcal{A}$.

daß sowohl eine harte Auflage und eine weiche Unterlage und umgekehrt stets einen wesentlichen Energieverlust an der Berührungsstelle bedingen; ein Ergebnis, das aus der Größe der auftretenden Deformationen in dem jeweilig weicheren Stoff sich erklären läßt. Es ist daher für Pendel immer das härteste Schneiden- und Lagermaterial zu erstreben. Schließlich sei betont, daß eine Lagerung des Pendels auf Kugeln energetisch einer Schneidenlagerung auch praktisch gleichwertig hergestellt werden kann.

Die Schneiden aus Quarzglas und anderen spröden, noch härteren Stoffen zeigen ein schartiges Profil, wie das aus dem 1000fach vergrößerten Bild einer solchen zu ersehen ist (s. Fig. 5a). Im Gegensatz dazu lassen sich Stahlschneiden bedeutend besser herstellen (s. Fig. 5b)*). Die Ausbrüche rühren vom Schleifprozeß selbst her, da man keinen Unterschied zwischen benutzten und unbenutzten Teilen der Kante feststellen kann. Außerdem münden die Schleifrisse meistens in Scharfen. Die Konstanz solcher Quarzschneiden in den Pendeln ließ zu wünschen übrig, da man nur eine „Punktauflage“ hat und das Material leicht überbeansprucht wird. Die erreichte Konstanz im Laboratorium betrug für stabförmige Quarzglaspendel mit Quarzglasschneiden nur zwei bis drei Einheiten in der siebenten Dezimale der Halbschwingung ($T = 0.4$ sec). Im Gegensatz dazu zeigen die Pendel mit Stahlschneiden eine höhere Konstanz und geringere zusätzliche Amplitudenkorrektur. Die Konstanz der Pendel mit Kugellagerung wird sich erst nach längerem Gebrauch beurteilen lassen.

Für die genauen Kurzzeitmessungen wurden die mit Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft ausgearbeiteten Meßverfahren benutzt. Ferner möchte ich der Firma C. Zeiss, Jena, danken, deren Hilfe die vorliegenden Messungen erst ermöglichte.

*) Die Mikroaufnahmen wurden von Herrn Dipl.-Ing. Sporkert (Zeisswerk, Jena) angefertigt.

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Mai 1933.

Invar-Minimumpendel als Magnetstäbe

Von **Heinz Lettau**, Leipzig/Potsdam — (Mit 2 Abbildungen)

Es wird ein einfaches Verfahren zur Ermittlung von magnetischen Momenten und von Suszeptibilitäten bei Schwerependeln beschrieben und angewandt. Für das Zweipendelverfahren mit Stabpendeln wird ein gegenseitiger magnetischer Einfluß theoretisch abgeleitet und experimentell nachgewiesen. Es wird vorgeschlagen, an Geräten der untersuchten Art ständige Ablenkadeln anzubringen, deren Ausschläge einwandfreie (und normalerweise kleine) Reduktionen an die relativen Schwerewerte gewährleisten.

Wirkt ein Stabpendel aus Invar in der ersten Gaußschen Hauptlage auf eine Magnetnadel ein, wird man im allgemeinen eine nur schwache Beeinflussung wahrnehmen; dies entspricht der Tatsache, daß brauchbare permanente Magnete aus Invar nicht zu erhalten sind. Bewegt man jedoch das nördliche oder das südliche

Ende eines parallel zum magnetischen Meridian gehaltenen Pendels gegen die Nadel, so beobachtet man eine beträchtlich gesteigerte Wirkung auf dieselbe; vorausgesetzt, daß die erdmagnetische Inklination größer als 45° ist (was für Europa zutrifft), wird bei Senkrechtstellen des Pendels der Nadelausschlag noch erheblicher. Da die Meßlage von Schwerependeln höchstens $\pm \frac{1}{2}^\circ$ von der Senkrechten abweicht, zeugt der geschilderte Versuch von dem ausschlaggebenden Einfluß der sogenannten „magnetischen Influenz“, und zwar ist von praktischer Bedeutung die Wirkung der erdmagnetischen Vertikalintensität (Z).

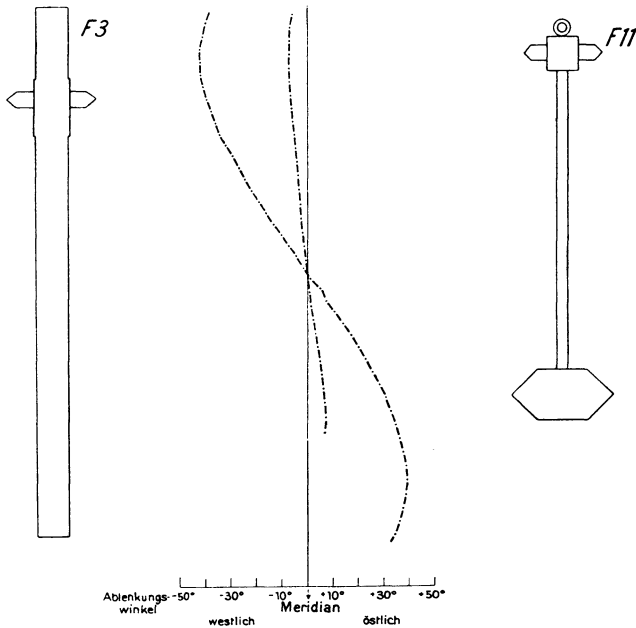


Fig. 1. Polstärke und Polabstand bei Pendeln in Minimum- und Sterneckform aus gleichem Werkstoff. Ablenkung einer 11 cm entfernten horizontalen Magnetnadel in verschiedenen Höhen bei Pendeln in senkrechter Lage

Eine Vorstellung vom Betrage des in Schwerependeln induzierten Momentes gibt Fig. 1; sie zeigt das Ergebnis einer Beobachtung zum Zwecke der Ermittlung des Abstandes der induzierten Pole; eine Magnetnadel wurde längs den senkrecht gestellten Invarpendeln $F\ 3$ in Stabform und $F\ 11$ in Sterneckform in Stufen von 1 cm gesenkt, wobei jedesmal der Abstand Pendelmitte—Nadelmitte 11 cm betrug.

Die Fähigkeit, induzierten Magnetismus anzunehmen, wird durch die Suszeptibilität κ gekennzeichnet. κ wird definiert als das magnetische Moment, das die Volumeneinheit unter der induzierenden Wirkung der Feldstärke 1 F annimmt. Das Moment eines Zylinders von der Länge L und vom Querschnitt $q^2 \pi$ läßt sich also schreiben

$$\mathfrak{M} = \kappa L q^2 \pi F \dots \dots \dots (1)$$

wenn F die Stärke des induzierenden (homogenen) Magnetfeldes ist. Aus dieser Formel ersieht man, daß die trotz völlig gleichartigen Materials aus Fig. 1 folgende Verschiedenheit der Magnetisierung bei Sterneck- und Stabform ihren Grund in der größeren Dicke und Länge (bedingt durch die Erfüllung der Minimumeigenschaft) der letzteren hat; denn auch hier erweist sich, wie bereits Haasemann bzw. Ad. Schmidt fand, bei der Sterneckform die Magnetisierung der Linse von untergeordneter Bedeutung gegenüber derjenigen der Pendelstange; es erscheint nämlich zunächst nur der untere Pol durch die Massenanhäufung etwas tiefer gelagert.

Das Stabpendel $F 3$ gehört mit dem gleichartigen $F 4$ zu dem leichten im Preußischen Geodätischen Institut gebauten Zwei-Pendel-Apparat¹⁾ *). Die beiden Lager befinden sich in einer Entfernung von 13.2 cm voneinander; in Anbetracht der Stärke der induzierten Pole ist eine merkliche gegenseitige magnetische Beeinflussung zu vermuten. In den folgenden Zeilen wird eine solche durch Rechnung und Beobachtung untersucht und bestätigt.

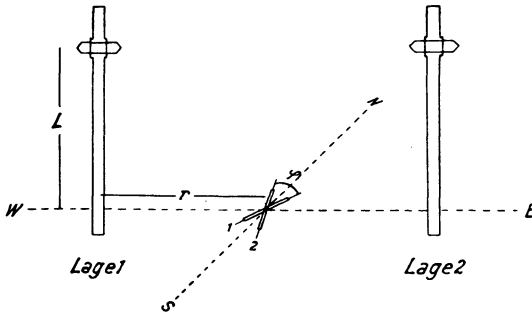


Fig. 2. Schema zur Bestimmung des magnetischen Moments von Schwerpendeln in senkrechter Lage

Zur Bestimmung der für die Meßlage der Pendel gültigen Momente wurden bei lotrecht gestellten Pendeln (Schneide oben) Ablenkungen einer horizontalen Magnetnadel beobachtet. Dabei wurden die Pendel $F 3$ und $F 4$ sowohl einzeln untersucht als auch gleichzeitig wirkend, wobei der gegenseitige Abstand entsprechend den Ausmaßen des leichten Zwei-Pendel-Apparates 13.2 cm betrug. Das mittlere Moment $\mathfrak{M}_{3,4}$ im letzten Falle ergibt sich um 3% kleiner als das Mittel der Einzelmomente, weil die nebeneinander befindlichen Stäbe sich gegenseitig das influenzierende Erdfeld abschwächen. Denkt man sich die magnetische Wirkung eines Pendelstabes als die eines Dipoles mit L als Polabstand, so führt eine einfache Anwendung des Coulombschen Gesetzes auf folgende Formel für das magnetische Moment:

$$\mathfrak{M} = H L \sin \frac{\varphi}{2} \frac{r^2 (r^2 + L^2)^{3/2}}{(r^2 + L^2)^{3/2} - r^3} \dots \dots \dots (2)$$

*) Literaturverzeichnis am Ende der Arbeit.

wobei H die auf die Nadel wirkende erdmagnetische Horizontalintensität und r die zum magnetischen Meridian senkrechte Entfernung des in der Schwingungsebene der Nadel befindlichen Pendelpoles von der Nadelmitte ist, während φ den Winkel zwischen den Nadeleinstellungen bei westlicher und östlicher Lage des Pendels bedeutet (Fig. 2). Bei der Größenordnung der schließlich hier in Frage kommenden Auswirkungen der Pendelmomente auf die Schwingungszeiten ist der Verzicht auf strengere Entwicklungen an Stelle Gl. (2) zulässig. Die hinreichende Übereinstimmung der \mathfrak{M} -Werte für verschiedene und zum Teil sehr geringe Entfernungen r (vgl. Tabelle 1) spricht für die Berechtigung der getroffenen Annahmen. Ein

Tabelle 1

r cm	$\varphi/2$		\mathfrak{M}			
	F_3	F_4	$F_3 + F_4$	$\text{cm}^{5/2} \text{g}^{3/2} \text{sec}^{-1}$	$\text{cm}^{5/2} \text{g}^{1/2} \text{sec}^{-1}$	$\text{cm}^{5/2} \text{g}^{1/2} \text{sec}^{-1}$
25	6.70 ⁰	7.25 ⁰	—	558	619	—
30	4.18	4.35	7.88 ⁰	578	601	544
40	1.87	1.95	3.80	589	613	598
50	0.92	1.00	1.85	581	636	586
60	0.52	0.55	1.05	594	620	603
			Mittel: 580		618	583

Grund, r teilweise recht klein zu wählen war der, daß in Hinblick auf praktische Zwecke die Möglichkeit erwiesen werden sollte, Untersuchungen dieser Art mit einfachen Geräten zu bewerkstelligen; so wurden alle hier mitgeteilten Ergebnisse mit einer Bussole gewonnen, deren Kreis bei 12 cm Durchmesser nur in ganze Grade geteilt war.

Aus den Abmessungen der Pendel seien nach Gl. (1) noch Suszeptibilitätswerte κ abgeleitet, und zwar außer für die Stabpendel auch für das Sterneckpendel F_{11} , dessen Moment in der Meßlage zu 128 cmgs ermittelt war. Es gilt für F_3 und F_4 : $\varrho = 1.2$ cm, $L = 33$ cm, für F_{11} : $\varrho = 0.5$ cm, $L = 28$ cm. Für Potsdam beträgt $Z = 0.43$ Γ .

$$\kappa = \frac{\mathfrak{M}}{L \varrho^2 \pi Z}$$

$$\kappa_{3,4} = 10, \quad \kappa_{11} = 14.$$

Die Suszeptibilitäten*) ergeben sich von gleicher Größenordnung. Daß sie trotz desselben Materials nicht übereinstimmen, ist der Gestalt des Sterneckpendels zuzuschreiben; für ϱ wurde nämlich der Halbmesser der Pendelstange gesetzt; die Linsenmasse am unteren Ende bewirkt anscheinend eine magnetische Verteilung in der Weise, als wäre die Pendelstange um etwa 20% dicker.

Mit der magnetischen Suszeptibilität κ hängt die Permeabilität μ durch die Beziehung $\mu = 1 + 4 \pi \kappa$ zusammen. Für die von Fechner verwandte Nickel-

*) Es liegt nahe, diese Suszeptibilitätswerte bei nordsüdlicher Lage der Pendel, also unter Wirkung der erdmagnetischen Horizontalintensität H , zu prüfen. Zwecks Raumersparnis sei von der Mitteilung entsprechender Beobachtungen, die die angegebene Größe von κ bestätigen, abgesehen.

stahllegierung (36% Ni) ergeben sich somit Permeabilitätswerte von 120 bzw. 170, Zahlen, die in Anbetracht der nach Nickelgehalt und Vorbearbeitung äußerst stark veränderlichen Anfangspermeabilitäten von Invar in vernünftiger Größenordnung liegen.

Um zu den Auswirkungen der bisher untersuchten magnetischen Eigenschaften der Pendel auf die Schwingungszeiten zu gelangen, sind einige allgemeine Betrachtungen durchzuführen. Nach Ph. Furtwängler²⁾ gelten für zwei Pendel, die bei kleinen Amplituden auf gemeinsamer Unterlage mit parallelen Schneiden schwingen, in genügender Genauigkeit die Differentialgleichungen:

$$\ddot{\psi}_1 + 2k_1 \dot{\psi}_1 + \frac{\pi^2}{T_1^2} \psi_1 = - \frac{2\gamma_2}{T_1} \ddot{\psi}_2 \dots \dots \dots (3a)$$

$$\ddot{\psi}_2 + 2k_2 \dot{\psi}_2 + \frac{\pi^2}{T_2^2} \psi_2 = - \frac{2\gamma_1}{T_2} \ddot{\psi}_1 \dots \dots \dots (3b)$$

Dabei bedeuten die Punkte Differentiationen nach der Zeit, ψ_1 und ψ_2 die Ausschläge der beiden Pendel, k_1 und k_2 die Dämpfungskoeffizienten, T_1 und T_2 die Schwingungsdauern bei mittlerer Amplitude, wenn die Pendel einzeln auf demselben elastischen Stativ schwingen; γ_1 und γ_2 sind die Vergrößerungen, welche die Schwingungsdauern durch das Mitschwingen der Unterlage erfahren. Neben den ψ sind auch k und γ kleine Größen erster Ordnung.

Weisen beide Pendel magnetische Momente \mathfrak{M}_1 und \mathfrak{M}_2 auf, so tritt eine gegenseitige magnetische Beeinflussung hinzu. Das dabei wirksame magnetische Drehmoment ergibt sich zu $-\frac{\partial V}{\partial \psi_1}$ bzw. $-\frac{\partial V}{\partial \psi_2}$, wenn V das Potential der von zwei Magnetstäben (Elementarmagnete) aufeinander ausgeübten Kräfte darstellt. Bezeichnet r jetzt den als gleichbleibend anzusehenden Abstand der Magnetmitten voneinander, so gilt, wiederum unter Vernachlässigung von Gliedern höherer als erster Ordnung³⁾:

$$V = \frac{\mathfrak{M}_1 \mathfrak{M}_2}{r^3} \{ \cos(\psi_2 - \psi_1) - 3 \sin \psi_1 \sin \psi_2 \}.$$

Nach Ausführen der Differentiationen beachte man, daß die ψ kleine Größen sind. Bedeutet m die Masse, s die Entfernung Schneide—Schwerpunkt des mittleren Pendels, g die Erdbeschleunigung, und bezeichnet man ferner die von erster Ordnung kleine Größe $\frac{\mathfrak{M}_1 \mathfrak{M}_2}{r^3 m g s}$ mit ε (reine Zahl), so ergeben sich für die zu den rechten Seiten der Gln. (3) hinzutretenden Glieder der Form $-\frac{1}{K} \frac{\partial V}{\partial \psi}$ (K = Trägheitsmoment des Pendels):

$$-\frac{1}{K_1} \frac{\partial V}{\partial \psi_2} = \varepsilon \frac{\pi^2}{T_1^2} (2\psi_1 + \psi_2),$$

$$-\frac{1}{K_2} \frac{\partial V}{\partial \psi_1} = \varepsilon \frac{\pi^2}{T_2^2} (2\psi_2 + \psi_1).$$

Die vollständigen Grundgleichungen für den Fall magnetischer Pendel lauten somit:

$$\ddot{\psi}_1 + 2k_1 \dot{\psi}_1 + \frac{\pi^2}{T_1^{*2}} \psi_1 = -\frac{2\gamma_2}{T_1^*} \psi_2 + \varepsilon \frac{\pi^2}{T_1^{*2}} (2\psi_1 + \psi_2) \dots (4a)$$

$$\ddot{\psi}_2 + 2k_2 \dot{\psi}_2 + \frac{\pi^2}{T_2^{*2}} \psi_2 = -\frac{2\gamma_1}{T_2^*} \dot{\psi}_1 + \varepsilon \frac{\pi^2}{T_2^{*2}} (\psi_1 + 2\psi_2) \dots (4b)$$

Die T erhielten hier Sterne, um anzudeuten, daß sie gegenüber den in Gln. (3) auftretenden Größen magnetisch beeinflusst sind. Nach einer Anregung von H. Schmehl sei hier die Furtwänglersche Umformung der Differentialgleichungen, welche sich der Hilfe von Pendelvektoren bedient, umgangen durch Elimination der zweiten Differentialquotienten der rechten Seiten mittels der Differentialgleichungen selbst; unter Vernachlässigung von Gliedern höherer als erster Ordnung gilt nach (3b) und nach (4b)

$$-2 \frac{\gamma_2}{T_1} \ddot{\psi}_2 = 2 \frac{\gamma_2}{T_1} \cdot \frac{\pi^2}{T_2^2} \psi_2 \dots (5a)$$

$$-2 \frac{\gamma_1}{T_1^*} \ddot{\psi}_2 = 2 \frac{\gamma_2}{T_1^*} \frac{\pi^2}{T_2^{*2}} \psi_2 \dots (6a)$$

Ähnliche Beziehungen folgen aus (3a) und (4a). Setzt man Gl. (5) in Gl. (3), Gl. (6) in Gl. (4) ein und stellt man „ungesternte“ und „gesternete“ Differentialgleichungen untereinander, so lassen sich nach geringen Umbildungen durch Vergleichen entsprechender Koeffizienten die Beziehungen hinschreiben:

$$T_1^* = T_1 (1 - \varepsilon) = T_1 - \varepsilon T \dots (7a)$$

$$T_2^* = T_2 (1 - \varepsilon) = T_2 - \varepsilon T \dots (7b)$$

Es bedeutet dabei T einen auf zwei bis drei Stellen abgerundeten Mittelwert der sich nur um kleine Größen unterscheidenden Werte T_1, T_2, T_1^*, T_2^* .

Ferner liegt es nahe, bei den mit Hilfe der Gln. (6) umgebildeten Gln. (4) den restlichen ε -Koeffizienten mit dem γ -Gliede zu vereinigen. Führen wir nach der Zusammenfassung einen quasi-magnetisch beeinflussten Wert γ^* ein, so besitzt dieser Realität ausschließlich insofern, als er allein bei Anwendung des gewöhnlichen Amplitudenverfahrens zur Bestimmung des Mitschwingens erhalten wird; würde man die wirklichen Ausweichungen des Stativs unter dem Horizontaldruck des schwingenden Pendels beobachten, so könnte aus ihnen nur der Wert γ abgeleitet werden. Man muß sich vor Augen halten, daß grundsätzlich die folgenden Gleichungen (8) ein anderes Wesen als die Gln. (7) aufweisen.

$$2 \frac{\gamma_2 \pi^2}{T_1^* T_2^{*2}} \psi_2 + \frac{\varepsilon \pi^2}{T_1^{*2}} \psi_2 = 2 \psi_2 \frac{\pi^2}{T_1^* T_2^{*2}} \gamma_2^*; \quad \gamma_2^* = \gamma_2 + \frac{\varepsilon T_2^{*2}}{2 T_1^*} = \gamma_2 + \frac{\varepsilon T}{2} (8a)$$

$$2 \frac{\gamma_1 \pi^2}{T_2^* T_1^{*2}} \psi_1 + \frac{\varepsilon \pi^2}{T_2^{*2}} \psi_1 = 2 \psi_1 \frac{\pi^2}{T_1^* T_2^{*2}} \gamma_1^*; \quad \gamma_1^* = \gamma_1 + \frac{\varepsilon T_1^{*2}}{2 T_2^*} = \gamma_1 + \frac{\varepsilon T}{2} (8b)$$

Da meist infolge hinreichender Gleichheit der Pendel $\gamma_1 = \gamma_2$ gesetzt werden kann, so gilt kurz

$$\gamma^* = \gamma + \frac{\varepsilon T}{2} \dots (8)$$

Wir werden sehen, daß es sich bei dieser letzten Beziehung um einen magnetischen Effekt handelt, der von der gleichen Größenordnung wie die beeinflusste Größe ist; nämlich es ergibt sich εT unter Verwendung von $\mathfrak{M}_{3,4} = 583$ zu $34.6 \cdot 10^{-7}$ sec ($r = 13.2$ cm; $m = 1750$ g; $g = 981$ cm sec⁻²; $s = 12.1$ cm). Bei den Schwingungszeiten dagegen bedingt nach Gl. (7) der gegenseitige magnetische Einfluß zweier Pendel eine nur differentielle Änderung.

Die Versuchsbedingungen zur Nachprüfung von Gl. (7) waren folgende: Es wurden viermal hintereinander bei einstündigem Schwingenlassen (jeweils 100 Koinzidenzen) die Schwingungszeiten desselben Pendels, z. B. *F* 3, ermittelt; beim ersten und letzten Male hing das Nachbarpendel fest auf seinem Lager, beim zweiten und dritten war es entfernt. Das Nichtschwingenlassen des anderen Pendels vereinfacht die Beobachtungen und gleicht sie einander an, während es für die magnetische Beeinflussung belanglos bleibt, ob ein Pendel mit doppelter Amplitude neben einem ruhenden schwingt oder ob beide sich gegeneinander bewegen. Es bezeichne der Index *B* Beobachtungswerte; dann gilt im Falle 1 und 4 $T_B^* = T^* + \gamma^* - \gamma$, während nach Entfernen des Nachbarpendels $T_B = T$ erhalten wird. Aus Gl. (7) und Gl. (8) folgt:

$$T_B^* - T_B = - \frac{\varepsilon T}{2}.$$

Bei der geschilderten Versuchsanordnung steht also infolge des Hineinhängens des zweiten Pendels eine Schwingungszeitverkürzung von $17.3 \cdot 10^{-7}$ sec zu erwarten. Tabelle 2 enthält ein Beispiel (die Zeit-, Temperatur-, Luftdruck- und

Tabelle 2

<i>F</i> 3	Zeit 30. Mai 1933	Temperatur °C	Luftdruck mm	Amplituden min	Koinzidenzzeit sec	Amplituden- Red. 10 ⁻⁷ sec	Reduzierte Schwingungszeit sec	Bemerkungen
1	9 ^h 30 ^m	11.31	750.8	23.3	32.849 ₅	— 13.6	0.4925022 ₈	<i>F</i> 4 auf Lager
2	10 36	11.34	750.8	22.4	32.859 ₆	— 13.1	0.4925046 ₀	<i>F</i> 4 entfernt
3	11 42	11.40	750.5	21.6	32.856 ₅	— 11.7	0.4925040 ₄	<i>F</i> 4 entfernt
4	12 48	11.42	750.3	24.0	32.850 ₁	— 14.4	0.4925023 ₃	<i>F</i> 4 auf Lager

Amplitudenangaben bedeuten Mittel aus Anfangs- und Endwerten; von einer Reduktion wegen des Ganges der Beobachtungsuhr sowie auf Temperatur- und Dichtenormale wurde abgesehen) und Tabelle 3 einige Endergebnisse*), bei deren Festlegung mich dankenswerterweise Herr Katasterdirektor Dr. Großmann weitgehend unterstützte.

Tabelle 3

$T_B - T_B^*$	L**)	G**)
<i>F</i> 4	+ 12 · 10 ⁻⁷ sec	+ 20 · 10 ⁻⁷ sec
<i>F</i> 3	+ 20	— 17 (?)

*) Infolge meines Fortganges von Potsdam ist mir z. T. die Möglichkeit genommen, umfangreicheres Beobachtungsmaterial zu sammeln; ich muß mich leider auf die Bekanntgabe dieser wenigen und z. T. unsicheren Werte beschränken.

***) G = Beobachter Großmann; L = Beobachter Lettau.

Abgesehen von dem vermutlich durch Verschiebungen des Koinzidenzapparates beeinträchtigten letzten Wert ergibt sich ein Unterschied von der erwarteten Größenordnung (Gesamtmittel + $9 \cdot 10^{-7}$ sec, Mittel ohne die herausfallende Beobachtung + $17 \cdot 10^{-7}$ sec).

Ein anderer Weg zur Festlegung des magnetischen Einflusses führt über das gebräuchliche Verfahren zur Bestimmung des Mitschwingens des Pendelstatives; im Gegensatz zu den Verhältnissen bei der Schwingungszeit handelt es sich hier nicht mehr um eine nur differentielle Änderung einer Beobachtungsgröße, sondern in Gl. (8) sind sowohl γ als auch $\varepsilon T/2$ beide von der Ordnung 10^{-6} sec.

Mittels einer Helmholtzschen Spulenordnung (Durchmesser 1 m) konnte das Erdfeld mit der damals gerade verfügbaren Spannung dreier Akkumulatorenbatterien um etwa $\frac{1}{5} I$ verstärkt oder geschwächt werden. Eine in der oberen Spulenebene und zugleich in Höhe der oberen Pendelenden seitlich von beiden nordsüdlich schwingenden Pendeln gleich weit entfernte Magnetnadel wurde ohne Strom und bei Stromschluß in beiden Richtungen beobachtet, und zwar einmal bei entfernten und einmal bei hängenden Pendeln. Die Momente $\mathfrak{M}_{3,4}^{(+)}$ und $\mathfrak{M}_{3,4}^{(-)}$ wurden mittels des bekannten $\mathfrak{M}_{3,4}$ aus den Verhältnissen der Sinus' entsprechender Winkeldifferenzen ($\varphi/2$) berechnet. Das Mitschwingen γ^* wurde sechsmal hintereinander durch Beobachtung der Amplitudenänderungen des anfänglich ruhenden Pendels *F* 3 unter der Wirkung des schwingenden Pendels *F* 4 bestimmt, und zwar in der Reihenfolge: + Zusatzfeld, Erdfeld (Z), — Zusatzfeld, — Zusatzfeld, Erdfeld, + Zusatzfeld. Tabelle 4 enthält aus entsprechenden Beobachtungen gemittelte γ^* -Werte.

Tabelle 4

	γ^*	$\varphi/2$	Moment	$\varepsilon T/2$	$\gamma^* - \varepsilon T/2$
Z	$33.3 \cdot 10^{-7}$ sec	17.83 ⁰	583	$17.3 \cdot 10^{-7}$ sec	$16.0 \cdot 10^{-7}$ sec
Z + Zusatzfeld	41.4	21.01	685	23.8	17.6
Z — Zusatzfeld	25.2	14.05	463	10.9	14.3

Nach Formel (8) sollte $\gamma^* - \varepsilon T/2$ die ausschließlich durch die wahren Stativbewegungen verursachte Schwingungszeitenverlängerung γ ergeben; die hinreichende Gleichmäßigkeit der Werte in der letzten Spalte von Tabelle 4 spricht wiederum für die Zulässigkeit der bei unseren Ableitungen getroffenen Annahmen, ein Erfolg, der in diesem Ausmaß nicht erwartet wurde.

Es sei noch bemerkt, daß für das Zweipendelverfahren mit Verwendung von Geräten Sterneckscher Bauart (Momente etwa 130 cmgs) die hier untersuchten magnetischen Einflüsse auf die Schwingungszeit und auf das Mitschwingen (bei gleichem r) eine Größe von etwa $0.8 \cdot 10^{-7}$ sec erreichen; sie sind somit praktisch zu vernachlässigen.

Da die hier geschilderten Versuche für die Möglichkeit der rechnerischen Erfassung der gegenseitigen magnetischen Einflüsse sprechen, kann das hohe Pendelmoment kaum als schwerwiegender Nachteil der Stabform angesehen werden.

Zudem kommen bei allen magnetischen Einwirkungen*) für die Ermittlung der Schwerewerte nur die normalerweise geringfügigen Änderungen von Ort zu Ort in Frage. Bei Ablenkungsversuchen, zu denen die Pendel wechselnd in ostwestlicher, nordsüdlicher und senkrechter Stellung lagen, erwies sich stets, daß sie augenblicklich ein der induzierenden Feldstärke (0 bzw. 0.18 bzw. 0.43 I') entsprechendes Moment annahmen. Die Kenntnis der erdmagnetischen Vertikalintensität am Ort der Schweremessung gestattet somit die Anbringung aller Reduktionen. Empfehlenswerter wäre, daß am Stativ in gleicher Entfernung von beiden Polen die Anbringung einer Ablenknaedel vorgesehen wird, deren Stand vor und nach Hineinhängen der Pendel aus den bekannten Verhältnissen am Bezugsorte unmittelbar die Momente ergibt, sobald aus der Dauer der Nadelschwingungen ein roher Wert der gültigen Horizontalintensität ermittelt wurde; die Nadel könnte gleichzeitig zur gleichmäßigen Einweisung der Schwingungsebenen dienen.

Verwerflich scheint mir jedoch jeder Versuch zu sein, solche Stabpendel durch einmalige Anwendung hoher Feldstärken zu „entmagnetisieren“; gelingt dies auch für den Augenblick, so bringt doch jede Erschütterung und vermutlich schon allein die Zeit die Gefahr einer Änderung der erzwungenen Verhältnisse mit sich. Es wirken in diesem Falle nicht mehr der Vertikalintensitätsänderung proportionale kleine Änderungen der Einflüsse, sondern es können unter Umständen die vollen Absolutbeträge in die relative Schweremessung eingehen und Pendelsprünge oder Schwerefehler bis zur Größenordnung von über 20 milligal vortäuschen. Man bedenke, daß die Suszeptibilität im allgemeinen eine durchaus vernünftige physikalische Größe als die Remanenz ist.

Literatur

¹⁾ E. Kohlschütter: Über einen leichten im Preußischen Geodätischen Institut gebauten Zwei-Pendel-Apparat. Verhandl. d. V. Tagung (in Kopenhagen) d. Balt. Geod. Komm. S. 213—214, Helsinki 1931.

²⁾ Ph. Furtwängler: Über die Schwingungen zweier Pendel mit annähernd gleicher Schwingungsdauer auf gemeinsamer Unterlage. Sitzungsber. d. Berl. Akad. **12**, 245, 1902.

³⁾ G. Angenheister: Das Magnetfeld der Erde. Instrumente und Meßmethoden. Handb. d. Experimentalphysik **25**, 1, 544, Leipzig 1931.

⁴⁾ H. Martin: Das photographische Koinzidenzverfahren und das Pendel als Zeitmesser. Gerlands Beitr. z. Geophys., Ergänzungshefte f. angew. Geophys. **2**, 250—253, 1932.

*) Der Einfluß, den bereits das einzeln schwingende Pendel infolge seines Momentes unter der Wirkung der erdmagnetischen Vertikalintensität erleidet, war bisher allein in der Literatur behandelt. [Vgl. besonders ⁴⁾.] Könnte man das Erdfeld ausschalten, so würde sich die Schwingungszeit der hier untersuchten Stabpendel um $30 \cdot 10^{-7}$ s verlängern. Die Größenordnung beider magnetischen Einflüsse ist die gleiche.

Die hypothesenfreie Bestimmung der Erdfigur mit neuen Hilfsmitteln

Von P. Gast, Hannover — (Mit 3 Abbildungen)

1. Das Erdpolyeder nach Bruns. Faßt man den im Weltraum kreisenden physischen Erdkörper als Gegenstand einer geometrischen Vermessung auf, muß man zugeben, daß die Erdmessung, wie sie sich historisch entwickelt hat, ihre Aufgabe nicht auf unmittelbarem Wege löst. Denn ihre geometrischen Konstruktionen (Dreiecksnetze, die astronomisch orientiert und geometrisch nivelliert werden) schwimmen gleichsam auf hypothetischen Rechenflächen, den Referenzellipsoiden, die ihrerseits in nicht eindeutiger Beziehung zu Niveausphäroiden stehen. Die Niveausphäroide wiederum entbehren der eindeutigen geometrischen Verbindung mit dem physischen Erdkörper als Ganzem.

Und doch stand schon am Anfang der neuzeitlichen Erdmessung der, man könnte fast sagen, logisch notwendige Versuch einer unmittelbaren geometrischen Konstruktion der physischen Erdoberfläche mit Hilfe eines Polyeders, dessen Kantenlängen durch die Raumstrecken der Hauptdreieckseiten gebildet und durch astronomische Lotrichtungsbestimmungen und terrestrische Zenitdistanzmessungen gegeneinander festgelegt werden sollten. Dieses von Villarceau (1868) und Bruns (1878) angegebene Verfahren entzog sich indessen der praktischen Anwendung schon deswegen, weil die Ozeane eine Verbindung der kontinentalen Erdmessungsarbeiten auf ewige Zeiten zu verhindern schienen. Außerdem konnten und können die Zenitdistanzen langer Zielstrahlen wegen der Strahlenbrechung nicht mit der erforderlichen Genauigkeit gemessen werden; obwohl diese Schwierigkeit durch eine Verbindung des sogenannten astronomischen Nivellements mit dem geometrischen hätte umgangen werden können.

Seitdem haben sich die technischen Hilfsmittel der Geodäsie vervollkommen (u. a. durch die drahtlose Messung der geographischen Längenunterschiede) und vermehrt (u. a. durch die Photogrammetrie), so daß Vorschläge zur Ausdehnung der Triangulationen über die Meeresräume hinweg auftauchen. So hat Berroth (Zeitschr. f. Geoph. 1933, S. 145 ff.) eine trigonometrische Verbindung von Europa und Amerika angeregt, deren Beobachtungs- und Zielpunkte durch Ballons getragen werden sollen. Es scheint also zeitgemäß zu sein, auch die unmittelbare raumgeometrische Konstruktion des ganzen Erdkörpers von neuem zu erörtern, sogar wenn ein zur sofortigen Anwendung geeignetes Verfahren auch heute noch nicht angegeben werden kann.

Schon Helmer hat hervorgehoben (Berl. Ber. 1900, S. 975), daß der zwischen dem trigonometrischen Nivellement einerseits und dem geometrischen und astronomischen Nivellement andererseits bestehende Zusammenhang anscheinend nicht gewürdigt wird. Wenn man das Ergebnis eines geometrischen und eines astronomischen Nivellements, die beide längs derselben Linie der Erdoberfläche ausgeführt

sind, addiert, so ist die Summe gleich dem Höhenunterschied, den man auf trigonometrischem Wege mit Hilfe streng refraktionsfreier Zenitdistanzen erhalten würde.

Die Fig. 1 erläutert dies: Zwischen zwei Punkten P_0 und P_e der physischen Erdoberfläche ist auf dem Wege $P_0, P_1, P_2, \dots, P_e$ sowohl ein geometrisches Nivellement als auch die astronomische Beobachtung der Breite, Länge und des Azimuts durchgeführt. Ein Referenzellipsoid wird, streng genommen, nicht benötigt, aber aus Gründen der Rechenökonomie bei der wirklichen Anwendung des Verfahrens vermutlich stets benutzt werden.

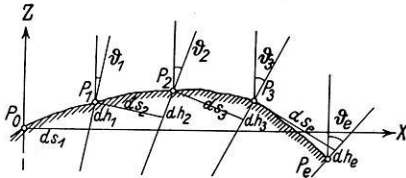


Fig. 1. Die rechtwinkligen räumlichen Koordinaten des Endpunktes P_e eines geometrischen und eines astronomischen Nivellements folgen ohne Hypothese aus den mit dem Nivellierinstrument gemessenen Höhenunterschieden dh , den astronomisch bestimmten Winkeln ϑ und den trigonometrisch ermittelten Entfernungen ds .

Die „Lotabweichungen“ sind in diesem Falle nichts anderes als die (astronomisch orientierten) Winkel zwischen der Lotrichtung Z des Anfangspunktes P_0 und den Lotrichtungen der übrigen Stationen. Denkt man sich diese Lotabweichungen ϑ , die nivellierten Höhenunterschiede dh und die ebenfalls gemessenen horizontalen Entfernungen ds auf eine ZX -Ebene projiziert, so ergibt sich die Fig. 1. Es ist

$$x_e = \int_1^e \sin \vartheta_n dh + \int_2^e \cos \vartheta_{n-1} ds = \int \vartheta dh + \int ds,$$

$$z_e = \int_1^e \cos \vartheta_n dh - \int_2^e \sin \vartheta_{n-1} ds = \int dh - \int \vartheta ds.$$

Während also Bruns zur Konstruktion seines Polyeders (Bruns: Figur der Erde, S. 29/30) die Zenitdistanzen der Polyederseiten benötigt, vermeidet mein Vorschlag diese der Refraktionen wegen nicht genau meßbaren Zenitdistanzen durch eine Kombination von astronomischem und geometrischem Nivellement. Das astronomische Nivellement erfolgt demnach hier nicht zum Zweck der Bestimmung von Lotabweichungen; übrigens erfolgt es längs beliebiger Linien auf der physischen Erdoberfläche. Die Punkte, welche es verbindet, und die zugleich astronomische und trigonometrische Stationen sein mögen, sollen im folgenden der Kürze halber Brunssche Punkte genannt werden. Sie unterscheiden sich von den Laplaceschen Punkten hauptsächlich dadurch, daß ihre Koordinaten in einem räumlichen Koordinatensystem angegeben werden können, das wir uns mit dem physischen Erdkörper starr verbunden denken.

Wenn bis heute die Durchführung des Brunsschen Programms von den geodätischen Autoren als erwünscht, aber wegen der unbekanntenen Refraktionen als „noch nicht ausführbar“ bezeichnet wird, zeigt der hier hervorgehobene Zusammenhang, daß diese allgemein gewünschte Methode der Erdmessung innerhalb der von Meeresräumen nicht getrennten Erdkrustenteile ohne weiteres möglich ist.

2. Photogrammetrische Raumdreiecksnetze über dem Ozean und über dem Festland.

Auch die Entwicklung der Photogrammetrie aus der Luft scheint eine Lösung der Aufgabe in Aussicht zu stellen, Punkte der physischen Erdoberfläche raumgeometrisch gegeneinander festzulegen ohne Einführung hypothetischer Niveaulflächen. Diese Lösung könnte sogar zur geometrischen Verbindung von Kontinenten über den sie trennenden Ozean hinweg dienen. Schon heute sollten Lösungen dieser Aufgabe getrost ins Auge gefaßt werden, weil dann um so eher erwartet werden darf, daß die noch fehlenden Hilfsmittel beschafft werden. In einem anderen Zusammenhang hat Lampadarios (Bull. Géodésique 1930, S. 340 ff.) eine photogrammetrische Lösung vorbereitet, um Kreta mit Nordafrika trigonometrisch zu verbinden. Aber weder sie, noch die vorher erwähnte Lösung von Berroth streben eine raumgeometrische Vermessung an im Sinne von Bruns. Auch ihre Dreiecke schwimmen auf hypothetischen Niveaulflächen.

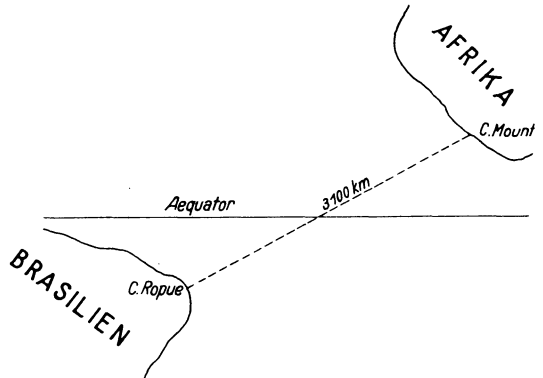


Fig. 2. Überbrückung des atlantischen Ozeans durch eine räumliche Dreiecks-kette

Um zu genaueren Vorstellungen zu gelangen, soll die geodätische Überbrückung des atlantischen Ozeans zwischen der Guineaküste und Pernambuco erörtert werden. Zwischen Cap Mount ($\varphi = + 6.8^\circ$, $\lambda = 11.3^\circ$) und Cap Roque ($\varphi = - 5.4^\circ$, $\lambda = 35.3^\circ$) liegt eine Ozeanstrecke von 3100 km, die schon heute regelmäßig überflogen wird und gute meteorologische Vorbedingungen bietet. Die als Landpfeiler der Überbrückung in Aussicht genommenen Festlandflächen seien sowohl auf der afrikanischen als auch auf der südamerikanischen Seite mit Brunsschen Punkten versehen, die durch Lichtsignale bezeichnet werden können.

Wir lassen eine dreifache Kette von Flugzeugen in Afrika starten und die Strecke so überfliegen, daß sie in einem gegebenen Augenblick die Knotenpunkte eines räumlichen Fachwerks bilden, dessen Querschnitt die Form eines gleichschenkligen Dreiecks haben möge (Fig. 3). Jedes Flugzeug ist mit einem photogrammetrischen Raumwinkelmesser mit sechsfachem Kegelbüschel und einem Leuchtgerät ausgerüstet. Die Flugzeuge der vordersten und hintersten Staffeln führen außerdem ein photogrammetrisches Gerät für den Anschluß an die Brunsschen Punkte (vgl. unten, S. 196). Während der Fahrt wird der Kurs jedes Flugzeuges so gehalten, daß die sechs Nachbarflugzeuge in den ihnen zugewiesenen Sektoren des sechsfachen Suchers fliegen.

Wenn die vorderste Staffel über den Brunsschen Punkten bei Cap Roque angelangt ist, muß die letzte sich über denen bei Cap Mount befinden. Um diese

Zeit löst der Expeditionsführer auf drahtlosem Wege die Verschlüsse sämtlicher Kammern. Durch Einsetzen einer Ergänzungsstaffel bei Cap Mount kann erreicht werden, daß die Belichtung mehrmals wiederholt wird, bevor die Brücke abbricht. Hierdurch kann der mittlere Fehler der Winkelmessung etwa halbiert werden.

Der Abstand der benachbarten Flugzeuge hängt von den photogrammetrischen Sichtbarkeitsverhältnissen auf hoher See, die Flughöhe von der Sicherheit der photogrammetrischen Navigation ab. Nach beiden Richtungen hin müssen noch Erfahrungen gesammelt werden, auf die eine Zeit, die Balbos Geschwaderflug über den atlantischen Ozean erlebt hat, einigermaßen hoffen darf. Die beiden

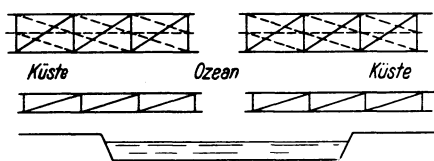


Fig. 3. Die Ecken der räumlichen Dreieckskette werden durch die optischen Mittelpunkte von Flugzeugphotokammern im Augenblick der Belichtung gebildet

so erhält man das Schema von Fig. 3. Die Zahl der Flugzeuge beträgt in diesem Falle etwa 200. Möglicherweise kann aber der Flugzeugabstand 100 km betragen, wodurch die Zahl der Flugzeuge auf 100 sinkt.

Eine rohe Abschätzung der zu erwartenden Genauigkeit ist leicht möglich. Das Fachwerkprisma betrachten wir als einen durch die Winkelmessungen bestimmten räumlichen Vektor. Die Länge des Vektors wird auf jeder ebenen Fachwerkfläche als Gesamterstreckung S einer Dreieckskette angesehen; ihr mittlerer Fehler M läßt sich nach bekannten Regeln als Funktion des mittleren Winkelfehlers m ausdrücken; ich setze ihn hier proportional $2/3 \sqrt{n}$, wenn n die Anzahl der Dreiecke der Kette bedeutet. Da aber jede der drei Prismaflächen einen besonderen Wert der Gesamterstreckung S liefert, wird der mittlere Fehler des Mittels höchstens

$$\frac{M}{S} = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{n}{3}} \cdot m.$$

Beurteilt man also die Genauigkeit der ganzen Operation nur nach derjenigen der Gesamterstreckung, was erlaubt sein dürfte, so kann man den größten zulässigen Wert von m berechnen, sobald man sich für einen bestimmten Wert von M/S entschieden hat. Es liegt kaum ein Grund vor, an die Raumtriangulation schon heute höhere Ansprüche zu stellen als an eine mittelmäßige Horizontaltriangulation, also M/S kleiner zu setzen als etwa 1:50000 ($M = 60$ m für $S = 3000$ km). Dann wird genähert

$$m = \frac{1}{20\,000 \sqrt{n}} \quad \text{also} \quad m('') = \begin{cases} 1 \\ 1,5 \\ 2 \end{cases} \quad \text{für } n = \begin{cases} 100 \\ 50 \\ 25 \end{cases}$$

oberen Flugzeugreihen sollten möglichst hoch, die untere möglichst tief fliegen; vorläufig nehme ich die Flughöhe von 4000 m für die oberen Reihen und 1000 m für die untere Reihe an. Es ist nicht anzunehmen, daß in diesen Höhen schädliche Refraktionswirkungen zu verspüren sein werden. Wählt man den konstanten Abstand in der Längsrichtung zu 50 km, in der Querrichtung zu 20 km,

Wenn die ganze Messung, wie schon geschildert, mehrmals ausgeführt wird, genügt ein mittlerer Winkelfehler von $\pm 2''$. Schon 1927 auf der Prager Tagung der Geodätischen Union wurde die photogrammetrische Winkelmessung im Hauptdreiecksnetz ernsthaft erörtert. Hierbei wurde auch darauf hingewiesen, daß man Leuchtsignale im Flugzeug erzeugen kann, die in der Entfernung von 200 km die Helligkeit der Venus haben und photographiert werden können. Für die Genauigkeit des Raumwinkelmeßgerätes ist übrigens nicht nur die Brennweite entscheidend. Bekanntlich bemüht man sich um eine Verfeinerung des Korns hochempfindlicher Emulsionen. Jeder Schritt vorwärts auf dem Wege zu diesem Ziel wird die Genauigkeit der photogrammetrischen Winkelmessung gleichsam von selbst erhöhen. Vielleicht fehlt es zur Zeit noch an der erwünschten Sicherheit in der Steuerung von Meßflugzeugen über dem offenen Ozean, aber ein dauernd unübersteigliches Hindernis kann hierin unmöglich gesehen werden. Auch die drahtlose gleichzeitige Betätigung der Verschlüsse von Fliegermeßkammern auf große Entfernungen hin wird technisch ausführbar sein oder werden. Die schwierigste Aufgabe dürfte durch die hohen Genauigkeitsansprüche der photogrammetrischen Raumwinkelmessung gestellt werden.

Bevor das vorgeschlagene Verfahren der Raumtriangulation auf die Überbrückung des Ozeans angewendet wird, kann es auf den Festländern entwickelt und erprobt werden zwecks Verfestigung der Brunsschen Punktsysteme. Legt man nämlich einen „Fachwerkträger“ der geschilderten Art so über ein Flachlandgebiet, daß er in einigen Punkten seiner ganzen Länge auf der Erdoberfläche aufliegt und sich mit beiden Enden auf Gebirge stützt, so entsteht gleichsam eine rippenartige Verstärkung der Erdoberfläche, wodurch die geometrische Idee der Brunsschen Polyederkonstruktion viel reiner verwirklicht wird als durch flach verlaufende Dreiecksketten, die der räumlichen Versteifung entbehren. Da derartige Rippen sich beliebig in Teilstücke zerlegen lassen, von denen jedes für sich bearbeitet werden kann, genügt dafür eine erheblich geringere Zahl von Flugzeugen und von Ausrüstungen. Im übrigen läßt sich die Raumtriangulation genau so anordnen, wie die Überbrückung des Ozeans. Jedem Landpfeiler entspricht eine örtliche Gruppe Brunsscher Punkte, die durch terrestrische Messungen bestimmt ist und durch Rückwärtseinschnitte aus der Luft in die Raumtriangulation einbezogen wird. Sie liefert dieser die Längeneinheit und die geographische Orientierung. Die Methode empfiehlt sich vor allem auch für Arbeiten in Erdgebieten, die der terrestrischen Triangulationen entbehren. Hier können durch Rippen aus Raumdreiecken rasch die der Erdmessung hinderlichen Lücken ausgefüllt werden. Auch die Ostsee und andere „Mittelmeere“ bieten vielleicht dankbare Gegenstände der Anwendung. Schließlich wird eines Tages der ganze Globus durch ein System von „Rippen“ so eingeschient sein, daß die Überbrückung des atlantischen Ozeans an einer einzigen Stelle das Rippensystem vollständig schließt. Erst dann wird der erste Schritt zur unmittelbaren Vermessung der Erde wirklich vollzogen sein. Unter den Voraussetzungen, die wir hinsichtlich der Präzision

der Operationen unseren Überlegungen zugrunde legten, würde der räumliche Abschlußfehler des die ganze Erde umschließenden Rippensystems von der Größenordnung 100 m sein.

3. Schwerestationen in der Luft und äußere Niveauflächen. Beschleunigungsmesser hoher Genauigkeit, die im Flugzeug die Schwere zu messen gestatten, stehen uns heute nicht zur Verfügung. Es ist aber nicht einzusehen, warum sie auch in aller Zukunft nicht zur Verfügung stehen sollten, zumal wenn eifrig nach ihnen gesucht wird. Auch die Schweremessungen im Unterseeboot, die Vening-Meinesz so erfolgreich ausführt, galten einst als unausführbar. In diesem Sinne erlaube ich mir jetzt, die Annahme zu machen, daß zu der Zeit, wo die vorhin vorgeschlagenen Raumdreiecksnetze zur Ausführung gelangen werden, es auch möglich sei, die Schwerebeschleunigung im Flugzeug auf wenige Milligal genau zu messen.

Unter dieser Voraussetzung erscheint der des öfteren gemachte Vorschlag, als eigentlichen Gegenstand der Erdmessung die außerhalb des Erdkörpers verlaufenden Niveauflächen zu wählen, in einem neuen Lichte.

Noch immer bestehen unter den Geodäten tiefgreifende Meinungsverschiedenheiten über die potentialtheoretische Berechtigung der üblichen Berechnungen von Schweremessungen. Es handelt sich dabei vor allem um die Reduktion der Schweremessungen selbst, die Berechnung der Abplattung des Niveausphäroids nach dem Clairautschen Theorem und die Berechnung der kontinentalen Geoidundulationen. Die Meinungsverschiedenheiten gehen soweit, daß alles, was bisher an Ergebnissen zusammengetragen wurde, zuweilen als unbrauchbar bezeichnet worden ist. Auch wenn solchen extremen Anschauungen nicht beigetreten wird, scheint es doch in hohem Maße erwünscht, dafür Sorge zu tragen, daß alle geodätischen Messungen, die hypothesenfrei berechnet werden können, nicht durch umstrittene Hypothesen belastet werden. Bei der Wahl äußerer Niveauflächen entfallen beinahe alle Mehrdeutigkeiten hinsichtlich der Schwere-reduktionen, der Berechnung des diesem Geoid streng zugeordneten Niveausphäroids und der Undulationen. Denn die Aufgabe der Geoidbestimmung lautet dann: „Auf einer gegebenen Fläche (der physischen Erdoberfläche), die alle Massen der Erde (von der Luft abgesehen) einschließt, sind die Werte der Schwerebeschleunigung beobachtet. Es sollen die Gleichungen der Niveauflächen, die außerhalb der Massen verlaufen, aufgestellt werden.“ Diese Aufgabe ist eindeutig lösbar. Die Annahme des Vorschlages würde also der internationalen Geodäsie eine wissenschaftlich einwandfreie Grundlage geben. Alle weiteren Arbeiten, die im wesentlichen die Massenlagerung innerhalb der Erdkruste zum Gegenstand haben und die wegen der Nichtumkehrbarkeit potentialtheoretischer Zusammenhänge fast bei jedem Schritt Hypothesen zu Hilfe rufen müssen, würden dann einerseits keinen störenden Einfluß ausüben können auf die Bestimmung des Geoids, andererseits aus der gesicherten Bestimmung dieses Geoids selbst manchen Gewinn für die eigene Sicherheit erzielen.

Nehmen wir an, daß auf den Festländern überall dort, wo die Konstruktion der äußeren Niveaulflächen beabsichtigt wird, eine ausreichende Zahl von Triangulationspunkten mit Hilfe von Lotabweichungs- und Nivellementsarbeiten in „Brunssche Punkte“ verwandelt worden seien. Dann sind die äußeren Niveaulflächen ausreichend genau bestimmt, sobald die Schwerkraft in den gedachten Punkten der Erdoberfläche gemessen worden ist. Mißt man sie außerdem in dem darüber befindlichen Luftraum von einigen Kilometern Mächtigkeit, so wird dadurch das Schwerfeld der physischen Erdoberfläche nach oben erweitert zu einem räumlichen Feld beobachteter Schwerewerte, wodurch die Konstruktion der hypothesenfreien äußeren Niveaulflächen verfestigt wird. Die Aufgabe ist in dem Augenblick technisch lösbar, wo a) ein Schweremesser, der an Bord der Flugzeuge zu benutzen ist, b) ein photogrammetrischer Raumwinkel-messer zur Verfügung stehen werden. Denn man wäre dann imstande, den Ort des Flugzeuges, an dem die Schwere gemessen wird, gleichzeitig in das Netz der Brunsschen Punkte auf der Erdoberfläche rückwärts einzuschneiden. Da hierbei die Strahlenbrechung wegen der Steilheit der Zielstrahlen genau ermittelt werden kann, macht die hypothesenfreie Berechnung des räumlichen Rückwärtseinschnittes nicht die geringste grundsätzliche Schwierigkeit. Die an die Genauigkeit zu stellenden Ansprüche sind nicht sehr hoch, weil erst einem Höhenfehler von 3 m eine Änderung der Schwere um 1 Milligal entspricht. Hierfür würde schon eine Winkelgenauigkeit von etwa 30'' ausreichen.

Das Ergebnis dieser auf den Festländern durchgeführten Messungen wäre demnach ein räumliches Punktfeld von einigen Kilometern vertikaler Mächtigkeit, das einen Teil des physischen Erdkörpers bildet und in dem überall der wirkliche Wert von g bekannt ist. (Die beobachteten g -Werte der Erdoberfläche können wir uns wegen der Unebenheiten der nächsten Umgebung topographisch reduziert denken. Andere Reduktionen sind nicht erlaubt, da wir den Verlauf der Schwerkraft auf der physischen Erdoberfläche kennenlernen wollen.) Aus den auf der Erdoberfläche gemessenen Lotabweichungen und den Schwerewerten können die Lotkrümmungen und die Lage und Form der Niveaulflächen ohne Hypothese abgeleitet werden.

Wann ein brauchbarer Schweremesser für das Flugzeug bereitstehen wird, ist eine Frage der Zukunft; die Konstruktion eines brauchbaren photogrammetrischen Winkelmessers kann aber in dem Augenblick verwirklicht werden, wo man ihn ernstlich benötigt. Aschenbrenner konstruierte für topographische Aufnahmen aus großen Flughöhen seine Panoramenkammer, in der neun Objektive kurzer Brennweite einen Gesichtsfeldkegel von großem Öffnungswinkel auf eine einzige Platte abbilden. Für unsere Zwecke denke ich mir die Brennweite der Objektive so lang gewählt, daß jedes einzelne zwar nur einen verhältnismäßig engen Kegel abbildet (sein Öffnungswinkel braucht nicht viel größer zu sein als der eines kleinen Theodolits), daß diese Abbildung aber mit der hier notwendigen Genauigkeit erfolgt. Diese Genauigkeit ist, wie schon oben gesagt, außer von der Brennweite auch von der Korngröße der lichtempfindlichen Schicht abhängig.

Wenn das Gerät zum räumlichen Rückwärtseinschneiden verwendet werden soll, müssen ebensoviele Objektive angebracht werden, wie Zielstrahlen beobachtet werden sollen, also etwa vier. Durch Vorschalten von Prismen wird dafür gesorgt, daß der Gesamtheit der Objektive ein Kegelbüschel entspricht von vorher gegebener gegenseitiger Lage der Achsen. Betrachtet man die gegenseitigen Abstände der Objektive als verschwindend klein im Vergleich zu den Längen der Zielstrahlen, so haben alle Kegel eine gemeinsame Spitze, die im Augenblick der Belichtung den Scheitelpunkt der Raumwinkelmessung bezeichnet.

Mit diesem Instrument überfliegt man ein Gebiet, dessen Brunssche Punkte durch Leuchtsignale bezeichnet werden und so verteilt sind, daß die nach ihnen gerichteten Zielstrahlen in die Öffnungen des vom Instrument dargestellten Kegelbüschels fallen, wenn Flugzeug und Gerät richtig gesteuert werden. Im gegebenen Augenblick erhält man durch gleichzeitiges Auslösen aller Verschlüsse auf der Platte eine Gruppe von Bildpunkten, aus deren Bildkoordinaten in Verbindung mit den gegebenen Elementen der inneren Orientierung des Büschels die gesuchten Raumwinkel und damit der Ort der Schweremessung abgeleitet werden können. Voraussichtlich wird es zweckmäßig werden, die Messung der Bildkoordinaten durch eine Winkelmessung zu ersetzen, die mit Hilfe eines Bildmeßtheodoliten geeigneter Konstruktion zu bewerkstelligen wäre.

Von der vorhin vorgeschlagenen photogrammetrischen Raumtriangulation unterscheidet sich dieser Rückwärtseinschnitt durch kürzere Zielweiten und bescheidenere Genauigkeitsansprüche, vor allem aber dadurch, daß er die photogrammetrischen Bilder von Erdpunkten verwendet und nicht auch solche von fliegenden Signalen.

Schlußwort. Ohne Zweifel müssen zahlreiche Einwände gegen den ganzen Plan erhoben werden. Man kann sie in zwei Gruppen einteilen. Die eine macht den gegenwärtig noch unzureichenden Stand der technischen Hilfsmittel, die andere schlechthin unüberwindliche Schwierigkeiten geltend. Ohne Anspruch auf Vollständigkeit nenne ich: die Kostspieligkeit von Geschwadermeßflügen, die Schwierigkeit der Navigation von Vermessungsfluggeschwadern, die Unsichtigkeit in der Luft, die Unkenntnis der Refraktion in höheren Luftschichten, die Mühe der Ausgleichung von Raumdreiecksnetzen, die hohen Kosten der astronomischen Nivellements usf. Ob ein bestimmter Einwand zur ersten oder zur zweiten Gruppe gehört, läßt sich freilich kaum entscheiden, weil wir die zukünftige Entwicklung unserer technischen Hilfsmittel nicht kennen. Da es keineswegs meine Absicht sein kann, durch meinen Vorschlag die sofortige Inangriffnahme irgendwelcher Arbeiten anzuregen, kann die Erledigung aller jener Einwände der Zukunft überlassen bleiben. Im Augenblick ist nichts weiter zu tun, als die Raumtriangulation (mit oder ohne Schwerestationen in der Luft) als neue geodätische Möglichkeit ins Auge zu fassen, damit die Bemühungen um die Konstruktion von photogrammetrischen Raumwinkelmessern und von Schweremessern im Luftfahrzeug eine neue Anregung und eine Ermutigung erfahren.

Zur Flutbewegung der festen Erdkruste

Von E. Kleinschmidt, Stuttgart

Vor kurzem erschien eine Arbeit von R. Tomaschek und W. Schaffernicht*): „Untersuchungen über die zeitlichen Änderungen der Schwerkraft“, die in glänzender experimenteller Anordnung die Schwankungen der Erdbeschleunigung infolge der Flutkräfte von Mond und Sonne mit dem Bifilargravimeter registrierten. Die Auswertung der etwa 3 Monate dauernden Registrierung haben die Verfasser dazu verwendet, die Hebungen und Senkungen der festen Erdoberfläche zu berechnen. Dabei gehen sie aus von den bekannten Formeln**):

$$\left. \begin{aligned} \gamma &= 1 + h - k = \frac{\bar{\delta} \varphi_{(a)}}{\delta \varphi_a}, \\ \delta &= 1 - \frac{3}{2} h + k = \frac{\bar{\delta} g}{\delta g}. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (1)$$

Hierin ist

γ das Verhältnis der tatsächlich beobachteten, durch das Gestirn hervorgerufenen Lotstörung im Azimut a an der Erdoberfläche ($r = R$) zu der theoretisch zu berechnenden Lotstörung, wenn die Erde völlig starr wäre.

δ ist das entsprechende Verhältnis der Intensitätsänderung der Schwerkraft. k und h sind Zahlenfaktoren, die bei nachgiebiger Erde der Deformation der Erde und der dadurch bedingten Verschiebung der Niveauläche Rechnung tragen. Den Wert γ entnehmen die Verfasser den Arbeiten von W. Schweydar, den Wert δ bestimmen sie aus ihren Registrierungen. Für die wichtigste Flut, die halbtägige Mondflut M_2 , finden sie $\delta = 0.55$. Damit ergeben sich dann Hubhöhen der festen Erde, die etwa viermal so groß sind als man bisher annahm. Das ist sehr auffällig und man wird sich zunächst fragen, ob der Wert $\delta = 0.55$ richtig sein kann.

Zur Beantwortung dieser Frage diene folgende Betrachtung, die sich ohne großen mathematischen Aufwand durchführen läßt. Eine Kugel, die aus konzentrischen Schichten verschiedener Dichte besteht, ist für einen äußeren Punkt bezüglich der Schwerkraft gleichwertig einer homogenen Kugel von der mittleren Dichte. Wir dürfen zweifellos dasselbe annehmen für ein Rotationsellipsoid, das eine Fastkugel ist. Wir setzen weiter voraus, daß die Erde eine Kugel sei, die durch Mond und Sonne in ein Rotationsellipsoid umgeformt wird, so daß die große Achse a mit der Verbindungslinie Erdmittelpunkt—Gestirn zusammenfällt.

*) Ann. d. Phys. (5) 15, 787 (1932).

***) Handb. d. Experimentalphysik v. W. Wien u. F. Harms, 25, II. Teil, 345f. (1931).

Für den Pol eines homogenen Rotationsellipsoids gilt die Formel*)

$$g' = 4 \pi \vartheta \frac{c^2}{a} \cdot \frac{1}{e^3} \left[\frac{1}{2} \log \text{nat} \left(\frac{1+e}{1-e} \right) - e \right] \dots \dots \dots (2)$$

wo g' die Anziehungskraft, a die große, c die kleinen Achsen, $e = \frac{1}{a} \sqrt{a^2 - c^2}$ die Exzentrizität der Querschnittsellipse und ϑ die mittlere Dichte ist. Benutzen wir die Näherungsformel

$$\frac{1}{2} \log \text{nat} \frac{1+e}{1-e} = e + \frac{e^3}{3} + \frac{e^5}{5} + \dots,$$

so wird genähert

$$g' = \frac{4}{3} \pi \vartheta \frac{c^2}{a} \dots \dots \dots (2a)$$

Für die Kugel aber ist

$$g = \frac{4}{3} \pi \vartheta R.$$

Das Verhältnis

$$g' : g = \frac{c^2}{a \cdot R}$$

ist immer kleiner als 1, weil

$$c < R < a.$$

Mit anderen Worten: Wird die Erde (eine Fastkugel) durch ein Gestirn in Richtung auf das Gestirn in die Länge gezogen, so nimmt die Schwerkraft unter allen Umständen in dem Schnittpunkt der Zentrallinie mit der Erdoberfläche ab**). An diesem Punkte nimmt die Schwerkraft auch ab durch die Anziehungskraft des Gestirns und zwar um den Betrag, den wir oben mit δg bezeichnet hatten. Die Gesamtabnahme $\bar{\delta} g$ ist also größer als $\delta \dot{g}$ und daher muß sein:

$$\bar{\delta} \geq 1.$$

Das Gleichheitszeichen gilt für eine völlig starre Erde. Die Verfasser hatten, wie gesagt, $\bar{\delta} = 0.55$ gefunden.

Woher kommt die Abweichung?

1. $\bar{\delta}$ kann nur kleiner als 1 werden, wenn die Erdoberfläche unter dem Gestirn nach innen gedrückt würde, z. B. durch die Gezeitenwellen des Meeres, die an den Rändern der Kontinente einen Druck nach unten ausüben. Das wird man wohl kaum für Marburg annehmen können, das 350 km vom nächsten Meere der Nordsee, entfernt ist. Dabei tritt die Flut längs der Nordseeküste nicht etwa gleichzeitig ein, sondern im Verlauf mehrerer Stunden. Weiterhin ist zu beachten, daß zwischen Marburg und dem offenen Ozean im Osten ganz Asien, im Süden ganz Afrika liegt. Dieser Fall scheidet demnach wohl aus.

*) Z. B. A. Wangerin: Theorie d. Potentials u. d. Kugelfunktionen 1, 213 (1922 .

***) Auch ohne die von uns vorgenommene Vereinfachung ist aus (2) zu ersehen daß g mit wachsendem c dauernd abnimmt. Vgl. Wangerin, l. c.

2. Die Erde könnte elastische Trägheit besitzen. In der Tat treten in den Registrierungen die Extreme der Flutkräfte mit einigen Stunden Verspätung auf. Dann darf das so gewonnene δ aber nicht in die Formeln (1) eingesetzt werden. Denn diese gelten streng genommen nur für eine Phasenverzögerung gleich Null. Anderenfalls werden die aus ihnen abgeleiteten Hubhöhen falsch.

3. Die Methode, nach der $\bar{\delta}g$ aus den Registrierungen ermittelt wurde, ist nicht einwandfrei. Die Verfasser lösen ihre dreimonatige Registrierung in Partialtiden auf. Mir scheint, daß dadurch einige Unsicherheit entstanden ist.

4. Die Apparatur hat das $\bar{\delta}g$ nicht dem vollen Betrag nach, sondern nur einen Teil davon gemessen; $\bar{\delta}g$ ist in Wahrheit also größer. Ein derartiger Fehler ist bei den elastischen Eigenschaften des in der Spiralfeder des Bifilars verwendeten Stahls (eine Art Elinvar) durchaus möglich, sogar sehr wahrscheinlich.

Ich bin auf die unter 3. und 4. genannten Punkte, von denen ich den letzten für besonders wichtig halte, an anderer Stelle*) eingegangen und möchte meine dortigen Ausführungen hier nicht wiederholen. Die vorstehenden Zeilen haben vielmehr nur den Zweck, auf die Bedenken hinzuweisen, die sich gegen die von den Verfassern abgeleiteten großen Hubhöhen der festen Erde ergeben. Die auf anderem Wege gefundenen Werte für h und k der Gleichung (1) erscheinen heute noch viel zuverlässiger.

*) Ann. d. Phys. (5) 17, 725 (1933).

Die Flut der festen Erde

Von **R. Tomaschek** und **W. Schaffernicht**, Marburg/Lahn

Es werden Ergebnisse gleichzeitiger Messungen der zeitlichen Schwankungen des Betrages der Schwerkraft in Marburg/Lehn und Berchtesgaden (Entfernung 500 km) mitgeteilt. Es ergibt sich an beiden Orten eine relativ gleiche Amplitude der Schwereschwankung ($\delta = 0.6$), während sehr starke und zwar entgegengesetzte Phasenverschiebungen festgestellt werden. Dies weist auf bedeutende, von den bis jetzt theoretisch erfaßten Wirkungen weit abweichende Bewegungen hin. Es wird ferner gezeigt, daß gegen die erhaltenen Ergebnisse erhobene Einwände unbegründet sind.

Da die vorstehenden Ausführungen von Herrn Kleinschmidt auf unsere Arbeiten Bezug nehmen, seien uns einige Bemerkungen hierzu gestattet.

Um begriffliche Klarheit von vornherein festzulegen, sei darauf hingewiesen, daß die aus der Gleichung $\gamma = 1 + h - k = \frac{\delta \varphi(a)}{\delta \varphi}$ sich ergebende Größe γ nicht „das Verhältnis der tatsächlich beobachteten, durch das Gestirn hervorgerufenen Lotstörung im Azimut a an der Erdoberfläche zu der theoretisch berechneten Lotstörung, wenn die Erde vollständig starr wäre“, darstellt. Sie ist

vielmehr das Verhältnis einer idealen Lotstörung auf einer meerfreien, rein elastisch nachgebenden Erde zu der theoretisch berechneten. Es ist daher den Berechnungen nicht der beobachtete Wert $\gamma_{\text{beob.}}$ zugrunde zu legen (von Schweydar für M_2 zu 0.61 bzw. 0.54 beobachtet), sondern der von den Einflüssen anderer Art (Meeresinflüsse, Eigenbewegungen der Erdkruste) befreite Wert, der im folgenden mit $\gamma_{\text{el.}}$ bezeichnet sei (von Schweydar aus seinen Beobachtungen für M_2 zu 0.84 berechnet). Das entsprechende gilt für δ , wo wir also zwischen $\delta_{\text{beob.}}$ und $\delta_{\text{el.}}$ zu unterscheiden haben.

Bekanntlich sind durch Kombination der Gleichungen $\gamma_{\text{el.}} = 1 + h - k$ und $\delta_{\text{el.}} = 1 - \frac{3}{2}h + k$ die Größen h und k , die die Verformung der Niveauflächen bzw. der festen Erde charakterisieren, berechenbar, wie Schweydar gezeigt hat. Da unsere Versuche — wohl zum ersten Male wirklich zuverlässig — einen Wert von $\delta_{\text{beob.}}$ geliefert hatten, haben wir versucht, probeweise aus dem besten Wert von $\gamma_{\text{el.}}$ und diesem δ -Wert, ihn zunächst für $\delta_{\text{el.}}$ substituierend, die Bewegung der festen Erdkruste zu berechnen. Die Berechtigung dazu ist daraus zu entnehmen, daß aus den vor unserer Arbeit vorhandenen Vorstellungen — wie das ja auch in den Ausführungen von Herrn Kleinschmidt zum Ausdruck kommt — keine allzu starken störenden Einflüsse auf dg zu erwarten waren und trotz der vorhandenen Phasenverschiebung ein wenigstens größenordnungsmäßiger Wert gewonnen werden sollte. Denn bis jetzt wird immer der von Schweydar angegebene Wert hierfür zugrunde gelegt, obwohl wir — ohne die Bedeutung dieser hervorragenden Pionierarbeit damit mindern zu wollen — das von ihm beobachtete $\delta_{\text{beob.}}$ noch als sehr unsicher betrachten müssen, und die beobachtete geringe Phasenverschiebung nach unseren heutigen Beobachtungen sehr durch die zufällige Lage des Beobachtungsortes bedingt scheint. Aus diesen Gründen war eine derartige Berechnung erwünscht, wobei probeweise das beobachtete δ zugrunde gelegt wurde, da für eine Reduktion auf $\delta_{\text{el.}}$ noch keine Handhaben vorliegen, im Gegenteil die sich ergebenden Größen Hinweise auf solche liefern.

Daß aber der erhaltene Wert durchaus noch problematisch ist, haben wir in unserer Arbeit*) ausdrücklich betont. Es heißt dort (S. 823): „Die Berechnung dieser Werte fußt auf der Voraussetzung $\delta V = h \cdot \delta W$. Es ist nach obigen experimentellen Ergebnissen fraglich, ob man sie hier als gültig ansehen darf.“

Die Nichtgültigkeit dieser Voraussetzung kann zwei Gründe haben. 1. Eine starke Phasenverschiebung. Wenn diese Phasenverschiebung aber gleichmäßig über die ganze Erde erhalten bleibt, so erfolgt die Deformation der Erde doch wieder in erster Näherung zu einem Ellipsoid, so daß h seinen Sinn beibehält, wenn es auch in komplizierterer Weise aus den Beobachtungen abgeleitet werden muß. 2. Eine Kipp- oder Schaukelbewegung mehr oder weniger großer Teile der Erdkruste. Dann muß erst eine Reduktion der durch diese Bewegungen hervorgerufenen Schwereschwankungen erfolgen, wie man dies — wie es scheint mit

*) R. Tomaschek u. W. Schaffernicht: Ann. d. Phys. 15, 787 (1932).

Erfolg — für die γ -Werte bereits erreicht hat. Unsere gleichzeitigen Beobachtungen der Schwerkraftschwankung in Marburg/Lahn ($\varphi = 50.81^\circ$, $\lambda = 8.8^\circ$) und Berchtesgaden ($\varphi = 47.63^\circ$, $\lambda = 12.98^\circ$), über deren erste Ergebnisse demnächst in den Annalen der Physik berichtet werden wird, zeigen, daß trotz sehr verschiedener Phasenverschiebungen doch der Wert von δ für die einzelnen Orte sehr nahe gleich ist. Wenn dies auch noch ein Zufall sein könnte, so unterstützt dieses Ergebnis doch sehr den oben angegebenen Versuch der Rechnung. Die Größe der auf Grund unserer Beobachtungen sich danach ergebenden Deformationen, die mit den einer rein elastisch gedachten Erde nicht übereinstimmen, wurde von uns als Anzeichen einer starken Eigenbewegung der Erdkruste gedeutet. Es ist von Interesse, daß auch Berroth*) auf Grund einer Analyse der Restglieder der Schweydarschen Beobachtungen zum gleichen Ergebnis kommt.

Unsere gleichzeitigen Beobachtungen Marburg/Lahn-Berchtesgaden (Basis 500 km) hatten folgendes Ergebnis (Ausführliches siehe Annalen der Physik): Das M_2 -Glied zeigt in Berchtesgaden dieselbe Größe ($\delta_{\text{beob.}} = 0.57$) wie in Marburg. Es ist aber eine starke Phasenverschiebung in entgegengesetzter Richtung vorhanden, nämlich in Berchtesgaden eine Verfrühung des Maximums der Wirkung gegenüber der theoretisch berechneten um 1 Stunde. Es tritt demnach das Maximum der Wirkung in Marburg 2 Stunden später auf als in Berchtesgaden, obwohl der Mond nur 16 Minuten später in Marburg kulminiert. Das weist auf sehr bedeutende, von den bis jetzt theoretisch erfaßten Wirkungen weit abweichende Bewegungen hin. Diese Beobachtungen zeigen aber auch, daß die Vertikalbewegungen des Erdbodens (von trivialen Gründen wie der starken Bodenbewegung in Meeresnähe abgesehen) wahrscheinlich für die einzelnen Orte der Erdkruste sehr verschieden ist, je nach der Überlagerung dieser besonderen Bewegung mit der direkten Flutwirkung des Gestirns. Ein Versuch der Berechnung der wirklichen Erdbewegung aus der Kombination von $\gamma_{\text{el.}}$ und $\delta_{\text{beob.}}$ wird dadurch natürlich illusorisch. Wenn man also bis vor unseren Beobachtungen mit einem Werte von etwa 16 cm für die Vertikalamplitude von M_2 gerechnet hat, so muß ausdrücklich betont werden, daß für die Annahme dieses Wertes heute keine Berechtigung mehr vorliegt.

Herr Kleinschmidt möchte aber in seinen Ausführungen den alten Wert (wenigstens ungefähr) beibehalten und muß dadurch notwendigerweise die Realität unserer Ergebnisse anzweifeln. Zu den einzelnen Punkten 1. bis 4. seiner Einwände ist folgendes zu bemerken.

1. Die Berechnung, daß $\delta_{\text{beob.}} \geq 1$ sein muß, ist nicht stichhaltig, da die von uns beobachtete große Phasendifferenz der Beobachtungsorte anzeigt, daß die Erdkruste nicht als Ellipsoid deformiert wird. Es ist nach unseren experimentellen Ergebnissen eine viel stärkere Bewegung der Erdkruste anzunehmen als man bisher geglaubt hat. Daß dabei auch ziemlich große vertikale Schwankungen des Beobachtungsortes möglich sind, ergibt sich aus den Rechnungen von Berroth,

*) A. Berroth: Nachr. d. Ges. f. Wiss., Göttingen, Math. Phys. Kl. 1932, S. 449.

der die Ursache im Golf von Guinea und aus den Rechnungen von Schweydar, der eine Schaukelbewegung zwischen dem Indischen Ozean und dem Arktischen Meer auf Grund seiner Beobachtungen vermutet. Bei genügender Entfernung von der Kippachse (auch Amphidromien sind durchaus möglich) können bei geeigneter Lage des Beobachtungsortes recht merkliche vertikale Bewegungen des Beobachtungsortes bzw. durch die Deformation der Umgebung bedingte Schwerkräfteinflüsse vorkommen. Man darf durchaus nicht von vornherein einen beobachteten δ -Wert, der mit der sehr formalen Theorie nicht übereinstimmt, deswegen verwerfen.

2. Auf diesen Punkt ist schon oben eingegangen worden.

3. Herr Kleinschmidt bemängelt die Anwendung der harmonischen Analyse durch Partialtiden. Er schlägt vielmehr in seinen ausführlicheren Bemerkungen in den Ann. d. Phys. 17, 725 (1933) einen Vergleich mit der für jeden Zeitpunkt zu berechnenden Gesamtwirkung des Gestirns vor. Wir kommen eingehender auf diesen Einwand in der demnächst in den Annalen der Physik erscheinenden Arbeit zurück. Hier sei nur bemerkt, daß er nicht gerechtfertigt ist und zwar aus folgenden Gründen:

a) Es stimmen nämlich die aus der harmonischen Analyse berechneten Amplitudenwerte für M_2 sowohl aus einer dreimonatigen Analyse April bis Juli 1932, als auch einer ebensolchen Analyse Mai bis August 1933, sowie die Analyse des ganzjährigen lückenlosen Beobachtungsmaterials April 1932 bis April 1933 innerhalb von 3% überein. Dies ist nicht nur ein Beweis für die Güte des Beobachtungsmaterials, sondern auch für die Einwandfreiheit der von uns seinerzeit angegebenen Werte der dreimonatigen Beobachtungsreihe.

b) Das von Herrn Kleinschmidt empfohlene Verfahren ist in der von ihm angewendeten Form sehr bedenklich und muß zu zu hohen Werten von δ führen. Bekanntlich enthalten die Flutglieder kein 24stündiges Sonnenglied (S_1). Nun hat aber eine ganze Reihe von störenden Einflüssen (Temperatur, Luftdruck, Bodenbewegungen) diese Periode. Da der Apparat aber in gewissem — wenn auch in Vergleich zu früheren Versuchen geringem — Maße durch diese Einwirkungen beeinflusst wird, enthält die Registrierung auch Schwankungen mit dieser Periode. Es sei hier wohl bemerkt, daß dies nur zum geringsten Teil direkte Schwankungen der Schwerkraft von dieser Periode sind; diese sind wohl nur sehr klein. Wohl aber sind es Registrierausschläge, hervorgerufen durch minimale Verbiegungen des Apparates, Temperatureinflüsse auf Spirale und Bifilaraufhängung, auch infolge der adiabatischen Druckschwankungen in dem thermisch sehr gut isolierten Raum und anderes mehr. Wie die harmonische Analyse zeigte, liegen die Wirkungen dieser Einflüsse auf die Registrierung bei den Marburger Messungen in der Größe der Flutglieder. Will man nun den Gesamteinfluß des Gestirns mit den beobachteten Kurven vergleichen, so darf man nicht die rohen Kurven zugrunde legen, sondern muß diese erst wegen des S_1 -Gliedes reduzieren. Tut man das, wie Herr Kleinschmidt, nicht, so muß man naturgemäß, da

man ein noch mitwirkendes Glied vernachlässigt, ein zu großes δ erhalten. Da man aber nur durch die harmonische Analyse etwas über S_1 erfahren kann (wobei zur Korrektur der sehr wesentliche Einfluß von K_1 eliminiert werden muß), so kommt man doch wieder auf die harmonische Analyse zurück. Trotzdem bleibt das Verfahren, das Herr Kleinschmidt anwendet, auch dann noch unsicher, da S_1 stark mit der Jahreszeit in seiner Amplitude und auch Phase variiert. Die harmonische Analyse hat den Vorteil, daß man Glieder aussuchen kann, es kommen vor allem M_2 und O in Betracht, die weitgehend von dem S -Einfluß ungestört sind und die von den geringen Resten dieses Einflusses durch die Börgenschen Korrekturrechnungen, wenn es notwendig ist, befreit werden können.

c) Es sei darauf hingewiesen, daß auch die Pendelvergleiche mit einer Quarzkristalluhr von A. L. Loomis*), die von Brown und Brouwer**) ausgewertet worden sind, durchwegs einen kleineren Wert für dg als den für starre Erde berechneten zeigen. Wenn auch die Genauigkeit der Pendelmessungen augenblicklich gerade an der Grenze liegt, so zeigt ihr Ergebnis (z. B. $\delta_{\text{beob.}} = 0.8$ bzw. 0.7 für die Uhr C_3), daß auch in Amerika ebenso wie in Europa die Schwankungen der Schwerkraft kleiner sind als für starre Erde berechnet. Bemerkenswert ist, daß auch bei diesen Pendelmessungen Phasenverschiebungen bis zu 1 Stunde beobachtet sind.

4. Ein weiterer Einwand beruht darauf, daß unsere Apparatur in ihrer Anzeige den Schwerkraftwirkungen zeitlich stark nachhinkt. Auch dieser Einwand trifft nicht zu, wie a. a. O. ausführlicher gezeigt wird. Uns ist dieser Einfluß sehr wohl bekannt gewesen und wir haben ihn durch passende Wahl der Größenverhältnisse der angewendeten Teile vermieden. Vor allem ist es auch notwendig, eine genügende Anfangsbelastung der Bifilaraufhängung zu haben. Nur unter ganz extremen Bedingungen, die bei der Registrierung niemals zugelassen werden, treten derartige Verspätungen bzw. Unsicherheiten der Anzeige auf. Es läßt sich aber auch direkt zeigen, daß derartige Verspätungen nicht vorhanden sind:

a) Herr Kleinschmidt führt die in Marburg beobachteten Verspätungen auf dieses Nachhinken zurück (das dann gleichzeitig auch zu einer Verkleinerung der registrierten Amplitude führt). Der von uns festgestellte experimentelle Nachweis des Voreilens der Wirkung in Berchtesgaden zeigt auf das deutlichste, daß die Phasenverschiebungen reell sind, denn das Nachhinken kann die Phase nicht um Stunden vorschieben.

b) Wir haben stets bei der Eichung Kräfte angewendet, die in der Größenordnung den Flutkräften entsprechen. Niemals ist dabei ein Nachhinken der Apparatur festgestellt worden (Figur in den Annalen der Physik). Es ist auch kein Einfluß der Größe der Kraft auf den Empfindlichkeitswert feststellbar, wie es bei Vorhandensein merklicher elastischer Trägheit der Fall sein würde. Auch

*) Monthly Not. **91** (1931).

) Ebenda **91, 575, 1931.

die Erschütterung des Apparates durch Erdbeben führt nie zu einer Erscheinung in der Registrierkurve, die als Aufheben eines Nachhinkens erkennbar wäre.

c) Die Methode unserer Eichung — Zuordnung der Momentanwerte des Ausschlages einer in der Größe der zu registrierenden gleichen Kraft zu ihrem vollen Wert — würde sogar im Falle eines Nachhinkens unsere Werte zu groß erscheinen lassen oder zumindest die Wirkung des Nachhinkens (bis auf die Phase) kompensieren. Das Nachhinken würde also nicht zu kleineren, sondern eher noch zu zu großen Werten von δ führen.

Alle diese Punkte zeigen, daß von einer merklichen Beeinflussung unserer Werte durch apparative Einflüsse nicht die Rede sein kann.

Zusammenfassend läßt sich sagen:

1. daß wir — wenigstens in quantitativer Hinsicht — über die Vertikalbewegungen der festen Erde heute weniger wissen als man bisher zu wissen glaubte. Ein Fortschritt hierin ist nur durch Erweiterung des experimentellen Materials zu erwarten, einerseits durch Vervollständigung mittels gleichzeitiger Horizontalpendelmessungen, was von uns bereits in Angriff genommen worden ist, andererseits durch Vergrößerung der Zahl der Beobachtungsstationen, wozu internationale Zusammenarbeit unerlässlich ist.

2. daß kein Grund vorliegt, die apparativen Ergebnisse als durch elastische Trägheitswirkungen merklich verfälscht anzusehen oder die bisher immer übliche Entwicklung in Partialtiden zu verlassen und durch eine Vergleichung mit der Gesamtwirkung des Gestirns zu ersetzen, was im Gegenteil zu bedenklichen Verfälschungen führen würde.

Marburg/Lahn, Physikalisches Institut der Universität.

Der Zusammenhang zwischen Spannung und Verformung bei tektonischen Vorgängen*)

Von Sigismund Kienow, Göttingen — (Mit 13 Abbildungen)

Die bei den Versuchen an Gesteinsmaterial von v. Kármán, Böker u. a. gewonnenen Ergebnisse werden mit Hilfe kontinuumsmechanischer Methoden verallgemeinert, so daß sie zur Behandlung tektonischer Probleme geeignet erscheinen. Bei der Extrapolation auf sehr kleine Geschwindigkeiten werden an plastischem Ton gewonnene Erfahrungen herangezogen. Mit Hilfe der so erhaltenen Resultate werden einige aus geologischen Feldbeobachtungen bekannte Erscheinungen auf physikalische Probleme zurückgeführt und damit der Rechnung zugänglich gemacht. Schließlich wird die Grabenbildung als ein Beispiel plastischer Deformation in der Erdkruste behandelt.

I. Einleitung. In einer kritischen Betrachtung zweier Diskussionen über tektonische Hypothesen stellt S. von Bubnoff (1932) zwei Methoden der kau-

*) Die vorliegende Arbeit wurde ausgeführt mit Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft, der ich auch an dieser Stelle herzlich danke. Außerdem bin ich Herrn Prof. Dr. Prager und Dr. Schlechtweg (Institut für angewandte Mechanik, Göttingen) für ihre wertvolle Hilfe zu Dank verpflichtet.

salen Schilderung des Werdeganges der Erdkruste gegenüber: Einmal die deduktive Methode, die von Grundtatsachen der Physik und der Mechanik ausgehend eine Reihe unkontrollierbarer Annahmen über die erste Erstarrung der Erde, die Anlage der Kontinente usw. macht und diesen Vorstellungen die geologischen Beobachtungstatsachen einzuordnen sucht, zweitens die induktive Methode, die den historischen Ablauf der Veränderungen in der Erdkruste so genau wie möglich zu rekonstruieren und dem so gewonnenen Bewegungsbild ein Kraftbild unterzulegen bestrebt ist. von Bubnoff weist auf die grundsätzliche Unzulänglichkeit des ersten Weges hin und betont, daß angesichts der Verfeinerung geologischer Untersuchungsmethoden in neuerer Zeit die zweite Methode den Vorzug verdiene, da durch die Arbeiten von H. Cloos und B. Sander die Erforschung des räumlichen Bewegungsbildes mit guter Genauigkeit ermöglicht wird und die Untersuchungen der Stilleschen Schule eine Berücksichtigung der zeitlichen Einflüsse gestatten. Die Schwäche der induktiven Methode liegt vor allem darin, daß die Zuordnung eines Kraftbildes zu dem Bewegungsbild bislang auf unüberwindliche Schwierigkeiten stieß. In keinem einzigen mir bekannten Falle konnte ein tektonischer Tatbestand in befriedigender Weise dynamisch ausgedeutet werden. Man kann sich leicht überzeugen, daß ein solcher Schluß von einem Verformungszustand auf die Größe und Richtung der erzeugenden Kräfte niemals eindeutig sein kann, wenn nicht der für das betrachtete Material charakteristische Zusammenhang zwischen den Spannungen S , den Verformungen E und der Deformationsgeschwindigkeit $\dot{E} = dE/dt$, also $S = f(E, \dot{E})$, bekannt ist. Solche Beziehungen können nur aus Experimenten an Gesteinsmaterial gewonnen werden. Wenn wir das Material als isotrop ansehen dürfen, so sind zur vollständigen Charakterisierung seines mechanischen Verhaltens sechs skalare Gleichungen für die sechs Spannungskomponenten erforderlich, die zu einer Tensorgleichung zusammengefaßt werden können. Mit ihrer Hilfe ist dann in der Eulerschen Grundgleichung der Kontinuumsmechanik:

$$\rho \cdot \frac{d\mathbf{w}}{dt} = \text{div } S + \text{grad } U \quad \dots \dots \dots (1)$$

in der \mathbf{w} den Vektor der Geschwindigkeit, ρ die Dichte des Materials und U das Potential der Massenkräfte darstellt, der Spannungstensor S zu eliminieren. Wir erhalten so eine Differentialgleichung zwischen den äußeren Kräften, den Formänderungen und der Deformationsgeschwindigkeit, die integriert werden muß und nach Einführung der durch die geologische Aufnahme gewonnenen Verschiebungsrandbedingungen die gesuchte Lösung liefert. Dieser Weg wird in einzelnen Spezialfällen gangbar sein, im allgemeinen werden jedoch die mathematischen Schwierigkeiten sehr groß werden. Es bleibt dann nur die Möglichkeit, die Rechenarbeit durch tektonische Modellversuche zu ersetzen, indem man eine Substanz, die durch den gleichen Zusammenhang zwischen Spannungszustand, Deformation und Deformationsgeschwindigkeit charakterisiert ist, wie das Material der Erdkruste, und das die Materialkonstanten in einem den Versuchs-

bedingungen entsprechenden Verhältnis verkleinert, in verschiedener Weise beansprucht, bis ein Bewegungsbild entsteht, das dem natürlichen Vorbild in seinen wesentlichen Eigentümlichkeiten entspricht.

In der vorliegenden Abhandlung soll ausgehend von experimentellen Ergebnissen versucht werden, die für das Material der Erdkruste gültige Form der Beziehung $S = f(E, \dot{E})$ zu bestimmen und hieraus allgemein tektonische Folgerungen zu ziehen. Zum Schluß soll als Beispiel in einem besonders einfachen Fall die Integration durchgeführt werden.

II. Grundlagen. Vorausgesetzt ist bei allen Betrachtungen, daß die Gesetze der klassischen Mechanik auch für tektonische Prozesse gelten. Obgleich die zeitliche Ausdehnung der Vorgänge aus den Grenzen herausfällt, die die Relativitätstheorie der klassischen Mechanik gezogen hat, dürften die zu berücksichtigenden Korrekturen so klein sein, daß sie die Fehlergrenze nicht überschreiten. Weiterhin fassen wir im folgenden der Einfachheit halber das Material der Erdkruste als quasi-isotrop auf, d. h. wir vernachlässigen den Einfluß der Korngröße, was bei dem räumlichen Ausmaß tektonischer Gebilde stets möglich ist, und denjenigen der Schichtung. Hierdurch wird die Allgemeingültigkeit unserer Betrachtung nur wenig eingeschränkt, wenn wir Stabilitätsprobleme, wie z. B. Faltung, unberücksichtigt lassen. Schließlich nehmen wir an, daß die Bewegungen an allen Stellen in der Substanz stetig vor sich gehen. Für diejenigen Teile des Bereiches, in denen diese Stetigkeit durch Verwerfungen oder Überschiebungen offenbar gestört ist, betrachten wir den Abstand zwischen zwei Scherflächen als klein gegen die Ausdehnung des Gesamtbereiches, so daß wir Mittelwerte der Verschiebung bilden können, die sich stetig ändern. Es wird sich zeigen, daß wir trotz dieser Einschränkung in vielen Fällen die Lage der Gleitflächen bestimmen können, wenn wir die Versuchsergebnisse in geeigneter Weise berücksichtigen.

Sind obige Voraussetzungen erfüllt, so können wir die Verzerrung eines kleinen Parallelpipeds in folgender Weise darstellen: Sind u , v und w die Verschiebungsvektoren der drei Seiten des Rechtecks, so erhalten wir aus den drei Ableitungen jedes Vektors nach den drei Koordinatenrichtungen neun skalare Größen, die die Gesamtdeformation des Elementarkörpers (ohne Translation) charakterisieren. Wir können sie zu einer Matrix:

$$\begin{pmatrix} \frac{\delta u}{\delta x} & \frac{\delta u}{\delta y} & \frac{\delta u}{\delta z} \\ \frac{\delta v}{\delta x} & \frac{\delta v}{\delta y} & \frac{\delta v}{\delta z} \\ \frac{\delta w}{\delta x} & \frac{\delta w}{\delta y} & \frac{\delta w}{\delta z} \end{pmatrix}$$

zusammenfassen. In der Tensorrechnung wird nun gezeigt, daß die Differenzen

$$\frac{\delta u}{\delta y} - \frac{\delta v}{\delta x}, \quad \frac{\delta u}{\delta z} - \frac{\delta w}{\delta x} \quad \text{und} \quad \frac{\delta v}{\delta z} - \frac{\delta w}{\delta y}$$

keinen Beitrag zur Deformation liefern, sondern nur eine Rotation des Körpers als starres Ganzes verursachen. Wir spalten daher diese Größen von der Matrix ab und erhalten als Rest den Deformationstensor:

$$E = \begin{pmatrix} \frac{\delta u}{\delta x} & \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\delta v}{\delta x} + \frac{\delta u}{\delta y} \right) & \frac{1}{2} \left(\frac{\delta u}{\delta z} + \frac{\delta w}{\delta x} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\delta v}{\delta x} + \frac{\delta u}{\delta y} \right) & \frac{\delta v}{\delta y} & \frac{1}{2} \left(\frac{\delta v}{\delta z} + \frac{\delta w}{\delta y} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\delta u}{\delta z} + \frac{\delta w}{\delta x} \right) & \frac{1}{2} \left(\frac{\delta v}{\delta z} + \frac{\delta w}{\delta y} \right) & \frac{\delta w}{\delta z} \end{pmatrix}.$$

Zur Abkürzung führen wir die in der technischen Mechanik üblichen Bezeichnungen ein:

$$\frac{\delta u}{\delta x} = \varepsilon_x, \quad \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\delta v}{\delta x} + \frac{\delta u}{\delta y} \right) = \frac{1}{2} \gamma_{xy} \text{ usw.}$$

Weiterhin wird es sich als zweckmäßig erweisen, die Volumenänderung und die Gestaltänderung gesondert zu behandeln. Wir zerlegen daher E weiter in einen

Kugeltensor $e \cdot T = \begin{pmatrix} e & 0 & 0 \\ 0 & e & 0 \\ 0 & 0 & e \end{pmatrix}$, worin T einen Einheitstensor mit der Matrix

$T = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$, und $e = \frac{1}{3} \cdot (\varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z)$ die mittlere Volumenänderung dar-

stellt, und den sogenannten Formänderungsdeviator:

$$E_0 = \begin{pmatrix} \varepsilon_x - e & \frac{1}{2} \gamma_{xy} & \frac{1}{2} \gamma_{xz} \\ \frac{1}{2} \gamma_{xy} & \varepsilon_y - e & \frac{1}{2} \gamma_{yz} \\ \frac{1}{2} \gamma_{xz} & \frac{1}{2} \gamma_{yz} & \varepsilon_z - e \end{pmatrix}$$

der, wie in der Tensorrechnung bewiesen wird, die volumentreue Gestaltänderung charakterisiert. In ähnlicher Weise können wir uns den Spannungstensor:

$$S = \begin{pmatrix} \sigma_x & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{xy} & \sigma_y & \tau_{yz} \\ \tau_{xz} & \tau_{yz} & \sigma_z \end{pmatrix}$$

aus den Ableitungen der an den drei Flächen des Elementarparalleloipeds angreifenden Kräften p_1 , p_2 und p_3 nach den Koordinatenrichtungen:

$$\frac{\delta p_1}{\delta x} = \varepsilon_x, \quad \frac{\delta p_1}{\delta y} = \tau_{xy}, \quad \dots$$

aufgebaut denken. Er kann ebenfalls in einen hydrostatischen Anteil

$p \cdot T = \begin{pmatrix} p & 0 & 0 \\ 0 & p & 0 \\ 0 & 0 & p \end{pmatrix}$, worin $p = 1/3 (\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z)$ ist, und den Spannungsdeviator:

$$S_0 = \begin{pmatrix} \sigma_x - p & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{xy} & \sigma_y - p & \tau_{yz} \\ \tau_{xz} & \tau_{yz} & \sigma_z - p \end{pmatrix}$$

zerlegt werden.

III. Versuchsergebnisse. Was sagen nun die vorliegenden Versuchsergebnisse über die Form der gesuchten Beziehung $S = f(E, \dot{E})$ aus? Zwischen dem hydrostatischen Druck und der Volumenänderung besteht nach den Versuchen von W. P. Bridgman (1923) bei allen in Frage kommenden Stoffen eine einfache Proportionalität:

$$p = K \cdot e \dots \dots \dots (2)$$

K bezeichnen wir als Kompressionsmodul.

Beziehungen zwischen den Deviatoren liefern die Versuche von Th. v. Kármán (1912) und R. Böker (1915) an Marmor und Sandsteinkörpern unter verschiedenen hydrostatischen Drucken: Setzt man einen Marmorzylinder in einer Festigkeitsmaschine einem Druck in axialer Richtung aus, so verkürzt er sich in der Druckrichtung, wobei die Verkürzung in erster Näherung zunächst dem aufgebrachtten Druck proportional ist. Die von H. Schlechtweg (1933) festgestellte Abweichung von der Proportionalität soll hier vernachlässigt werden. Überschreitet der Druck einen gewissen Betrag, so entsteht eine Scherfläche etwa unter 15° zur Druckrichtung, längs der der Zusammenhalt des Materials sofort zerstört wird. Daß die Form und Richtung des entstehenden Druckkegels zum Teil durch die unvermeidliche inhomogene Spannungsverteilung beeinflußt wird, ändert prinzipiell nichts und kann daher für unsere allgemeinen Betrachtungen unberücksichtigt bleiben. Bei einer Untersuchung des Gefüges zeigt sich, daß sich die bleibende Deformation nur auf die Korngrenzen beschränkt. Die Kristalle selbst sind zwar nahe der Gleitfläche zertrümmert worden, ihr Feinbau ist jedoch intakt geblieben. Man sollte erwarten, daß der Riß der Richtung der maximalen Schubspannung parallel, also unter 45° zur Druckrichtung verläuft. Da jedoch die Reibung längs den rauhen Intergranularflächen in hohem Maße von dem Druck abhängig ist, der senkrecht zu ihnen wirkt, kann die Gleitung nur längs einer Fläche erfolgen, für die die Normalspannung einen gewissen Grenzbetrag unterschreitet.

Setzen wir das Material einem hohen allseitigen Druck aus, so werden die Kristallite so stark zusammengepreßt, daß die Festigkeit längs den Korngrenzen größer wird als die der Kristallite selbst. Erzeugt man jetzt durch zusätzlichen axialen Druck bleibende Deformationen, so werden auch die Kristalle selbst in Mitleidenschaft gezogen. Ein solcher Gleitvorgang innerhalb eines Kristalls spielt sich in der Weise ab, daß längs relativ stark mit Gitterpunkten besetzten

Netzebenen des Kristallgitters Sprünge aus einer Gleichgewichtslage in die nächste stattfinden. Äußerlich gibt sich der Vorgang durch die entstehende Druckzwillingsbildung oder durch undulöse Auslöschung zu erkennen. Sonderbarerweise wird die Festigkeit längs der Gleitfläche mit zunehmender Deformation nicht verringert, sondern sogar noch erhöht. Infolgedessen werden die Gleitflächen rasch zu weiterer Verformung unbrauchbar, an ihrer Stelle entstehen neue Flächen. Die Deformation verteilt sich daher fast gleichmäßig über den ganzen Kristall. Da die Reibung längs den intrakristallinen Gleitflächen von der Normalspannung unabhängig ist, fällt deren Richtung mit derjenigen der größten Schubspannung zusammen, d. h. sie schließt einen Winkel von etwa 45° mit der Hauptdruckrichtung ein. Zwischen den beiden geschilderten Extremen gibt es alle Übergänge, bei denen sich die Verformung teils zwischen den Kristallen, teils innerhalb derselben abspielt. Die Winkel zwischen den Gleitflächen und der Druckrichtung wachsen mit zunehmendem Manteldruck an, und ihre Anzahl pro Raumeinheit nimmt in gleicher Weise zu.

Über die geschilderten Vorgänge im Gefüge liefert das am Gesamtkörper während des Versuchs aufgenommene Spannungsdehnungsdiagramm eine Art Statistik (siehe Fig. 1). Wir bezeichnen im folgenden denjenigen Punkt im Diagramm, an dem starke Abweichungen von der Proportionalität zwischen Spannungen und Dehnungen beginnen, als „Fließgrenze“, die zugehörige Spannung als „Fließspannung“, das Verhalten unterhalb der Fließgrenze nennen wir „elastisch“, der Zustand schließlich, der nach dem Überschreiten der Fließgrenze beginnt, sei als „Plastizität“ definiert. Experimentell ist nun festgestellt worden, daß die Gleitflächen in dem Augenblick auftreten, in dem die Fließgrenze überschritten wird. Andererseits wurden Gleitflächen in einer Substanz bisher nur beobachtet, wenn eine solche Fließgrenze vorhanden ist. Man kann daher aus dem Auftreten von Scherflächen im Gestein darauf schließen, daß plastische Formänderungen stattgefunden haben. Fig. 1 zeigt, daß diese plastischen Verformungen in sehr verschiedener Weise vor sich gehen können: Bei niederen Manteldrucken rufen sie eine Entfestigung des Materials hervor, bei hohen dagegen eine starke Verfestigung, wodurch die Fließgrenze verwischt wird. Dasjenige Stadium, in dem sich beide Erscheinungen die Waage halten, so daß bei gleichbleibender Fließspannung beliebig große Deformationen entstehen können, wenn man nur lange genug wartet, ist bis jetzt der Rechnung allein zugänglich und daher für uns

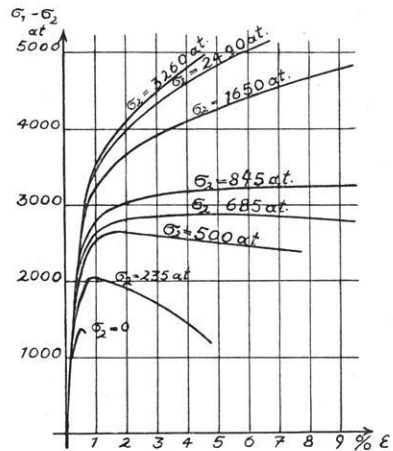


Fig. 1.
Formänderungskurven des Marmors bei Druckversuchen unter allseitigem Druck nach Th. v. Kármán (1912)

besonders wichtig. Wir bezeichnen es als „ideal plastisch“. Zwischen Marmor und Sandstein bestehen keine prinzipiellen Unterschiede, nur die Materialkonstanten schwanken etwas. Wesentlich anders verhalten sich dagegen Tongesteine, auf die hier im einzelnen nicht eingegangen werden soll. Wir können daher die am Marmor gewonnenen Resultate allgemein auf Sedimentgesteinspakete anwenden, wenn in diesen tonhaltige Gesteine keine bedeutende Rolle spielen.

Die geschilderten v. Kármánschen Versuche liefern für die gesuchte Beziehung zwischen dem Spannungs- und dem Verformungsdeviator die erste Gleichung: Es entspricht einer reinen axialen Druckspannung eine Verkürzung in axialer Richtung, wobei die Verkürzung in erster Näherung der Spannung proportional ist.

$$\begin{Bmatrix} \sigma_1 - p & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_2 - p & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_2 - p \end{Bmatrix} = 2G \cdot \begin{Bmatrix} \varepsilon_1 - e & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2 - e & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_2 - e \end{Bmatrix}$$

G sei als Schubelastizitätsmodul bezeichnet. Diese Beziehung gilt jedoch nur bis zu einem gewissen Betrag der Spannungen, dessen Größe vom hydrostatischen Druck p abhängt. Oberhalb dieser „Fließgrenze“ beginnt eine plastische Verformung, auf deren Gesetzmäßigkeiten wir weiter unten eingehen wollen.

Die v. Kármánschen Versuche wurden von R. Böker ergänzt, der Marmorzylinder einem hydrostatischen Druck aussetzte und dann in axialer Richtung entlastete, so daß der Spannungsdeviator die Form erhält:

$$S_0 = \begin{Bmatrix} \sigma_1 - p & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_1 - p & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_2 - p \end{Bmatrix}$$

wenn wir wie oben mit σ_1 die größte Druckspannung bezeichnen. Die Probekörper verlängern sich unter dem beschriebenen Spannungszustand proportional der Entlastung in axialer Richtung, wobei gleichzeitig der Zylinderradius verkleinert wird, so lange, bis die Fließgrenze erreicht ist. Dieses Ergebnis liefert uns die zweite der gesuchten fünf Gleichungen, es ist:

$$\begin{Bmatrix} \sigma_1 - p & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_1 - p & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_2 - p \end{Bmatrix} = 2G \cdot \begin{Bmatrix} \varepsilon_1 - e & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_1 - p & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_2 - p \end{Bmatrix}.$$

Bei weiterer Entlastung beginnt eine plastische Verformung, die sich jedoch selbst bei hohen hydrostatischen Drucken fast allein auf die Korngrenzen beschränkt und dementsprechend nur wenige Gleitflächen liefert, die einen kleinen Winkel mit der Richtung der größten Druckspannung einschließen. Aus dem Spannungs-Dehnungsdiagramm Fig. 2 ist zu erkennen, daß wohl die Fließgrenze mit dem hydrostatischen Druck ansteigt, daß jedoch die Verfestigung eine erheblich kleinere Rolle spielt als bei den v. Kármánschen Versuchen. Es zeigt sich also, daß der spezielle Charakter des Spannungsdeviators einen starken Einfluß auf den Ablauf der Deformation ausübt.

Schließlich seien noch die Ergebnisse der ebenfalls von Böker ausgeführten Torsionsversuche an Marmorzylindern unter verschiedenen hydrostatischen Drucken erwähnt. Es zeigte sich, daß einer reinen Schubspannung im wesentlichen eine reine Schiebung entspricht, die der jeweiligen Schubspannung etwa proportional ist. Oberhalb der Fließgrenze entstehen schraubenförmige Gleitflächen, die symmetrisch zur Richtung der größten Druckspannung liegen und, ähnlich wie bei den Druckversuchen, mit dieser einen spitzen Winkel bilden. Wir erhalten hieraus als dritte Gleichung:

$$\begin{Bmatrix} 0 & \tau & 0 \\ \tau & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{Bmatrix} = 2G \begin{Bmatrix} 0 & \frac{\gamma}{2} & 0 \\ \frac{\gamma}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{Bmatrix}.$$

Da also in drei verschiedenen Fällen die Spannungs- und Formänderungsdeviatoren den gleichen Bau besitzen, ist der Schluß erlaubt, daß auch im allgemeinsten Fall die Beziehung:

$$S_0 = 2G \cdot E_0 \dots \dots \dots (3)$$

mit genügender Genauigkeit erfüllt ist.

IV. Die Fließgrenze. Wenn wir versuchen, die in den Diagrammen Fig. 1 und 2 erkennbaren Fließgrenzen für entsprechende hydrostatische Drücke zu vergleichen, so ergeben sich Differenzen, die weit aus den Fehlergrenzen herausfallen, weil bei der Auftragung der Einfluß der mittleren Hauptspannung vernachlässigt wurde. Streng genommen genügt die Charakterisierung der Fließgrenze durch die Differenz zweier Hauptspannungen ebensowenig, wie man die Größe des herrschenden hydrostatischen Druckes aus der Summe von nur zwei Hauptspannungen berechnen kann. Noch schwieriger wird die Aufgabe, die Fließgrenze zu definieren, wenn außer den Normalspannungen auch noch Schubspannungen in dem betrachteten Material auftreten. Wir müssen hierzu einen Ausdruck finden, der sämtliche Komponenten des Spannungsdeviators in richtiger Weise berücksichtigt und außerdem eine skalare Funktion desselben darstellt, denn die Lage der Fließgrenze ist naturgemäß von der speziellen Wahl des Koordinatensystems unabhängig. Die Erfahrung lehrt nun, daß bei der Beanspruchung von Metallen die plastische Verformung dann beginnt, wenn die Gestaltänderungsarbeit einen gewissen Betrag erreicht hat. Diesem Erfahrungssatz kann man einen realen physikalischen Sinn beilegen: Durch die bei der

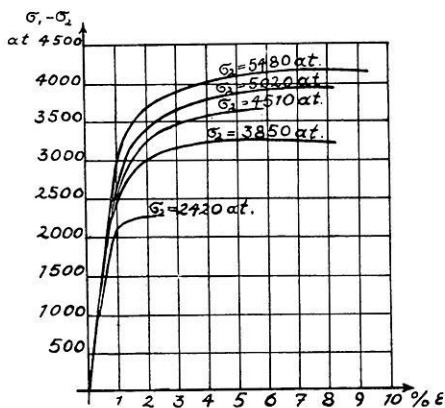


Fig. 2. Formänderungskurven des Marmors bei Zugversuchen unter allseitigem Druck nach R. Böker (1915)

Deformation aufgewandte Arbeit wird die potentielle Energie des Materials erhöht, in dem die gegenseitigen Abstände der Gitterpunkte verändert werden und das elektrostatische Gleichgewicht in den Kristallen oder an den Kristallgrenzen Störungen erleidet. Jedes Material kann nur einen bestimmten Betrag

von potentieller Energie ertragen. Wird dieser überschritten, so beginnt die plastische Verformung in Form von Verschiebungen der Kristallite an den Korngrenzen oder von Netzebenen innerhalb der Kristalle gegeneinander. Dieses Gesetz gilt nun auch, wie zuerst F. Schleicher (1926) gezeigt hat, für Gesteinsmaterial, mit dem Unterschied, daß der Wert der Gestaltänderungsarbeit an der Fließgrenze vom hydrostatischen Druck abhängig ist. Die spezielle Form dieses Zusammenhanges soll hier nicht diskutiert werden. Die Gestaltänderungsarbeit im elastischen Gebiet hat den Wert:

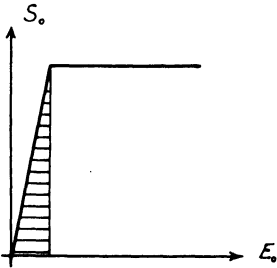


Fig. 3. Idealisirtes Spannungs-Dehnungs-Diagramm. Das schraffierte Gebiet stellt die elastische Gestaltänderungsarbeit dar

$$A = \int_0^{E_0} S_0 \dots dE_0 = \frac{1}{2} S_0 \dots E_0^* \dots \dots \dots (4)$$

Anschaulich stellt sie in der $S_0 - E_0$ -Ebene den unter dem elastischen Teil der Festigkeitskurve gelegenen Flächeninhalt dar (s. Fig. 3). Führt man in (4) die Beziehung (3) ein, so folgt:

$$A = \frac{1}{4G} \cdot S_0^3 = C(p) \dots \dots \dots (4a)$$

Wenn wir den Schubmodul zur Konstanten hinzuziehen, so lautet die Fließbedingung, die den Gültigkeitsbereich der Gleichung (3) einschränkt:

$$S_0^2 = C(p) \dots \dots \dots (4b)$$

worin $C(p)$ eine nur vom hydrostatischen Druck abhängige Funktion darstellt. H. Hencky (1924) verglich die einem Körper zugeführte Gestaltänderungsarbeit mit einer Flüssigkeit, die in ein Gefäß gegossen wird, dessen Inhalt dem Fassungsvermögen des betreffenden Materials an potentieller Energie entspricht. Wie die Flüssigkeit überläuft, wenn das Gefäß gefüllt ist, so verformt sich die Substanz plastisch, wenn die zugeführte Arbeit einen gewissen Betrag überschreitet.

V. Über den Einfluß der Deformationsgeschwindigkeit geben uns die beschriebenen Versuche keine Auskunft, weil, wie wir weiter unten sehen werden, die Zeitkonstanten des Gesteinsmaterials sehr groß sind gegenüber den Zeiten, in denen die Experimente durchgeführt wurden. Aus dem gleichen Grunde stößt auch eine Erweiterung unserer Beziehungen mit experimentellen Methoden auf große Schwierigkeiten. Es wurde daher die allgemeine Form der gesuchten

*) Die Bezeichnung $S_0 \dots E_0$ bedeutet das skalare Produkt zweier Tensoren. (Vgl. Lagally: „Einführung in die Vektorrechnung“.)

Beziehung zwischen Spannung und Versuchsgeschwindigkeit zunächst an einem Material bestimmt, daß ein ähnliches zeitunabhängiges Verhalten aufweist wie die Gesteine, dessen Zeitkonstanten jedoch so klein sind, daß ihr Einfluß unter normalen Laboratoriumsbedingungen unschwer festgestellt werden kann. Hierzu wurde der von H. Cloos (1928) zu tektonischen Experimenten verwandte plastische Ton benutzt, der die genannten Voraussetzungen erfüllt. Eine ausführliche Beschreibung der Versuchseinrichtungen und -ergebnisse soll in Kürze in anderem Zusammenhang gegeben werden, hier seien nur die zur Lösung unserer Aufgabe wichtigen Resultate herangezogen.

Es zeigte sich, daß für plastischen Ton in erster Näherung das Maxwellsche Gesetz gilt:

$$S_0 = 2G \cdot E_0 - \frac{1}{\beta} \int_0^t S_0 dt \dots \dots \dots (5)$$

worin β eine Materialkonstante, die sogenannte Relaxationszeit darstellt. Eine anschauliche Vorstellung von der Bedeutung des Maxwellschen Ansatzes erhalten wir durch folgende Überlegung: Wie oben erwähnt, wird durch eine elastische Deformation in einer Substanz der Abstand der Massenteilchen verändert und das elektrostatische Gleichgewicht gestört. Die Massenteilchen führen nun dauernd Wärmeschwingungen aus (Brownsche Bewegungen beim Ton), deren Amplitude um einen von der absoluten Temperatur des Materials abhängigen Mittelwert schwankt. (Der Temperatur entspricht beim Ton der Wassergehalt.) Lassen wir nun einen Spannungszustand lange Zeit hindurch einwirken, so wird die Schwingungsamplitude jedes Massenpunktes einmal so groß werden können, daß er in eine neue Gleichgewichtslage hinüberspringt, in der der durch die Spannung ausgeübte mechanische Zwang geringer ist. Die Wahrscheinlichkeit dieses Vorganges läßt sich berechnen. Er wird bei einer bestimmten Spannung um so häufiger eintreten, je größer diese ist und je länger sie einwirkt*).

Durch Differentiation erhalten wir aus Gleichung (5):

$$S_0 = 2G \cdot \beta \cdot \dot{E}_0 - \beta \cdot \dot{S}_0 \dots \dots \dots (5a)$$

Nehmen wir an, daß die Geschwindigkeit \dot{E}_0 konstant ist, so können wir die Lösung der Differentialgleichung ohne weiteres anschreiben:

$$S_0 = 2G \cdot \beta \cdot \dot{E}_0 \cdot (1 - e^{-t/\beta}) \dots \dots \dots (5b)$$

*) Die gittertheoretische Vorstellung, die dem Maxwellschen Ansatz zugrunde gelegt wurde, geht auf Gedanken zurück, die L. Prandtl (1928) in seinem „Gedankenmodell zur kinetischen Theorie der festen Körper“ äußerte. Sie ist nicht als „Erklärung“, sondern mehr als ein Bild aufzufassen, mit dessen Hilfe die Möglichkeit eines solchen Vorganges veranschaulicht werden soll. Mit gleichem Recht kann man dem Ansatz auch andere Bilder unterlegen, wie es kürzlich Jeffreys (1932) getan hat, der dasselbe Gesetz aus der Kombination eines elastischen Körpers und einer zähen Flüssigkeit ableitete. Die Berechtigung des oben angeschriebenen Gesetzes ergibt sich allein aus den Versuchsergebnissen.

Die Bedeutung des Produktes $G \cdot \beta$ ergibt sich, wenn wir die Versuchszeit sehr groß werden lassen, dann strebt das Glied $e^{-t/\beta} \rightarrow 0$ und wir erhalten:

$$S_0 = 2 G \cdot \beta \cdot \dot{E}_0 \dots \dots \dots (6)$$

einen linearen Zusammenhang zwischen Spannung und Geschwindigkeit. In Anlehnung an die physikalische Bezeichnungsweise definieren wir den Proportionalitätsfaktor zwischen beiden Größen als Zähigkeit:

$$\mu = G \cdot \beta = \lim_{\substack{\tau \rightarrow 0 \\ t \rightarrow \infty}} \frac{S_0}{2 \dot{E}_0} \dots \dots \dots (6a)$$

Die Relaxationszeit β ist, wie aus Gleichung (5b) zu erkennen ist, ein Maß für die Zeit, die vergeht, bis sich in dem Material der durch Gleichung (6) charakterisierte Zusammenhang eingestellt hat oder anders ausgedrückt, bis sich die dem aufgetragten Spannungszustand entsprechende Geschwindigkeit eingestellt hat.

Die groben Unterschiede der mechanischen Eigenschaften verschiedener Substanzen, die von den menschlichen Sinnesorganen wahrgenommen werden, lassen sich kontinuumsmechanisch als Unterschiede der Relaxationszeit deuten: Ist in dem betrachteten Material β sehr groß für menschliche Maßstäbe, so wird in Gleichung (5b) $e^{-t/\beta} = 1$ der gesamte Klammerausdruck also gleich 0, d. h. die Spannung hängt nicht mehr mit der Geschwindigkeit zusammen, wir können deren Einfluß vernachlässigen und erhalten nach Gleichung (5a) das Hookesche Elastizitätsgesetz.

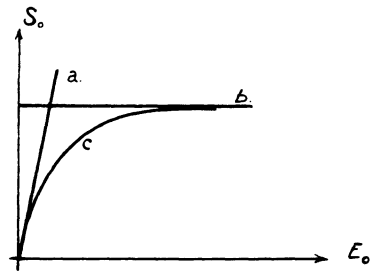


Fig. 4. Formänderungskurven dreier Stoffe mit verschiedener Relaxationszeit, aber gleicher Zähigkeit bei gleicher Deformationsgeschwindigkeit.

- a) Ideal elastischer Körper, $\beta \gg t$;
- b) Ideale zähe Flüssigkeit, $\beta \ll t$;
- c) Maxwell'scher Körper, $\beta \approx t$

Die rechnerische Behandlung hierher gehöriger Stoffe ist eine Aufgabe der Elastizitätstheorie bzw. der Plastizitätstheorie, wenn die Fließgrenze überschritten ist (s. Fig. 4a).

Wird umgekehrt β sehr klein, so strebt $e^{-t/\beta} \rightarrow 0$, wir erhalten daher, wie oben dargestellt, eine zähe Flüssigkeit (z. B. Teer oder Siegellack). Die Bewegungsgleichungen dieser Stoffe werden in der Hydrodynamik abgeleitet und diskutiert. Daß eine Fließgrenze auftritt, ist aus weiter unten angegebenen Gründen nicht wahrscheinlich. Die Spannungs-Dehnungsdiagramme haben die Form von Fig. 4b.

Der dritte Fall, daß β von der gleichen Größenordnung ist wie die Deformationsgeschwindigkeit, wurde theoretisch bislang noch nicht eingehend studiert, da das praktische Interesse an Stoffen mit dieser Eigenschaft verhältnismäßig gering ist. Einen Eindruck vom Verlauf der Festigkeitskurve gibt Fig. 4c. Die Tangente im Nullpunkt stellt den Schubmodul dar, sie fällt daher mit der Kurve 4a zusammen. Bei sehr großen Geschwindigkeiten nähert sich die Kurve asymptotisch

derjenigen der zähen Flüssigkeit. Ein solches Verhalten wurde bei plastischem Ton, Plastilin, Barytschlamm, Chatterton-Compound u. a. durch Laboratoriumsversuche nachgewiesen. In diese Gruppe gehören auch die Gesteine hinein, wenn sie mit der Geschwindigkeit tektonischer Vorgänge verformt werden.

VI. Erweiterung der Fließbedingung für sehr kleine Deformationsgeschwindigkeiten. Diese allgemeinen Erfahrungen an verschiedenen Scheinkontinua geben uns Anhaltspunkte dafür, in welcher Weise die aus dem Kármán-Böckerschen Versuchen gewonnenen Gleichungen zu modifizieren sind, wenn wir sie auf tektonische Vorgänge übertragen wollen. Wir fragen weiter: Welchen Einfluß hat diese Erweiterung auf die Lage der Fließgrenze? Halten wir daran fest, daß beim Beginn plastischer Verformung die aufgespeicherte potentielle Energie eine bestimmte Größe besitzt, so müssen wir in die Gleichung (4) für die Gestaltänderungsarbeit an Stelle Gleichung (3) die Beziehung (5a) einführen. Wir erhalten hierbei den Ausdruck:

$$A = 2 \mu \cdot \dot{E}_0^2 (t + \beta \cdot e^{-t/\beta} - \beta) \dots \dots \dots (7)$$

Die anschauliche Bedeutung dieser Formel ergibt sich aus folgender Überlegung: Es wurde oben gezeigt, daß die Gestaltänderungsarbeit durch den Inhalt der

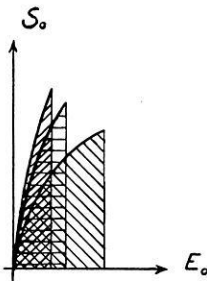


Fig. 5. Gleiche Gestaltänderungsarbeit (schraffiertes Gebiet) bei der Deformation eines Maxwell'schen Körpers unter verschiedenen Geschwindigkeiten

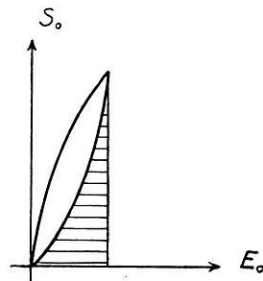


Fig. 6. Belastungs- und Entlastungskurve eines Maxwell'schen Körpers. Schraffiert: Die bei der Entlastung wiedergewinnbare Arbeit

Fläche zwischen dem Spannungs-Dehnungsdiagramm und der Abszisse dargestellt werden kann. Unsere Fließbedingung verlangt nun, daß die plastische Deformation dann beginnen soll, wenn dieser Flächeninhalt eine bestimmte Größe erreicht hat. Zeichnen wir uns die $S_0 - E_0$ -Diagramme für verschiedene Geschwindigkeiten auf, so erhalten wir das Bild Fig. 5, aus dem hervorgeht, daß die Fließgrenze um so höher liegt, je größer die Geschwindigkeit ist, während die zum Fließen notwendige Verformung im gleichen Maße abnimmt. Der Grenzwert ist offenbar erreicht, wenn die Kurve gradlinig in Richtung der Anfangstangente verläuft. In diesem Falle gilt das Elastizitätsgesetz und die Gleichungen (4) ergeben sich als Spezialfall für sehr große Geschwindigkeiten aus unserer verallgemeinerten Fließbedingung.

Berücksichtigt man, daß nicht die gesamte Arbeit in Form von potentieller Energie aufgespeichert wird, sondern ein Teil derselben durch Zähigkeitseinflüsse verlorengeht, so darf nur der bei der Entlastung wiedergewinnbare Arbeitsbetrag in Rechnung gestellt werden (s. Fig. 6). Die Gleichung (7) erhält dann die Form:

$$A = 2 \mu \cdot \dot{E}_0^2 (\beta - (t + \beta) \cdot e^{-t/\beta}) \dots \dots \dots (7a)$$

Der geschilderte Effekt der Änderung der Fließspannung und Fließdehnung mit der Geschwindigkeit wird durch diese Korrektur vermindert, aber nicht aufgehoben. Aus diesem Gesetz, daß durch die mechanische Untersuchung des plastischen Tones bestätigt wurde, läßt sich die Folgerung ziehen, daß unterhalb einer gewissen Geschwindigkeit die aufgespeicherte potentielle Energie nicht genügt, um die Fließgrenze zu erreichen. In diesem Falle kann die Substanz stark verformt werden, ohne daß Gleitflächen auftreten (als zähe Flüssigkeit). Mit anderen Worten, es muß eine bestimmte Arbeit pro Zeiteinheit geleistet werden, um die mit bedeutenden Strukturänderungen verbundene plastische Verformung zu ermöglichen. Man kann also die Fließgrenze durch Verringerung der Geschwindigkeit nicht beliebig weit herabdrücken, wie sie andererseits auch nicht durch Erhöhung der Geschwindigkeit über einen gewissen Wert hinaus gesteigert werden kann. Eine anschauliche Vorstellung von dem geschilderten Verhalten gibt das oben erwähnte Gleichnis von H. Hencky. Wir brauchen nur anzunehmen, daß das Gefäß, dessen Inhalt die Energieaufnahmefähigkeit des betrachteten Materials repräsentiert, an seinem Boden ein Loch besitzt, durch das eine gewisse Flüssigkeitsmenge pro Zeiteinheit abströmen kann. Man wird in diesem Falle die Flüssigkeit mit einer gewissen Mindestgeschwindigkeit eingießen müssen, um das Gefäß überhaupt füllen zu können.

Wir haben erkannt, daß die Fließgrenze bei Gesteinen vom hydrostatischen Druck und von der Geschwindigkeit abhängig sein kann. Über den Charakter dieser Beziehungen können wir uns bislang nur sehr allgemeine Vorstellungen machen, die sich kurvenmäßig veranschaulichen lassen, wenn wir den Einfluß der mittleren Hauptspannung vernachlässigen. Wir benutzen hierzu die von O. Mohr (1906) vorgeschlagene Darstellung, indem wir die Normalspannungen eines bestimmten Spannungszustandes als Abszisse, die zugehörigen Schubspannungen als Ordinaten in einem Koordinatensystem abtragen. Besitzt nun das betrachtete Material eine Fließgrenze, so besagt das, daß nicht jeder Spannungszustand in ihm möglich ist. Es muß daher eine Grenzkurve geben, die die möglichen Spannungszustände von den unerträglichen trennt. Wir erhalten diese Kurve für das Gesteinsmaterial dadurch, daß wir für jeden Kármánschen Versuch die an der Fließgrenze herrschenden Spannungen σ_1 und σ_2 auf der Abszisse abtragen und einen Kreis schlagen, dessen Mittelpunkt auf der Abszisse liegt und der durch die beiden Punkte σ_1 und σ_2 geht. Der Mittelpunkt dieses Kreises hat dann die Koordinaten $\frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2)$, sein Abstand vom Nullpunkt ist daher ein Maß für den hydrostatischen Druck. Der Kreisradius hat die Länge $\frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_2) = \tau_{\max.}$ und ist der Fließspannung $\sigma_n = \sigma_1 - \sigma_2$ proportional

(Fig. 7). Die Hüllkurve an sämtliche „Spannungskreise“ ergibt den gesuchten Zusammenhang zwischen hydrostatischem Druck und Fließgrenze. Fig. 7 zeigt, daß die Fließgrenze bei niederen hydrostatischen Drücken sehr stark veränderlich ist; bei höheren nähert sie sich asymptotisch einem Grenzwert, so daß für $\frac{1}{2} \cdot (\sigma_1 + \sigma_2) > 4000$ at als konstant angesehen werden kann. Da die Ordinate des Punktes, in dem die Hüllkurve einen bestimmten Spannungskreis berührt, die zum Fließen notwendige Schubspannung $\tau_{fl.}$ angibt, folgt aus Fig. 7 weiter, daß im allgemeinen nur ein Bruchteil der vorhandenen maximalen Schubspannung ausreicht, um die Fließgrenze zu überschreiten, nämlich $\tau_{fl.} = \tau_{max.} \cdot \sin 2\alpha$, wobei 2α den Winkel darstellt, den die Normale auf die Grenzkurve an der betrachteten Stelle mit der Abszisse bildet. Da nun nach der Elastizitätstheorie eine Schubspannung von der Größe $\tau_{fl.} = \tau_{max.} \cdot \sin 2\alpha$ in einer Ebene auftritt, die um den Winkel α gegen die Richtung der größten Druckspannung geneigt ist, so muß α auch der Winkel sein, den die Gleitflächen mit der Richtung der größten Druckspannung bilden. Wir können daher aus der Mohrschen Hüllkurve (Fig. 7) den Winkel der Gleitflächen mit der Hauptdruckrichtung ablesen. Es muß α danach mit wachsendem hydrostatischem Druck größer werden und maximal 45° erreichen, was mit den Ergebnissen der Kármánschen Versuche übereinstimmt.

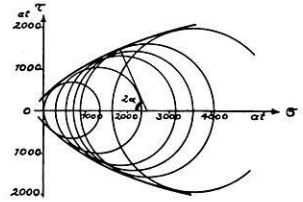


Fig. 7. Fließgrenze des Marmors in der Mohrschen Darstellung nach Th. v. Kármán (1912)

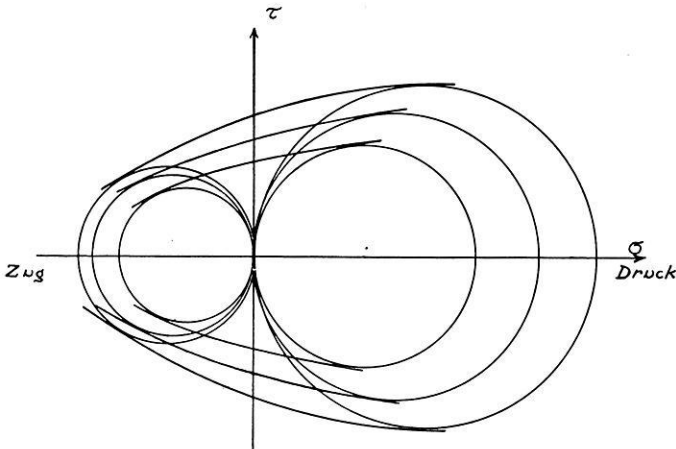


Fig. 8. Fließgrenzen des plastischen Tons bei verschiedenen Versuchsgeschwindigkeiten

Tragen wir in ähnlicher Weise die Ergebnisse der Tonversuche in einer Mohrschen Ebene auf, so ergibt sich das Bild Fig. 8, das die Hüllkurven für verschiedene Versuchsgeschwindigkeiten zeigt. Die Kurven sind um so weniger gekrümmt, je langsamer das Material verformt wird, d. h. der Winkel der Gleitflächen mit

der Richtung der größten Druckspannung wächst bei kleinen Geschwindigkeiten in geringerem Maße an, wenn der hydrostatische Druck erhöht wird, als bei großen Geschwindigkeiten. Bei gleichem Spannungszustand wird daher dieser Winkel um so größer sein, je höher die Versuchsgeschwindigkeit ist. Dieses Ergebnis stimmt mit den Beobachtungen an plastischem Ton gut überein. Es kann also durch eine Steigerung der Geschwindigkeit der gleiche Effekt erzielt werden wie durch eine Erhöhung des hydrostatischen Druckes. Diese Erscheinung kann man sich bei tektonischen Modellversuchen zunutze machen.

VII. Der plastische Zustand unterscheidet sich von dem bisher betrachteten Verhalten im wesentlichen dadurch, daß die Deformation auf wenige flächenhafte Zonen geringer Breite konzentriert ist. Die Bewegungen längs den Gleitflächen erfolgen ähnlich wie bei Einkristallen und Kristallhauwerken auch bei tektonischen Vorgängen ruckweise, wie aus dem Auftreten von Erdbebenwellen hervorgeht. Die Analyse des Bewegungsvorganges ist im einzelnen noch nicht möglich, man kann jedoch annehmen, daß einer Verschiebung zweier durch eine Gleitfläche getrennter Blöcke gegeneinander ein Widerstand von der Art der Flüssigkeitsreibung entgegensteht [H. Hencky (1925)], so daß die Bewegung um so schneller erfolgt, je mehr die Schubspannung τ längs der Gleitfläche die Fließschubspannung τ_0 übersteigt. Wir erhalten hieraus für den Gesamtkörper die Beziehung:

$$\tau - \tau_0 = \mu_1 \cdot \dot{\gamma}, \dots \dots \dots (8)$$

worin sich die Zähigkeit mit der Anzahl der pro Raumeinheit vorhandenen Scherflächen ändert und deshalb als eine Funktion des hydrostatischen Druckes und der Geschwindigkeit angesehen werden muß. Der Wert von μ_1 wird bei Gesteinen praktisch so klein werden, daß er die Größe der Spannungen nur wenig beeinflußt und ohne großen Fehler vernachlässigt werden kann. Wollen wir die Gleichung (8) tensoriell verallgemeinern, so müssen wir sie zuvor auf die Form bringen:

$$\tau \left(1 - \frac{|\tau_0|}{|\tau|} \right) = \mu_1 \cdot \dot{\gamma},$$

da sich τ_0 nicht ohne weiteres durch eine tensorielle Größe ersetzen läßt. In der letzten Formel können wir τ durch die oben abgeleitete Fließbedingung $S_0^2 = C(p, \dot{E}_0)$ ersetzen und erhalten, da S_0^2 für reine Schubspannung $= \tau^2$ wird:

$$S_0 \left(1 - \frac{\tau_0}{\sqrt{S_0^2}} \right) = 2\mu_1 \cdot \dot{E}_0 \dots \dots \dots (8a)$$

Lassen wir jetzt $\mu_1 \rightarrow 0$ streben, so muß auch der Klammerausdruck verschwinden, und es folgt:

$$S_0 = 2\lambda \cdot \dot{E}_0 \dots \dots \dots (8b)$$

Die Gleichung des St. Venant-Misesschen plastischen Körpers [R. v. Mises (1913)], in der λ für den unbestimmten Faktor 0/0 eingesetzt wurde. Die Tensor-

gleichung (8b) ersetzt fünf skalare Gleichungen mit insgesamt sechs Unbekannten einschließlich λ . Als sechste Gleichung kommt noch die Fließbedingung:

$$S_0^2 = \tau_0^2 \dots \dots \dots (8c)$$

hinzu, so daß die Gleichungen (8b) und (8c) die vollständige Lösung des Plastizitätsproblems darstellen, wenn man noch beachtet, daß τ_0 in der oben diskutierten Weise vom hydrostatischen Druck und der Geschwindigkeit abhängt. Wie K. Hohenemser und W. Prager (1932) zeigten, ist das Misessche Gesetz bei Flußstahl nach sehr großen plastischen Verformungen gut erfüllt, während bei geringeren Deformationen ein Einfluß der Elastizität bemerkbar wird. Wie weit dies auch für Gesteine zutrifft, muß durch weitere Versuche entschieden werden*). Für viele Spezialprobleme der Tektonik wird das Misessche Gesetz brauchbare Resultate liefern.

VIII. Die Größenordnung der Materialkonstanten. Die Zähigkeit der Erdkruste wurde näherungsweise von Frey und Jeffreys bestimmt: Frey legte den Wert zugrunde, den die Zähigkeit zur Zeit der Mondablösung von der Erde nach der Darwinschen Theorie besessen haben muß und errechnete hieraus unter Berücksichtigung der Abkühlung der Erde für die Zeit seit dem Kambrium den Wert $\mu > 10^{13}$ kg . sec/cm². Jeffreys geht von der Tatsache aus, daß die Polbewegung der Erde in den letzten 30 Jahren keine Dämpfung erfahren hat und folgert, daß die Zähigkeit $\mu > 10^{16}$ kg . sec/cm² sein muß. Weinberg (1927), der die Zähigkeit eines Kalkspatrhomboeders experimentell bestimmte, erhielt den gleichen Wert wie Frey. Wir wollen im folgenden für unsere Rechnungen den von Jeffreys angegebenen Minimalwert von $\mu = 10^{16}$ kg . sec/cm² benutzen.

Der Schubmodul der Gesteine ist aus zahlreichen technischen Festigkeitsversuchen bekannt. Er beträgt im Durchschnitt $G = 2 \cdot 10^5$ kg/cm². Aus der Zähigkeit und dem Schubmodul errechnet sich die Relaxationszeit nach Formel (6a) zu $\beta = 5 \cdot 10^{10}$ sec. Die Fließgrenze τ_0 schließlich erhalten wir, wenn wir in die Gleichung (8c) die von Kármán und Böker gefundenen Werte einsetzen. Für die dort verwandten Spannungszustände wird $S_0^2 = \frac{2}{3}(\sigma_1 - \sigma_2)^2$, also $\tau_0 = \pm (\sigma_1 - \sigma_2) \sqrt{\frac{2}{3}}$. Es ergibt sich hierbei für einen hydrostatischen Druck von $p = 3 \cdot 10^3$ kg/cm²: $\tau_0 = 3 \cdot 10^3$ kg/cm², für $p = 1.7 \cdot 10^3$ kg/cm²: $\tau_0 = 2 \cdot 10^3$ kg/cm². Die zum Beginn des Fließens notwendige Gestaltänderungsarbeit beträgt pro Kubikzentimeter: $A = 16$ bzw. 8 cm . kg.

IX. Allgemeintektonische Folgerungen. Die in den letzten Kapiteln abgeleiteten Gesetze über das mechanische Verhalten der Gesteine enthalten

*) Der Rückschluß von experimentellen Erfahrungen an plastischem Ton auf das Verhalten der Gesteine ist in diesem Falle nicht ohne weiteres möglich, weil beim Ton auch oberhalb der Fließgrenze Relaxations- und Zähigkeitserscheinungen einen wesentlichen Einfluß besitzen, so daß sie nicht ohne weiteres vernachlässigt werden können.

nur Beziehungen zwischen den Spannungen und den resultierenden Deformationsgeschwindigkeiten, das bedeutet, jeder Spannungszustand in der Erdkruste erzeugt einen Deformationsvorgang, der so lange anhält, wie die Spannung auf das Material einwirkt. Die Geschwindigkeit und die Form des Prozesses hängen von dem speziellen Charakter des Spannungszustandes, von der Tiefe, in der der Vorgang sich abspielt, und von der Energiemenge ab, die dem Material zugeführt wird. Erreicht diese letzte einen bestimmten, von den ersten beiden Faktoren abhängigen Betrag, so treten Verwerfungen oder starke innerkristalline Strukturänderungen, eventuell auch beide Erscheinungen kombiniert auf, wobei die Geschwindigkeit der Deformation plötzlich stark erhöht wird. Diese Vorgänge entsprechen den Orogenesen H. Stilles. Sie werden mit einer weiter unten erwähnten Einschränkung durch die Gleichungen (8b) und (8c) beschrieben.

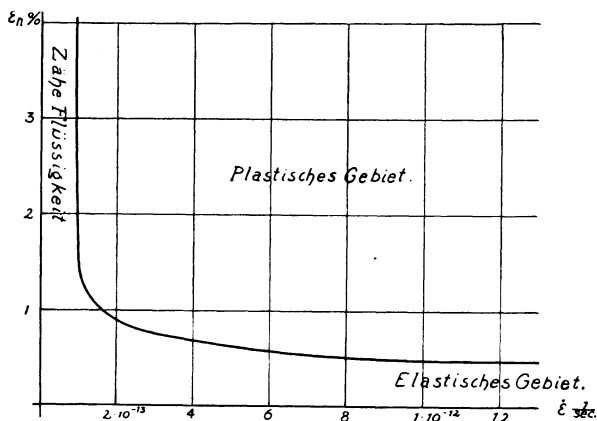


Fig. 9. Fließdehnung der Gesteine bei Druck- oder Zugbeanspruchung als Funktion der Deformationsgeschwindigkeit unter 1700 at hydrostatischen Druck

Erreicht die aufgespeicherte Energiemenge den Grenzwert nicht, so verursachen die Bewegungen keine merklichen Strukturänderungen und die Geschwindigkeiten sind den herrschenden Spannungen proportional, sobald sich ein stationärer Zustand eingestellt hat. Diese Prozesse, die durch die Gleichung (5b) beschrieben werden, sind den Epirogenesen Stilles gleichzusetzen. Mit Hilfe der oben [Gleichung (7a)] diskutierten Fließbedingungen und den im VIII. Abschnitt zusammengestellten Werten können wir berechnen, in welchen Geschwindigkeitsbereich die Grenzen zwischen orogenen und epirogenen Vorgängen fallen. In Fig. 9 ist der Zusammenhang zwischen Fließdehnung und Deformationsgeschwindigkeit bei Zug- oder Druckbeanspruchung unter 1700 Atm. hydrostatischen Druck dargestellt, wie er sich aus den vorhandenen Daten ergibt. Das Diagramm zeigt, daß bei einer Geschwindigkeit unterhalb $0.9 \cdot 10^{-13}$ 1/sec die Fließgrenze nie erreicht wird, d. h. daß tektonische Bewegungen, durch die ein Teil der Erdkruste in weniger als 30000 Jahren um 10% seiner Länge gedehnt wird, epirogenen

Charakter haben, also keine Neubildung von Verwerfungen zur Folge haben können. Gehen die Deformationen rascher vor sich, so wird nach höchstens 1.5% Dehnung die Fließgrenze überschritten und der Vorgang nimmt die für Orogenesen bezeichnenden Formen an. Die an der Fließgrenze herrschende Spannung verändert sich, wie die Rechnung zeigt, mit abnehmender Geschwindigkeit nur um wenige Prozent, so daß auch bei tektonischen Prozessen unter etwa 1700 at hydrostatischen Druck eine Spannung von etwa 2000 at notwendig ist, um orogene Deformationen einzuleiten. Diese letzten erfordern demnach eine Leistung von mindestens $7.5 \cdot 10^{-10}$ Watt pro Kubikzentimeter oder 550 Pferdekkräfte pro Kubikkilometer, die von den tektonischen Kräften aufgebracht werden muß. Die berechneten Größen stellen Durchschnittswerte aus verschiedenen, von der Gesteinsbeschaffenheit, der Vorgeschichte des Materials und dem hydrostatischen Druck abhängigen Daten dar. Merklich verschieden von der Hauptmasse der Gesteine verhalten sich außer den sehr mobilen Salzen vor allem tonreiche Gesteine.

Der Übersichtlichkeit halber wurde bei der Darstellung stets konstante Formänderungsgeschwindigkeit oder konstante Spannung angenommen. In der Natur werden sich beide Faktoren zeitlich verändern. Wächst beispielsweise die Größe der tektonischen Kräfte langsam an, so werden anfangs epirogene Bewegungen stattfinden, die in dem Augenblick orogenen Charakter annehmen, in dem die Fließgrenze erreicht ist. So sind die von H. Cloos, S. v. Bubnoff u. a. oft betonten Übergänge zwischen beiden Grundformen tektonischer Bewegungen, besonders an der Schwelle orogener Phasen, zu erklären.

Der hydrostatische Druck ändert sich mit der Tiefe, in der sich der Vorgang abspielt, und mit der speziellen Form des Spannungszustandes. Nur bei reiner Schubspannung ist er dem Gewicht der auflastenden Gesteinsmasse gleichzusetzen. Durch Druckspannungen in der Erdkruste wird er erhöht, durch Zugspannungen erniedrigt. Es ist daher möglich, daß das Deformationsbild in der gleichen Tiefenzone einen sehr verschiedenen Charakter zeigt, je nachdem ob der betreffende Krustenstreifen gedehnt oder zusammengepreßt wurde. Besonders eindrucksvoll werden die Unterschiede dadurch, daß die Verfestigung mit wachsendem hydrostatischem Druck an Einfluß gewinnt (vgl. Fig. 1 und 2), denn einerseits verteilen sich die Deformationen um so gleichmäßiger auf das ganze Material, je mehr die Substanz oberhalb der Fließgrenze verfestigt wird, andererseits besteht die Möglichkeit, daß bei Druckbeanspruchung infolge der Verfestigung die Knickgrenze erreicht wird und Biegefalten entstehen. So kann ein Krustenstreifen durch horizontale Druckspannungen fast „bruchlos“ gefaltet werden, während die infolge der Hochwölbung senkrecht zum Streichen entstandenen Zugspannungen die zahllosen Querverwerfungen erzeugen, die auf jeder geologischen Karte eines Faltengebirges erkennbar sind. Sieht man von der Modifikation des Deformationsbildes durch die spezielle Form des Spannungszustandes ab, so kann man die in den ersten Abschnitten diskutierten Ergebnisse zu einer groben Tiefengliederung tektonischer Vorgänge verwenden:

In der obersten Zone der Erdkruste (bis etwa 1000 m Tiefe) liegt die Fließgrenze verhältnismäßig niedrig. Wird sie überschritten, so entstehen sehr wenig Gleitflächen, längs denen der Zusammenhang des Materials unter Mylonitbildung weitgehend zerstört wird. Auf diese Flächen konzentriert sich die ganze Deformation. Durch reine horizontale Druckbeanspruchungen erzeugte Überschiebungen liegen sehr flach, reine Zugbeanspruchungen verursachen steile Verwerfungen. In der darunter folgenden Zone (1000 bis etwa 4000 m) herrschen ideal plastische Deformationen vor, bei denen sich die Bewegungen ebenfalls noch auf wenige Scherflächen konzentrieren, ohne daß sich der Zusammenhalt längs diesen merklich vermindert, weil auch innerkristalline Vorgänge an ihrer Entstehung beteiligt sind. Charakteristisch für diese Zone sind Horste, Gräben usw., kurz der gesamte Formenschatz der saxonischen Tektonik. Auf diese Erscheinungen sind die Gesetze der Plastizitätstheorie am leichtesten anwendbar. In noch größeren Tiefen unter der Erdoberfläche macht sich der Einfluß der Verfestigung geltend, die eine gleichmäßigere Verteilung der Verformungen auf das ganze Material bewirkt. In dieser Zone entstehen die normalen Faltengebirge. Eine strengere Behandlung solcher Gebilde müßte von Stabilitätsbetrachtungen unter Berücksichtigung der Ergebnisse der modernen Plattentheorie ausgehen. In die nächst tiefere Zone ist schließlich die Entstehung der kristallinen Schiefer zu verlegen, bei denen die Deformation vollständig in die Einzelkristalle hineinverlegt ist und infolgedessen die Verfestigung mit ihren Folgeerscheinungen eine ausschlaggebende Rolle spielt. Eine befriedigende Berücksichtigung des Zusammenhanges zwischen Spannung und Deformation bei der Analyse dieser Erscheinungen ist zur Zeit noch nicht möglich, so daß wir uns auf die von B. Sander und seiner Schule ausgearbeiteten rein kinematischen Methoden beschränken müssen. In dieser Zone ist auch erstmalig der Einfluß der Temperaturerhöhung auf das mechanische Verhalten des Materials sowie derjenige chemischer Umsetzungen zu berücksichtigen. Durch diese Faktoren mag die Fließgrenze herabgesetzt werden, so daß die Fließvorgänge nicht wesentlich größere Spannungen erfordern als in den oberen Zonen der Erdkruste. Gelangt das in großer Tiefe verformte Material in höhere Krustenteile, so kann es infolge der Verfestigung tektonischen Kräften größeren Widerstand entgegensetzen als jungfräuliches Material, es spielt daher die aus vielen geologischen Beispielen bekannte Rolle als „starre Masse“ oder „konsolidierter“ Block.

X. Die Bewegungsgleichungen tektonischer Vorgänge. Da die allgemeine Anwendung der in den ersten Abschnitten entwickelten Theorie zu geologisch vernünftigen Resultaten führt, können wir versuchen, Spezialprobleme in Angriff zu nehmen. Hierzu müssen die Gleichungen (5a) oder (8b) mit der Eulerschen Grundgleichung (1) kombiniert werden, weil uns in der Natur nicht die Geschwindigkeitstensoren, sondern nur Verschiebungsvektorfelder gegeben sind, aus denen wir die Geschwindigkeitsvektoren w bis auf einen Faktor bestimmen können. Da tektonische Vorgänge sehr langsam verlaufen, werden

Beschleunigungskräfte kaum einen merklichen Einfluß ausüben, wir können daher in (1) das Trägheitsglied $\rho \cdot d\mathbf{w}/dt$ vernachlässigen und erhalten:

$$\operatorname{div} S + \operatorname{grad} U = 0 \dots \dots \dots (9)$$

die sogenannten Gleichgewichtsbedingungen, die in Komponentenschreibweise lauten:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\delta \sigma_x}{\delta x} + \frac{\delta \tau_{xy}}{\delta y} + \frac{\delta \tau_{xz}}{\delta z} + X &= 0, \\ \frac{\delta \tau_{xy}}{\delta x} + \frac{\delta \sigma_y}{\delta y} + \frac{\delta \tau_{yz}}{\delta z} + Y &= 0, \\ \frac{\delta \tau_{xz}}{\delta x} + \frac{\delta \tau_{yz}}{\delta y} + \frac{\delta \sigma_z}{\delta z} + Z &= 0, \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (9a)$$

wenn wir mit X, Y, Z die Komponenten von $\operatorname{grad} U$ bezeichnen. Zerlegen wir in Gleichung (9) S in einen hydrostatischen und einen deviatorischen Anteil, so folgt:

$$\operatorname{div} T \cdot p + \operatorname{div} S_0 + \operatorname{grad} U = 0$$

und, da die Divergenz eines Einheitstensors dem Gradienten entspricht:

$$\operatorname{div} S_0 + \operatorname{grad} (U + p) = 0 \dots \dots \dots (9b)$$

Wollen wir nun epirogene Vorgänge beschreiben, so müssen wir S_0 durch die Gleichung (5a) eliminieren, deren vollständige Lösung lautet:

$$S_0 = \frac{2\mu}{\beta} \cdot e^{-t/\beta} \cdot \int_0^t e^{t'/\beta} \cdot \dot{E}_0 dt + S_{01} \cdot e^{-t/\beta} \dots \dots \dots (10)$$

Die Konstante S_{01} ist ein nur vom Ort abhängiger Deviator. Erfolgt die Deformation aus dem spannungslosen Zustand heraus, so wird $S_{01} = 0$. Wir bilden jetzt die Divergenz der Gleichung (10):

$$\operatorname{div} S_0 = \frac{2\mu}{\beta} \cdot e^{-t/\beta} \cdot \int_0^t e^{t'/\beta} \cdot \operatorname{div} \dot{E}_0 dt \dots \dots \dots (10a)$$

Für $\operatorname{div} \dot{E}_0$ führen wir den Geschwindigkeitsvektor \mathbf{w} ein, wobei sich ergibt:

$$\operatorname{div} \dot{E}_0 = \frac{1}{2} \cdot \Delta \mathbf{w},$$

wenn wir annehmen, daß die Kontinuitätsbedingung $\dot{\epsilon}_x + \dot{\epsilon}_y + \dot{\epsilon}_z = 0$ erfüllt ist, die implizit in Gleichung (2) enthalten ist. Das Zeichen

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

stellt den Laplaceschen Operator dar. Den Wert (10a) setzen wir in Gleichung (9b) ein:

$$\operatorname{div} S_0 = \frac{\mu}{\beta} \cdot e^{-t/\beta} \cdot \int_0^t e^{t'/\beta} \cdot \Delta \mathbf{w} dt \dots \dots \dots (10b)$$

und erhalten unter Berücksichtigung von (9b) die gesuchte Bewegungsgleichung*) für epirogene Vorgänge:

$$\frac{\mu}{\beta} e^{-t/\beta} \cdot \int_0^t e^{t'/\beta} \cdot \Delta w \cdot dt = \text{grad} (p + U) \dots \dots \dots (11)$$

die außer den Materialkonstanten μ und β nur den äußeren Druck p , das Potential der Volumenkraft U und die resultierende Geschwindigkeit w enthält. Diese Beziehung ist beispielsweise zu verwenden, wenn wir die rhythmischen Bewegungen der Meeresböden, die sich in der Schichtung und der Sedimentabfolge zu erkennen geben, mechanisch analysieren wollen.

Zur Berechnung orogener Vorgänge stehen uns außer Gleichung (9) die Beziehungen (8b), (8c) und (2) zur Verfügung, also insgesamt zehn Gleichungen mit den zehn Unbekannten: $p_1, p_2, p_3, \sigma_x, \sigma_y, \sigma_z, \tau_{xy}, \tau_{xz}, \tau_{yz}$ und λ , die im Prinzip stets lösbar sind, wenn die Komponenten der Verschiebungsgeschwindigkeit w bekannt sind. Damit ist das tektonische Problem auf ein mathematisches zurückgeführt, das hier im einzelnen nicht diskutiert werden soll.

XI. Durchführung für ein ebenes Verzerrungsproblem. Als Beispiel sei ein Problem behandelt, für das die oben abgeleiteten Beziehungen so einfach werden, daß die vollständige Bestimmung des Spannungszustandes durch direkte Integration möglich ist**). Wir betrachten einen Teil der Erdkruste, der auf einer reibenden Unterlage (Abscherungshorizont) ruht und horizontal in einer Richtung sehr weit ausgedehnt ist (Streichrichtung), so daß wir die Verzerrungen in dieser Richtung vernachlässigen können. Es soll der Spannungszustand berechnet werden, der in dem betrachteten Bereiche herrschen muß, damit sich das Material vollständig im plastischen Zustand befindet. Legen wir die Z -Achse in die Streichrichtung, die X -Achse senkrecht dazu und die Y -Achse in die Vertikale, so können wir die Verzerrung $\epsilon_z = 0$ setzen. Wenn wir ferner die aus Gleichung (5) folgenden kleinen Abweichungen vom Hookeschen Gesetz (3) außer acht lassen, so gilt: $\epsilon_z = 1/E \cdot \left(\sigma_z - \frac{1}{m} \cdot (\sigma_x + \sigma_y) \right) = 0$ oder $\sigma_z = \frac{1}{m} (\sigma_x + \sigma_y)$, worin m die Poissonzahl bedeutet. Die Zahl der unbekanntenen Spannungskomponenten reduziert sich dadurch auf drei, nämlich σ_x, σ_y und $\tau_{xy} = \tau$. Als Massenkraft kommt nur die Schwerkraft in Frage, die in der Y -Richtung wirkt. Sie sei mit $Y = s$ ($s =$ spezifisches Gewicht) bezeichnet. Zur Lösung unserer Aufgabe stehen uns die Gleichgewichtsbedingungen (9a) und die Fließbedingung (8c) zur Verfügung, die für das vorliegende Problem die Form annehmen:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau}{\partial y} &= 0, & \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau}{\partial x} + Y &= 0, \\ \frac{1}{4} (\sigma_x - \sigma_y)^2 + \tau^2 &= \tau_0^2. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (12)$$

*) Die Diskussion der vollständigen Bewegungsgleichungen führte H. Schlechtweg (1929) durch.

***) Die hier verwandten Lösungsmethoden gab L. Prandtl (1923) an.

Wir erhalten also drei Gleichungen mit drei Unbekannten, das Problem ist daher lösbar, ohne daß wir auf den funktionalen Zusammenhang zwischen Spannung und Deformation [Gleichung (8b)] einzugehen brauchen. Die Rechnung gleicht im Prinzip der von A. Nádai (1927, S. 141) durchgeführten, weshalb hier auf eine ausführliche Darlegung verzichtet werden kann. Es ergibt sich für die Spannungskomponenten:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x &= \frac{\tau_0}{a} x \pm 2\tau_0 \sqrt{1 - \frac{y^2}{a^2}} - Y \cdot y + c, \\ \sigma_y &= \frac{\tau_0}{a} x - Y \cdot y + c, \\ \tau &= \frac{\tau_0}{a} y. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (13)$$

worin a den Abstand derjenigen Ebene vom Abscherungshorizont darstellt, in der die Schubspannung τ verschwindet (vgl. Fig. 10 und 11). Das zu diesem Spannungszustand zugehörige Gleitflächenbild kann man berechnen, wenn der

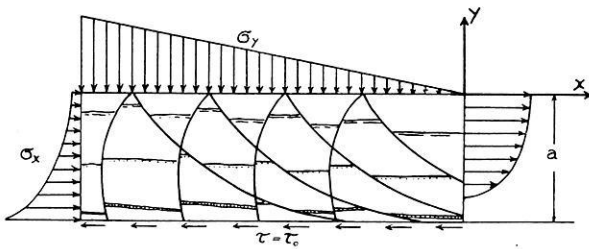


Fig. 10. Lage der Gleitflächen bei ebener plastischer Deformation von Gesteinsmaterial auf reibender Unterlage. „Aktiver Fließzustand“

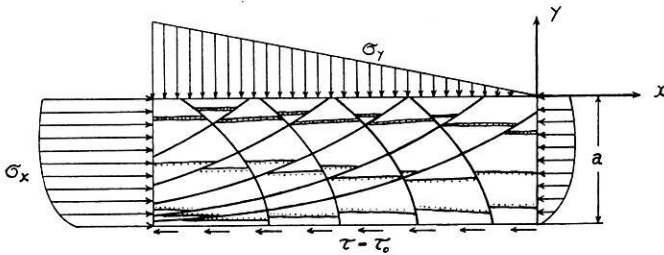


Fig. 11. Lage der Gleitflächen bei ebener plastischer Deformation von Gesteinsmaterial auf reibender Unterlage. „Passiver Fließzustand“

Winkel bekannt ist, den die Gleitlinien mit der Richtung der größten Druckspannung bilden. Dieser beträgt nach den Kármánschen Versuchen unter den in Frage kommenden hydrostatischen Drücken etwa 35° . Berücksichtigt man dies, so erhält man als Gleitflächen die in Fig. 10 oder 11 dargestellten Scharen von

Cykloiden, je nachdem ob man das positive oder das negative Vorzeichen vor der Wurzel in dem Ausdruck für σ_x berücksichtigt. Beide Bilder ähneln in hohem Maße natürlichen Profilen. So entspricht Fig. 10 dem Profil eines Grabenrandes, z. B. dem des Leinetalgrabens, dessen Randverwerfungen in der Gegend von Göttingen mit etwa 40° zum Graben zu einfallen (vgl. Geol. Spezialkarte 1 : 25000, Bl. Göttingen, 3. Auflage), während weiter südlich, wo die Grabenzone infolge der Aufwölbung des Werra-Grauwackengebirges so weit herausgehoben ist, daß der Gleithorizont der Zechsteinsalze entblößt ist, das entsprechende Gleitflächensystem fast horizontal verläuft. Das steile Gegensystem ist im allgemeinen schwächer ausgebildet, da es ungünstiger für die Deformation liegt, und deswegen wohl in den meisten Fällen bei der Kartierung übersehen worden. Daß es vorhanden ist, zeigt das Profil Fig. 12 durch die Zechsteinzone von Hundelshausen, die unmittelbar südlich des Kreuzungspunktes des Leinetalgrabens mit dem

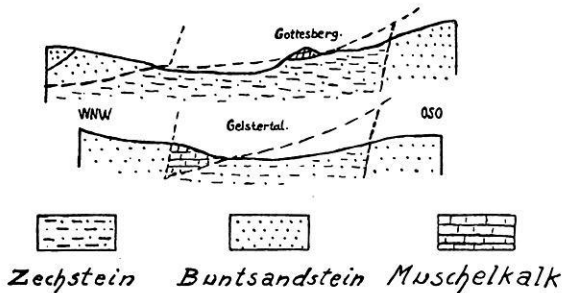


Fig. 12. Zwei Querprofile durch die Zechsteinzone von Hundelshausen (Werra-Gebirge) nach E. Schröder (1924), durch eigene Aufnahmen ergänzt

Grauwackengebirge liegt. Die Profile sind der Arbeit von E. Schröder (1924) entnommen und durch eigene Aufnahmen korrigiert. So wurde die Verwerfung, die das Zechsteingebiet nach Osten gegen den Buntsandstein begrenzt, steil gezeichnet, da die Struktur der unmittelbar angrenzenden Zechsteingipfe und die Geländegestaltung eine solche Lage vermuten lassen. Auch sonst sind senkrechte Brüche mit gleichem Verschiebungssinn, aber von geringerer Bedeutung mehrfach aufgeschlossen. Aus anderen Grabengebieten sind cykloidal gekrümmte Randverwerfungen (sogenannte „Schaufelflächen“) ebenfalls bekannt geworden.

Dem Bild Fig. 11 ähnliche Strukturen fanden G. Richter und R. Teichmüller (1933) in den keltiberischen Ketten des spanischen saxonischen Gebirges. Auch das von H. Scholtz (1929) gezeichnete Profil durch die Münchberger Gneismasse läßt sich mit den tieferen Teilen der Fig. 11 vergleichen.

Es scheinen also die gerechneten Gleitflächenbilder in einer Reihe von Fällen in der Natur verwirklicht zu sein. Wenn dies zutrifft, dann muß bei ihrer Entstehung der durch das Gleichungssystem (13) charakterisierte Spannungszustand

geherrscht haben*). Wir müssen daher die Frage diskutieren, durch welche Kräfteverteilung in der Erdkruste die erforderlichen Spannungsrandbedingungen geschaffen werden können. In dem in Fig. 11 dargestellten Verformungszustand muß an der reibenden Unterlage des Bereiches überall eine Schubspannung von der Größe der Fließgrenze $\tau_0 = 2000$ at vorhanden sein, da anderenfalls der plastische Zustand in dieser Zone nicht erreicht wird. Nach oben zu nimmt die Größe der Schubspannung ab, da der Einfluß der reibenden Unterlage geringer wird. In gleichem Maße wächst die horizontale Normalspannung σ_x an, so daß das plastische Gleichgewicht gewahrt bleibt. Andererseits ändert σ_x auch in horizontaler Richtung ständig seinen Wert, es wird die auf der einen Seite wirkende Druckspannung allmählich unter dem Einfluß der Schubspannung unter der Basis abgebaut. Ein solcher Spannungszustand kann nur durch aktive in der Erdkruste wirkende Druckkräfte erzeugt werden, wobei die reibende Unterlage eine passive, hemmende Rolle spielt. Schließlich sind zum Zustandekommen des Gleitflächenbildes noch vertikale Druckspannungen erforderlich, die durch das Gewicht der überlagernden Gesteinsschichten erzeugt werden. Die Vorgänge sind in der angegebenen Form daher nur in einer gewissen Tiefe möglich.

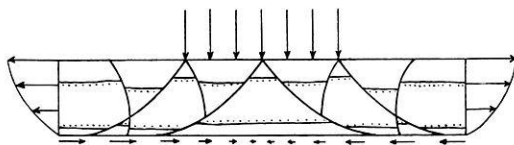


Fig. 13. Durch vertikale Druckkräfte erzeugte Gleitflächen in einer plastischen Masse, die in einer Ebene nach zwei Seiten ausweichen kann und auf reibender Unterlage ruht

In dem Bilde Fig. 10 ändert die Normalspannung σ_x in horizontaler Richtung ihren Sinn, so daß an einer Seite Druckspannungen wirken, die innerhalb des Bereiches immer kleiner werden und schließlich durch Zugspannungen ersetzt werden. Diese Verteilung kann nicht durch aktive Kräfte in der Kruste erreicht werden, es bleiben nur die Möglichkeiten, daß entweder vertikale Druckkräfte wirkten, unter deren Einfluß das Gestein seitlich ausweichen mußte, oder daß an der Basis aktive Schubkräfte angriffen, die den betrachteten Bereich plastisch deformierten und dadurch den errechneten Spannungszustand in dem Material passiv erzeugten. Die Entscheidung zwischen beiden Lösungen ist bei denjenigen Grabenzonen möglich, bei denen das Bild Fig. 10 an beiden Rändern spiegelbildlich auftritt (wie z. B. beim Leinetalgraben). Würden aktive vertikale Kräfte wirken, so müßte eine solche Zone etwa die Gestalt Fig. 13 besitzen, d. h. es müßte in der Mitte der Zone ein nicht plastizierter Kern vorhanden sein, da die

*) Die gleiche Anordnung der Gleitflächen könnte noch dadurch erzeugt werden, daß die Vorzeichen sämtlicher Spannungskomponenten in (13) umgekehrt werden. Dieser Fall scheidet aber für tektonische Vorgänge aus, weil in der Erdkruste in vertikaler Richtung keine Zugspannungen wirken können.

Schubspannung an der Basis ihr Vorzeichen wechselt und daher irgendwo gleich 0 sein muß. In der Umgebung dieses Punktes kann aber die Fließspannung τ_0 nicht erreicht sein. Weiterhin müßten wie in Fig. 13 dargestellt, die flachen Gleitflächen stets nach außen einfallen. Ein solches Gebilde ist meines Wissens noch nirgends in der Natur beobachtet worden. Es bleibt daher nur die zweite Möglichkeit übrig und wir kommen zu dem Schluß, daß Grabenzonen, deren Ränder die Form von Fig. 10 besitzen, nur als Folgeerscheinungen einer aktiven Bewegung des Untergrundes entstehen können, wobei die Kräfte durch die Reibung in einem Abscherungshorizont übertragen werden. Anschaulich erkennen wir die Berechtigung dieses Satzes, wenn wir uns vergegenwärtigen, daß das flache Gleitflächensystem an der Basis Fiederspalten am Abscherungshorizont bilden muß. Da nun dieses flache System in der Natur stets zum Graben zu einfällt, muß sich der Untergrund stärker vom Grabenzentrum fortbewegt haben als die Randschollen des Grabens selbst.

Die angegebene Lösung ist in einem vollständig plastizierten Gebiet eindeutig bis auf eine additive Konstante [c in Gleichung (13)]. Die Größe derselben hängt offenbar von der Wahl des Koordinatensystems ab und ist daher ohne Einfluß auf die Form des Spannungszustandes. Die Größe a gibt die Höhe derjenigen Zone an, an der sich der Einfluß des Untergrundes bemerkbar macht. Sie ändert sich daher mit der jeweiligen Form des Spannungszustandes. In Fig. 10 und 11 wurde $a = 5$ km angenommen.

XII. Zusammenfassung. Um den durch feldgeologische Untersuchungen gewonnenen Bewegungsbildern die entsprechenden Kraftbilder zuordnen zu können, wurden ausgehend von den Kármán und Bökerschen Versuchen an Marmor und Sandstein gesetzmäßige Beziehungen zwischen Spannung und Deformation beim Gestein aufgestellt. Über den Einfluß des Faktors Zeit geben die genannten Experimente keine Auskunft. Dieser wurde daher an einem Material (plastischem Ton) bestimmt, das das gleiche zeitunabhängige Verhalten wie die Gesteine zeigt, dessen Zeitkonstanten aber so klein sind, daß ihre Bedeutung im Laboratorium festgestellt werden kann. Unter der noch unbewiesenen Voraussetzung, daß die Ergebnisse der mechanischen Tonexperimente im Prinzip auf das Material der Erdkruste übertragbar sind, und unter Heranziehung der von den Geophysikern berechneten Zähigkeitswerten wurden die Kármán-Bökerschen Versuche auf tektonische Vorgänge angewandt. Die hierbei gewonnenen allgemeinen Resultate stimmen mit den aus feldgeologischen Beobachtungen gezogenen Schlüssen gut überein, was als Beweis für die Richtigkeit des eingeschlagenen Weges angesehen werden kann. Die entwickelte Theorie konnte daher zur quantitativen Bestimmung der Geschwindigkeiten tektonischer Vorgänge und des für orogene Prozesse notwendigen Energieaufwandes benutzt werden. Schließlich wurde die Rechnung für ein Spezialproblem durchgeführt mit dem Ergebnis, daß in den betrachteten Fällen den tektonischen Bewegungsbildern in eindeutiger Weise Kraftbilder zugeordnet werden konnten.

Literatur

(Z. a. M. M. bedeutet Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik.)

R. Böker: Die Mechanik der bleibenden Formänderung in kristallinisch aufgebauten Körpern. Forschungen auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, H. 175/176. V. D. I.-Verlag, 1915.

S. von Bubnoff: Das Bewegungsbild der Erde und seine Deutung. Naturwissenschaften, S. 699, 1932.

W. P. Bridgman: The compressibility of thirty metals as a function of pressure and temperature. Proceed. of the Am. Acad. of Arts and Sciences **58**, 5, 1923.

H. Cloos: Experimente zur Inneren Tektonik. Centralbl. f. Min. usw. B., S. 609, 1928.

H. Hencky: Zur Theorie plastischer Deformationen und der hierdurch im Material hervorgerufenen Nachspannungen. Z. a. M. M. S. 323, 1924.

Derselbe: Über langsame stationäre Strömungen in plastischen Massen mit Rücksicht auf die Vorgänge beim Walzen, Pressen und Ziehen von Metallen. Z. a. M. M., S. 115, 1925.

K. Hohenemser u. W. Prager: Beitrag zur Mechanik des bildsamen Verhaltens von Flußstahl. Z. a. M. M., S. 1, 1932.

Dieselben: Über die Ansätze der Mechanik isotroper Kontinua, Z. a. M. M., S. 216, 1932.

H. Jeffreys: Plasticity and creep in solids. Proceed. of the Royal Society of London **138**, 283, 1932.

Th. von Kármán: Festigkeitsversuche unter allseitigem Druck. Mitteilungen über Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, H. 118, V. D. I.-Verlag, 1912.

F. Lotze: Der Südteil des Göttinger Leinetalgrabens und der Eichenberger Grabenknoten. Abh. d. Preuß. Geol. L. A., N. F. **139**, 1932.

O. Mohr: Welche Umstände bedingen die Elastizitätsgrenzen und den Bruch eines Materials? Abh. a. d. Gebiete d. techn. Mech., Berlin 1906.

R. von Mises: Mechanik der festen Körper im plastisch deformablen Zustand. Nachricht der Ges. d. Wiss., Göttingen, Math. Phys. Kl., S. 582, 1913.

A. Náday: Der bildsame Zustand der Werkstoffe. Springer 1927.

Derselbe: Plastizität und Erddruck. Handb. d. Phys. **6**, Berlin 1928.

L. Prandtl: Anwendungsbeispiele zu einem Henckyschen Satz über das plastische Gleichgewicht. Z. a. M. M., S. 401, 1923.

Derselbe: Ein Gedankenmodell zur kinetischen Theorie der festen Körper. Z. a. M. M., S. 85, 1928.

G. Richter u. R. Teichmüller: Die Entwicklung der keltiberischen Ketten. Abh. d. Ges. d. Wiss., Göttingen, Math. Phys. Kl., 3. Folge, Heft 7, 1933.

B. Sander: Gefügekunde der Gesteine, Wien 1930.

H. Schlechtweg: Ein Beitrag zur Theorie der nicht vollkommen elastischen Körper. Ann. d. Phys. **3**, 997, 1929.

Derselbe: Das Verhalten spröder Körper unter hohen Drucken und der spröde Bruch. Ingenieurarchiv 1933.

F. Schleicher: Der Spannungszustand an der Fließgrenze (Plastizitätsbedingung). Z. a. M. M., S. 199, 1926.

W. Schmidt: Tektonik und Verformungslehre. Berlin 1932.

H. Scholtz: Zum Bewegungsmechanismus der Münchberger Gneismasse. Centralblatt f. Min., Abt. B, S. 379, 1929.

E. Schröder: Tektonische Studien an niederhessischen Gräben. Göttinger Beiträge zur saxonischen Tektonik, Abh. d. Preuß. Geol. L. A., N. F., **95**, 1924.

B. Weinberg: Some results of experimental study of substances having considerable internal friction. Indian Journal of Physics **1**, 279, 1927.

Eine Erdbebenwarte im Gebiete der Schwäbischen Alb

Von W. Hiller, Stuttgart

Kurzer Bericht über den bisherigen Stand unserer Kenntnisse von der Erdbeben-tätigkeit im Gebiet der Schwäbischen Alb und über die Notwendigkeit der Errichtung einer Erdbebenwarte auf der Alb selbst. Beschreibung von Lage und Einrichtung der neuen Erdbebenwarte in Meßstetten-Ebingen.

Durch die beiden mitteleuropäischen Beben vom 16. November 1911 und 20. Juli 1913 wurde eigentlich zum erstenmal die allgemeine Aufmerksamkeit der Seismologen auf die Schwäbische Alb als Erdbebenherd gelenkt. Die Streuung der damals vorgenommenen, mikroseismischen Herdbestimmungen (Galitzin, Gutenberg, A. Mohorovičić, Reutlinger-Zeissig, Aug. Schmidt) ist recht beträchtlich; in Anbetracht der damaligen Zeitgenauigkeit und meist kleinen Registriergeschwindigkeiten ist dies nicht weiter verwunderlich; eine weitere Neubearbeitung des umfangreichen, mikroseismischen Materials wäre daher auch so gut wie zwecklos. Die größte Wahrscheinlichkeit hat das von Sieberg¹⁾ 1924 auf Grund der makroseismischen Beobachtungen angegebene Epizentrum auf der Ebinger-Balinger Alb (in der Nähe des Zitterhofes); denn die zahlreichen schwachen Nachbeben fallen makroseismisch alle in die Ebinger Gegend. In den letzten 20 Jahren gingen von der Schwäbischen Alb von Zeit zu Zeit noch weitere, meist schwächere Beben aus, und dies wird auch fernerhin noch der Fall sein. Es erhebt sich daher die Frage, ob es möglich ist, im Laufe der Zeit mikroseismisch gewissermaßen die Feinstruktur dieses Bebenherdes zu bestimmen und aus der azimutalen Verteilung der Richtung der ersten Bodenbewegung (\bar{P} , P^* , P_n) Rückschlüsse auf die mechanischen Vorgänge im Herd selbst zu ziehen. Von der Beantwortung dieser Fragen verspreche ich mir eine wertvolle Weiterführung der Probleme über den geologisch-tektonischen Aufbau der Schwäbischen Alb selbst, in gewisser Hinsicht sogar des ganzen nördlichen Alpenvorlandes. Sehr zu begrüßen ist, daß vom Geologischen Institut in Tübingen²⁾ seit einigen Jahren auch die Oberflächentektonik der Schwäbischen Alb eingehend untersucht und bearbeitet wird. Vielleicht lassen sich so auch gelegentlich Zusammenhänge zwischen Bebenherd und junger Oberflächentektonik feststellen.

Vorbedingung für die mikroseismische Untersuchung der Feinstruktur der Albbeben ist das Vorhandensein einer Anzahl günstig gelegener, guter Erdbebenwarten. Zum Glück trifft dies schon jetzt zu einem großen Teil zu, ringsherum liegen die benachbarten Erdbebenwarten Stuttgart, Hohenheim, Ravensburg, Chur, Zürich, Neuchâtel, (Basel), Straßburg, Karlsruhe, Heidelberg, (Nördlingen) und München. Die Bearbeitung der Albbeben in den letzten 5 Jahren unter Benutzung der Originalregistrierungen der genannten Stationen hat schon einige interessante Ergebnisse gebracht. Das wichtigste ist bisher, daß das Herdgebiet sich nicht in verhältnismäßig enger Begrenzung nur auf die Ebinger Gegend beschränkt, wie man seit 1911 im allgemeinen annahm, sondern eine größere

Ausdehnung über die ganze Südwestalb (einschließlich Voralb) bis herüber nach der mittleren Alb hat. Die einzelnen Beben, die diesen neuen Untersuchungen zugrunde liegen und deren eingehende Bearbeitung an anderer Stelle bereits veröffentlicht wurde bzw. noch veröffentlicht wird, seien hier nur kurz aufgezählt: Beben am 30. August 1928³⁾, Herd unter der Voralb und zwar in Form einer etwa 20 km langen Herdlinie von Sebastiansweiler bis Erlaheim; Herdtiefe etwa 10 bis 25 km, wahrscheinlich näher bei 10 als bei 25 km. — Schwaches Beben am 6. Januar 1930⁴⁾, Epizentrum im Dreieck Ebingen—Onstmettingen—Bitz. — Schwaches Beben am 18. Juli 1930⁴⁾, Epizentrum zwischen Hechingen und Onstmettingen. — Beben am 11. Dezember 1931⁵⁾, Herd unter der Balinger-Ebinger Alb (Heselwangen—Zillhausen), Herdtiefe etwa 35 km. — Beben am 22. Dezember 1931⁵⁾, Herd unter der Reutlinger-Uracher-Münsinger Alb (Lonsingen—Kohlstetten), Herdtiefe etwa 20 km. Der Herd dieses Bebens liegt schon im südwestlichen Randgebiet der Uracher (tertiären) Vulkanembryone. Die Epizentren dieser beiden zuletzt genannten Beben, die sich innerhalb von 11 Tagen ereigneten, liegen annähernd 40 km weit auseinander. — Zwei stärkere Beben am 21. Februar 1933 mit einem schwachen Vorbeben und zahlreichen Nachbeben⁶⁾. Die Bearbeitung dieser jüngsten Beben ist noch nicht abgeschlossen, die Herde liegen aber in der Hauptsache wieder unter der Balinger-Ebinger Alb. — Schwaches Beben am 4. Juni 1933⁶⁾, Herd südlich von Münsingen, wahrscheinlich geringe Herdtiefe. Alle diese mikroseismischen Herdbestimmungen sind durch die makroseismischen Beobachtungen, die in den letzten Jahren ebenfalls neu organisiert wurden, auf das beste bestätigt.

Die seither dem Alpherd nächstgelegenen Erdbebenwarten waren Stuttgart und Hohenheim, mit einer Epizentralentfernung von 40 bis 60 km je nach Lage des Herdes. Für die möglichst genaue Festlegung der einzelnen Herde und namentlich auch für die Bestimmung der Herdtiefen war aber eine Erdbebenwarte in noch größerer Herdnähe auf der Schwäbischen Alb selbst dringend erwünscht. Die Vorarbeiten für diese Warte wurden schon vor 3 Jahren begonnen, infolge der Sparmaßnahmen hat sich aber die Durchführung etwas verzögert. Erst in diesem Frühjahr (ab 2. Juni 1933) konnte die neue Warte teilweise in Betrieb genommen werden. Die endgültige Wahl des Platzes fiel auf Meßstetten O.-A. Balingen, etwa 6 km südwestlich von Ebingen; dabei waren in erster Linie geeignete Unterbringungsmöglichkeit der Instrumente und guter Untergrund ausschlaggebend. Dieser Ort liegt schon nicht mehr in dem oben umrissenen, eigentlichen Herdgebiet, sondern etwas westlich davon, während Bitz, das ebenfalls einigermaßen geeignete Unterbringungsmöglichkeit geboten hätte, noch in diesem liegt, dafür aber auch in einer tektonischen Störung (dem verlängerten Hohenzollerngraben). Die neue Warte ist in einem Untergeschoßraum des Meßstettener Gemeindehauses untergebracht, an der Außenwand etwa 2 m unter Tag, nach außen vollkommen abgeschlossen, so daß der tägliche Temperaturgang im Raum gering ist. Das Gebäude liegt fernab von jeglichem Verkehr und steht unmittelbar auf den Massenkalken (kompakter Fels) des Weißen Jura, am hinteren Ende

des Lautlinger Tales. Die Instrumentensockel sind vom Gebäude selbst und den Fußböden getrennt und in diesen Massenkalken, die an dieser Stelle oben etwas mit Lehm durchsetzt waren, etwa $\frac{1}{2}$ m tief fundiert. Die Koordinaten sind: $B = 48^{\circ} 10' 54''$ N., $L = 8^{\circ} 57' 45''$ E. Gr.; Höhe $H = 905$ m über N. N. Die höchste Erhebung in der näheren Umgebung ist der Weichenwang mit 988 m über N. N., etwa $1\frac{1}{2}$ km westnordwestlich von der Warte. Gegen Norden öffnet sich das tief eingeschnittene Lautlinger Tal, im übrigen sind keine weiteren Geländebesonderheiten zu erwähnen. Die Gesamtmächtigkeit der Sedimente unter der Warte (Jura, Keuper, Muschelkalk, Buntsandstein und Rotliegendes) dürfte rund 1500 m betragen.

Aufgestellt sind bis jetzt zwei Horizontalschwerpendel, in Nord—Süd und Ost—West orientiert, und zwar auf einem gemeinsamen, in Rechtwinkelform ausgeführten Sockel, der oben in gleicher Höhe mit dem Fußboden abschneidet. Im übrigen sind die beiden Pendel vollständig unabhängig voneinander. Die träge Pendelmasse beträgt je 80 kg, aufgehängt an einem soliden Gestell, das mit dem Sockel gut verbunden ist. Vorgesehen ist noch die Aufstellung eines kleinen Wiechertschen Vertikalseismographen mit ebenfalls 80 kg träger Masse, sobald die Mittel dafür vorhanden sind; der Sockel für diese Vertikalkomponente ist bereits da. Ein weiterer, sehr wichtiger Teil der Einrichtung fehlt allerdings zunächst ebenfalls noch, eine gut gehende Kontaktuhr. Vorgesehen ist eine Riefleruhr, wie die in der Stuttgarter Erdbebenwarte, mit einer Zeitgenauigkeit von mindestens $\frac{1}{10}$ Sekunde bei täglichem Uhrvergleich mit dem Zeitsignal von Nauen oder Eiffel. Vorerst ist nur eine kleine Kontaktuhr vorhanden, die zur Kontrolle der Minutenlängen auf den Streifen dient. Wenn so auch die absolute Zeit vorerst noch nicht entnommen werden kann und ein unmittelbarer Vergleich der Einsatzzeiten mit denen der umliegenden Warten vorerst noch nicht möglich ist, so lassen sich doch wenigstens zunächst Azimutbestimmungen und aus den Zeitdifferenzen der einzelnen Einsätze Entfernungs- und auch Herdtiefenberechnungen anstellen.

Die Hauptaufgabe der aufgestellten Instrumente ist die Registrierung sowohl schwacher als auch stärkerer Nahbeben, darauf mußte bei ihrem Bau besondere Rücksicht genommen werden. Die Instrumente sollen einerseits sehr empfindlich sein, um auch die schwächsten Beben noch aufzuzeichnen, andererseits sollen sie bei stärkeren Beben aber auch nicht in Unordnung geraten. Über Einzelheiten dieser beiden Horizontalschwerpendel habe ich bis jetzt nur in den Einleitungen zu den Seismischen Berichten der Württ. Erdbebenwarten der Jahre 1931 und 1932 berichtet, daher sei einiges davon hier kurz erwähnt. Die statische Vergrößerung beträgt etwa 60 bis 70 (am Ende der Stoßstange etwa 3, dann einmalige Hebelübertragung); bei 80 kg träger Masse also keine übertriebene Vergrößerung. Der kürzere Arm des Vergrößerungshebels ist als horizontale Gabel aus messerscharfen, gehärteten Stahlschneiden ausgebildet, in die ein rollend gelagerter, ebenfalls gut gehärteter Stift am Ende der Stoßstange ganz genau eingepaßt ist. Die Reibung dieser Übertragung ist bei sorgfältiger mechanischer

Ausführung gering, andererseits ist diese Übertragung sicher, so daß auch bei stärkeren Stößen kein Abreißen zu befürchten ist. Bei der Lagerung des ganzen Übertragungshebels in der senkrechten Achse wurde ebenfalls auf Erzielung möglichst kleiner Reibung geachtet. Der Schreibarm selbst ist ein sehr leichtes Röhrechen von 1 mm Durchmesser, hergestellt aus 0,05 mm starker Aluminiumfolie. Seine horizontale Achse ist in zwei Achathohlkonussen gelagert, die an der Innenseite der normalen Schreibarmgabel mit Schellack angekittet sind. Die Öffnung dieser Gabel läßt sich durch eine im hinteren Teil eingeklemmte Spreize sehr fein regulieren, so daß die Schreibarmachse seitlich gerade nicht mehr gedrückt wird, aber auch keine Luft hat. Bei dieser Lagerung läßt sich sehr leichtes und doch sicheres Aufliegen der Schreibspitze auf dem Papier erreichen. Auf diese Weise erhält man bei etwa 65facher Vergrößerung mit Leichtigkeit ein $r/T_0^2 = 0.001 - 0.004 \text{ mm/sec}^2$ je nach Berührung und Aufliegen der Schreibspitze, also eine Reibung von nur 0.1 bis 0.3 Dyn.

Die Abhebevorrichtung des Schreibarmes zur Zeitmarkierung wurde abweichend von der meist üblichen ausgeführt. Bei der üblichen Anordnung wird der Schreibarm durch einen Bügel vom Papier abgehoben, und zwar meist ziemlich heftig, die Minutenlücken werden durch das nachfolgende Hüpfen der Schreibspitze oft unnötig lang, namentlich bei großer Registriergeschwindigkeit. Statt der Bügelabhebung habe ich daher folgende einfache Anordnung gewählt: Der Schreibarm ist wie üblich ausgebildet, das Laufgewichtchen zum Ausbalancieren besteht aber aus weichem Eisen. Unter diesem, etwas rückwärts, sitzt unmittelbar die Elektromagnetspule, die im Zeitmarkenstromkreis liegt. Der günstigste Abstand zwischen beiden läßt sich leicht einregulieren. Der Schreibarm wird präzise, aber doch nur ganz leicht abgehoben; er erfährt dabei keinerlei grobe Erschütterung, wie man dies bei der Bügelabhebung häufig beobachten kann. Da er sehr leicht ausbalanciert ist, genügt zum Abheben schon die kleinste Kraft; der Stromverbrauch (aus Trockenelementen) ist gering, und die Kontakte sind gleichzeitig geschont, beides für den ungestörten Betrieb einer derartigen Außenstation nicht zu unterschätzende Vorteile. Das Aufsetzen der Schreibspitze erfolgt wieder sehr sauber und namentlich nicht hart, das sonst so störende Hüpfen fällt vollständig weg. Um die bei größeren Abweichungen von der Ruhelage — wenn das Ausgleichgewichtchen nicht senkrecht über dem Spulenkern sitzt — etwa auftretenden, seitlich wirkenden Kräfte zu vermeiden, die im Augenblick der Minutenlücke die Amplitude etwas fälschen könnten, wurde dem Spulenkern oben eine seitlich verbreiterte Form gegeben (Näheres darüber in der Einleitung zum Jahresbericht 1932). Die mit dieser Anordnung in den letzten $1\frac{1}{2}$ Jahren gemachten Erfahrungen sind nur gute, sie dürfte sich auch bei anderen mechanisch registrierenden Seismometern empfehlen.

Die Dämpfung erfolgt magnetisch. Am vorderen Ende der Stoßstange ist links und rechts symmetrisch je eine 5 mm starke Kupferplatte angebracht, die im Feld von zwei kräftigen vierfachen Hufeisenmagnetmagazinen aus Wolframstahl liegt. Bei dieser Anbringung der Dämpferplatten kommt also keinerlei

Reibung mit herein. Die Dämpfung ist zwar nicht so wirksam, wie wenn die Dämpferplatten in einem Teil mit stärkerer Vergrößerung eingebaut wären. Immerhin ergibt sich bei einer Eigenperiode von etwa 9 Sekunden ein Dämpfungsverhältnis von 2 bis 3, das bei der genannten Eigenperiode für die Registrierung von Nahbeben vollkommen ausreichend ist.

Die Registrierapparate sind ganz auf die Registrierung von Nahbeben eingestellt. Es sind zwei vollständig voneinander unabhängige Laufwerke mit Gewichtsaufzug und Pendelregulator; die Registriergeschwindigkeit beträgt 60 mm pro Minute, was für die Analyse der Aufzeichnungen unbedingt erforderlich ist. Die Streifen sind 90 cm lang und 25 cm breit und reichen jeweils für einen vollen Tag. Auch der Registrierapparat für die geplante Vertikalkomponente wird dieselbe Registriergeschwindigkeit erhalten. — Das eingangs erwähnte schwache Beben am 4. Juni 1933 mit dem Herd in der Gegend von Münsingen wurde gleich am zweiten Tag der Inbetriebnahme der neuen Warte dort aufgezeichnet; die genaue Festlegung des Herdes war infolge der geringen Reichweite des Bebens nur mit Hilfe dieser Registrierungen möglich.

Literatur

¹⁾ A. Sieberg und R. Lais: Das mitteleuropäische Erdbeben vom 16. November 1911, Bearbeitung der makroseism. Beobachtungen. Veröffentl. d. Reichsanst. f. Erdbebenforsch. in Jena, Heft 4.

²⁾ A. Roll (grundlegend für die neueren Untersuchungen): Die Stratigraphie des oberen Malm im Lauchertgebiet (Schwäbische Alb) als Unterlage für tektonische Untersuchungen. Abhandl. d. Preuß. Geol. Landesanstalt, N. F., Heft 135.

³⁾ W. Hiller: Die Herdform des Schwäbischen Bebens am 30. August 1928. Gerl. Beitr. z. Geophys. **22**, 103—114, 1929.

⁴⁾ W. Hiller: Seismische Berichte der Württ. Erdbebenwarten 1930, Anhang S. 3.

⁵⁾ Ebenda 1931, Anhang S. 1—9.

⁶⁾ Ebenda 1933, Anhang (erscheint erst Anfang 1934).

Das Erdbeben im Fuldagebiet vom 15. Januar 1933

Von **H. Landsberg**, Frankfurt a. M. — (Mit 1 Abbildung)

Am 15. Januar 1933 ereignete sich abends gegen 23¹/₂ Uhr MEZ. im Gebiet zwischen Vogelsberg und Rhön ein leichter Erdstoß. Nach den besonders sorgfältig bearbeiteten Karten von A. Sieberg¹⁾ ist ein älterer Herd aus diesem Gebiet nicht bekannt. Da der Stoß nur sehr schwach war, gelangte er in dem nicht sehr dicht besiedelten Land nur vereinzelt zur Beobachtung, zumal die meisten Bewohner zur angegebenen Zeit auch wohl schon im Schlaf gelegen haben mögen. Insgesamt liegen nur 25 Meldungen aus 23 Orten vor, ein Material, das nur einen ungefähren Überblick und ganz rohe Isoseisten ermöglicht (Fig. 1). Die Stärke 4 der Mercalli-Sieberg-Skala wurde nur in der Umgebung von Flieden erreicht, während in Großenlüder im Norden des erschütterten Bezirks diese Stärke noch etwas überschritten wurde, den Grad 5 aber nicht ganz erreichte. Sowohl bei Flieden als auch in Großenlüder lassen sich geologische Gründe für

die Intensität geltend machen, da sich durch beide Orte Verwerfungen durchziehen. Es ist allerdings sehr fraglich, ob man eine dieser Verwerfungen als Herdstörung ansehen darf, da eine hohe Wahrscheinlichkeit besteht, daß man es überhaupt nicht mit einem tektonischen Erdbeben zu tun hat. Die außerordentlich geringe makroseismische Ausdehnung (maximal etwa 40 km Durchmesser) und die ebenfalls sehr kleine mikroseismische Reichweite*) lassen eher ein Einsturzbeben vermuten. Diese Ansicht, die auch Sobotha in einer Zeitungsnotiz ausgesprochen hat²⁾, findet im geologischen Aufbau eine gute Stütze. Etwa 500 m unter der Erdoberfläche haben wir ungefähr unter dem Mittelpunkt des Bebengebietes etwa 250 m mächtige Zechsteinsalzlager unter dem Buntsandstein. Fig. 1 zeigt auch die ungefähre Ausdehnung der Salzlagerstätten nach einer Karte von E. Schröder³⁾.

Die Salzlagerstätten sind durch Bohrungen gut bekannt, zumal in zwei Gruben, Ellers und Neuhoft, Kalisalze abgebaut werden. Eine Anfrage bei der Wintershall A.-G., der diese Gruben gehören, ergab allerdings, daß dort über und unter Tage nach dem Beben keinerlei Veränderungen beobachtet wurden. Trotzdem ist anzunehmen, daß das Beben durch Auslaugungsvorgänge in den Salzlagern entstanden ist, und daß die schwache Einsturzenergie an den vorhandenen tektonischen Störungsstellen Bewegungen ausgelöst hat, die als Zusatzenergien in Erscheinung traten. Man kann auch, was die geologischen Verhältnisse anbelangt, das Beben als ein Gegenstück zu dem von Sieberg und Krumbach bearbeiteten Einsturzbeben vom 28. Januar 1926 in Thüringen⁴⁾ ansehen.

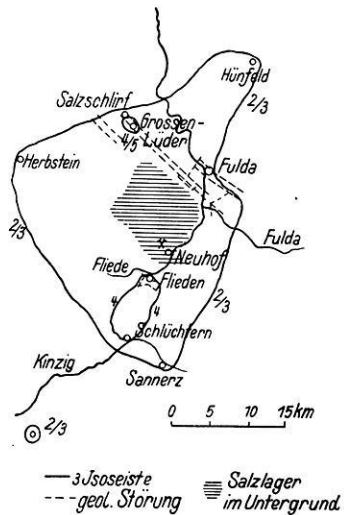


Fig. 1. Schüttergebiet des Bebens vom 15. Januar 1933

Literatur

1) A. Sieberg: Erdbebengeographie, Abschn. 6, Bd. 4 von B. Gutenbergs Handb. d. Geophys. 1932.

2) Dr. Sobotha: Zum Erdbeben im Fliedegebiet, Fuldaer Zeitung vom 24. Januar 1933.

3) E. Schröder: Die Kalisalzlagerstätte von Neuhoft-Ellers (Fuldagebiet). Jahrb. d. Preuß. Geol. Landesanst. 51, Teil 1 (1930).

4) A. Sieberg u. G. Krumbach: Das Einsturzbeben in Thüringen vom 28. Januar 1926, Veröffentl. d. Reichsanst. f. Erdbebenforsch. in Jena, Heft 6 (1927).

Frankfurt a. M., Universitätsinstitut für Meteorologie und Geophysik.

*) Auf dem Taunus-Observatorium zeichneten die kleinen Mainkapendel nichts mehr an und in Göttingen wurde laut einer brieflichen Mitteilung von Herrn Professor Angenheister um 23^h 22^m 29^s nur ein ganz schwaches Beben mit einer Maximalbewegung von $\frac{1}{2} \mu$ registriert.

Über die Homogenität des Magnetfeldes bei symmetrischer Spulenanordnung

Von **G. Fanselau**, Berlin-Charlottenburg — (Mit 1 Abbildung)

Die in einer früheren Arbeit von mir berechneten Spulenaggregate zur Erzeugung homogener Magnetfelder hatten gleiche Windungszahl und gleiche Stromstärke der Spulen zur Voraussetzung. Unter Verzicht auf diese Voraussetzung gelangt man mitunter zu konstruktiv geeigneteren Anordnungen.

Zur Erzeugung der in der erdmagnetischen Meßtechnik erforderlichen weitgehend homogenen Magnetfelder diente bisher die sogenannte Helmholtzsche Spulenanordnung: zwei symmetrische konaxiale Spulen im Abstand ihres Radius. Da der meßtechnisch verwertbare Raum bei hohen Genauigkeitsansprüchen trotzdem relativ klein ist, habe ich in einer früheren Arbeit*) Kombinationen von symmetrischen Spulen berechnet, welche eine schrittweise Annäherung an das absolut homogene Feld bedeuten. Bei den Berechnungen hatte ich damals vorausgesetzt, daß alle Spulen gleiche Windungszahl haben und vom gleichen Strom durchflossen werden sollten. Diese Voraussetzung bedeutet nur eine Strommessung, ein Umstand, der bei Präzisionsmessungen von ausschlaggebender Bedeutung sein kann. Schon damals habe ich aber bemerkt, daß man durch Beschickung der Spulen mit Strömen verschiedener Stärke zu anderen, mitunter räumlich etwas geeigneteren Anordnungen gelangen kann. Unter diesen Umständen ist es möglich, die konstruktiv etwas störende Tatsache, daß die verschiedenen Spulenpaare nicht in derselben Vertikalebene liegen, zu beseitigen.

Im folgenden sollen nun kurz die einfachen Rechnungen angegeben werden, die die gestellte Aufgabe lösen. Dabei ist es zweckmäßig, eine neue Größe $Z = nI$ (n Windungszahl, I Stromstärke des Spulenstromes) einzuführen. Als Ausgangspunkt dient wieder die Gleichung (4) der oben zitierten Arbeit, nur mit dem Unterschied, daß für die einzelnen Spulenpaare jetzt verschiedene Z_v maßgebend sind:

$$\psi = \frac{4\pi}{c} \sum_1^k Z_v \left[Z_v - v_v^2 Z_v \sum_{1,3,5}^{\infty} \frac{1}{n} \left(\frac{r}{R} \right)^n P_n u P'_n u_v \right] \dots \dots (1)$$

Es soll nun die Forderung erfüllt werden, daß die Spulenpaare alle denselben Abstand $2d$ voneinander haben. Dann ergibt sich mit

$$\frac{u_v}{d} = \frac{1}{R_v} \quad \text{jetzt} \quad \psi = \frac{4\pi}{c} \sum_1^k Z_v \left(Z_v - v_v^2 Z_v \sum_{1,3,5}^{\infty} \frac{r^n}{n} \cdot P_n u \cdot \frac{u_v^n}{d^n} P'_n u_v \right). \quad (2)$$

Will man nun wieder in (2) die höheren (3., 5., ...) Glieder, durch welche die Inhomogenitäten bedingt sind, zum Verschwinden bringen, so muß man folgendes Gleichungssystem erfüllen:

$$\left. \begin{aligned} \beta_{13} + \beta_{23} D_2 + \beta_{33} D_3 + \dots + \beta_{k3} D_k &= 0 \\ \beta_{15} + \beta_{25} D_2 + \beta_{35} D_3 + \dots + \beta_{k5} D_k &= 0 \\ \vdots & \\ \beta_{1n} + \beta_{2n} D_2 + \beta_{3n} D_3 + \dots + \beta_{kn} D_k &= 0 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3)$$

*) G. Fanselau: Die Erzeugung weitgehend homogener Magnetfelder durch Kreisströme. Zeitschr. f. Phys. **54**, 260—269, 1929.

Dabei bedeutet $\beta_{r,n} = (1 - u_r^2) u_r^n P'_n u_r$ und $D_k = Z_k/Z_1$. Die u_r bestimmen sich, wie in der obengenannten Arbeit näher auseinandergesetzt ist, wieder aus der Bedingung $P'_n u_r = 0$, wodurch das Störungsglied n ter Ordnung zum Verschwinden gebracht ist. Man überzeugt sich leicht, daß dann in (3) gerade die nötige Zahl von Gleichungen übrigbleibt, um auch alle vorhergehenden Störungsglieder zu beseitigen. Der Fall der ersten Näherung scheidet hier als unwesentlich aus. Es soll auch nur die zweite Näherung genauer berechnet werden. Hier sind nun mit den u_r als Wurzeln der Gleichung $P'_5 u = 0$ alle $\beta_{v,5} = 0$, und es bleibt in (3) als restliche Bestimmungsgleichung der noch verfügbaren Stücke nur:

$$\beta_{1,3} + D_2 \beta_{2,3} = 0, \quad \text{oder} \quad D_2 = - \frac{\beta_{1,3}}{\beta_{2,3}} \dots \dots \dots (4)$$

Die numerische Durchrechnung mag die Verhältnisse erläutern. $P'_5 u = 0$ hat die beiden Doppelwurzeln $u_1 = \pm 0.765045$ und $u_2 = \pm 0.285232$, den beiden Spulenpaaren entsprechend. Mit diesen Zahlenwerten wird $D_2 = 28.2897 = Z_2/Z_1$. Durch entsprechende Wahl des Verhältnisses der Windungszahlen und Stromstärken der beiden Spulenpaare gibt es jetzt natürlich mannigfache Möglichkeiten. Will man nur eine Strommessung ausführen, also die Spulenpaare hintereinander schalten, so kann man den Zahlenwert von D_2 durch die Windungszahlenverhältnisse $85/3$ oder $113/4$ recht gut approximieren. Aber selbst wenn die Spulen mit Strömen verschiedener Stärke beschickt werden, kann eine, dann freilich zum Teil relative Strommessung ausreichen. Die geometrische Anordnung der Spulenpaare ist in Fig. 1 veranschaulicht. Man erhält bei beliebigen d für $a_1 = d \cdot 0.841730$ und für $a_2 = d \cdot 3.360269$. Für das Grundfeld einer solchen Anordnung ergibt sich $H_0 = Z_1/d \cdot 9.71355$.

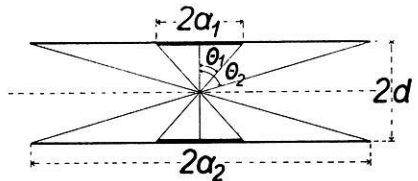


Fig. 1. Spulenordnung der 2. Näherung

In diesem Zusammenhang ist es nicht uninteressant, den Versuch zu unternehmen, die Homogenität des Feldes einer Helmholtzspule durch in derselben Vertikalebene befindliche Korrektionspulen zu verbessern. Man überzeugt sich jedoch leicht, daß man hier durch Hinzufügen nur eines Spulenpaares die Forderung, auch das Störungsglied 5. Ordnung zu beseitigen, nicht erfüllen kann.

Zum Schluß sei noch darauf hingewiesen, daß man natürlich ebensogut auch die Forderung der Gleichheit der Radien der verschiedenen Spulenpaare erfüllen kann. Man hat ja dann nur für $1/R_r = v_r/a$ zu setzen und dann alle Rechnungen analog durchzuführen. Wegen der geringen Bedeutung solcher Anordnungen soll hier jedoch auf die Rechnung verzichtet werden.

Magnetisches Observatorium, Laboratorium Potsdam.

Studie über das luftelektrische Potentialgefälle und dessen Unruhe unter besonderer Berücksichtigung des Einflusses einer Großstadt

Von **Heinrich Kuhn**, Frankfurt a. M. — (Mit 14 Abbildungen)

1. Einleitung. — 2. Beschreibung der Meßstellen. a) Meteorologisch-Geophysikalisches Institut. b) Flugwetterwarte. c) Taunusobservatorium. — 3. Perioden des Potentialgefälles. a) Jährlicher Gang in der Stadt und auf dem Flugplatz. b) Täglicher Gang in der Stadt, auf dem Flugplatz und auf dem Taunusobservatorium. c) Erklärung für den jährlichen und für den täglichen Gang. — 4. Potentialgefälle und Windrichtung in der Stadt und auf dem Flugplatz. — 5. Potentialgefälle und Luftkörper in der Stadt und auf dem Flugplatz. — 6. Definition der Unruhe.

Einleitung. Das luftelektrische Potentialgefälle ist ein Element, das von der Reinheit der Luft in starkem Maße abhängig ist. Man hat schon vermutet, daß es durch den Staub und Rauch der Stadt viel größere Werte annimmt als in stadtfernen Gegenden. Es ist wünschenswert, wenn der Einfluß der Stadtluft auf das Potentialgefälle einmal untersucht wird. Ähnliche Versuche wurden schon einmal in Dresden-Wahnsdorf¹⁾ und Potsdam²⁾ gemacht. Bei beiden Meßorten wurde ein deutlicher Einfluß der Stadtluft auf das Potentialgefälle festgestellt. Günstiger für eine derartige Untersuchung ist die Anordnung zweier Meßstellen, eine innerhalb und eine außerhalb einer Stadt. Ein solcher Versuch wurde während des Jahres 1931 in Frankfurt a. Main ausgeführt. Es wurde gleichzeitig das Potentialgefälle im Meteorologisch-Geophysikalischen Institut (das innerhalb der Stadt liegt) und auf der Flugwetterwarte (die ganz außerhalb der Stadt liegt) (Fig. 1) registriert. Es zeigen sich dabei erhebliche Unterschiede in den einzelnen Werten, wie die vorliegende Arbeit zeigen wird.

Ebenso charakteristisch wie das Potentialgefälle selbst ist seine Veränderlichkeit, die periodisch und unperiodisch sein kann. Man kennt schon lange die jährliche und die tägliche Schwankung des Gefälles. Es gibt aber noch kurze periodische und unperiodische Schwankungen des Gefälles. Innerhalb einer Stunde, ja in Bruchteilen einer Sekunde können Schwankungen auftreten. Es erscheint zweckmäßig, eine Maßzahl für die kurzen unperiodischen Veränderlichkeiten nach einer Größe zu suchen, die diese „Unruhe“ angibt. Auch ist es nicht ausgeschlossen, daß man auf diesem Wege etwas tiefer in den Mechanismus des luftelektrischen Potentialgefälles eindringen kann. Vom bioklimatischen Standpunkt aus dürfte die Unruhe auch von Interesse sein. In jüngster Zeit wurde auf die mögliche bioklimatische Bedeutung der Ionen hingewiesen³⁾. Auch dem Potentialgefälle hat man häufig eine gewisse bioklimatische Beeinflussung des Organismus zugeschrieben. Unter anderem wies schon A. von Humboldt⁴⁾ darauf hin. C. Dorno⁵⁾ hat wohl als einer der ersten das luftelektrische Potentialgefälle bei der Betrachtung des Klimas von Davos berücksichtigt. Ob diesen Spannungen

in der Luft wirklich eine solche Bedeutung zukommt, ist sehr fraglich. Wenn überhaupt, dann liegt es näher anzunehmen, daß die schnellen Schwankungen eine gewisse Rolle spielen können.

Beschreibung der Meßstellen. Die Lage des Meteorologisch-Geophysikalischen Instituts ist aus der Lageskizze (Fig. 1) ersichtlich. Wie man hieraus ersieht, liegt das Institut am Nordrande des zusammenhängenden Stadtgebietes. Die Flugwetterwarte liegt außerhalb der Stadt und zwar in WSW-Richtung vom Institut aus. Die Entfernung der beiden Stationen beträgt 4.1 km. In der Skizze sind auch die hauptsächlichsten Fabriken und sonstige Anlagen eingezeichnet, deren Rauch besondere Störungsquellen für das Potentialgefälle sind.

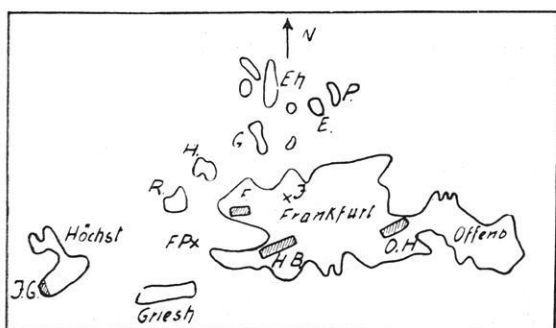


Fig. 1. Skizze von Frankfurt a. M. und Umgebung und Lage der Fabrikschornsteine

- | | | |
|-----------------------|------------------------------|--------------------|
| I. G. = I. G. Farben; | H. B. = Hauptbahnhof; | O. H. = Osthafen; |
| F. P. = Flugplatz; | I. = Met.-Geophys. Institut; | Eh. = Eschersheim; |
| P. = Preungesheim; | G. = Ginnheim; | H. = Hausen; |
| | F. = Fabriken in Bockenheim; | |
| | E. = Eckenheim; | |
| | R. = Rödelheim | |

Zur Registrierung wurde das von H. Benndorf⁶⁾ mechanisch registrierende Elektrometer benutzt. Als Kollektoren wurden solche mit Radio-Thorbelegung gewählt. Die Registrierdauer betrug im Meteorologisch-Geophysikalischen Institut $3\frac{1}{2}$ Jahre (vom 14. Juni 1928 bis 31. Dezember 1931); kurze Unterbrechungen wegen baulicher Veränderungen an dem Gebäude fanden in den Jahren 1929 und 1931 statt. Die Vergleichsmessungen auf der Flugwetterwarte wurden während des ganzen Jahres 1931 durchgeführt. In den Monaten September, Oktober und November 1931 wurde auch in dem Taunusobservatorium auf dem kleinen Feldberg das Potentialgefälle registriert. Der Beobachtungspunkt liegt 808 m über dem Meeresspiegel. Es wurde ein Quadrantelektrometer benutzt, das in neuester Zeit von der Hartmann & Braun A.-G. in Frankfurt a. Main konstruiert und gebaut wurde⁷⁾. Von dieser Firma wurde das Instrument leihweise zur Verfügung gestellt, wofür ich ihr an dieser Stelle meinen Dank aussprechen möchte.

Das Reduktionsverfahren war das allgemein übliche. Es ergaben sich folgende Reduktionsfaktoren:

- a) In der Stadt:
 - Vor dem ersten Umbau des Instituts: 2.43
 - Nach dem ersten Umbau des Instituts: 2.12
 - Nach dem zweiten Umbau des Instituts: 1.57
- b) Auf dem Flugplatz: 0.48

Schwierigkeiten bereitet nur die Reduktion der Werte vom Taunusobservatorium. Es ist in der nächsten Umgebung keine Ebene, auf die man die Werte beziehen könnte. Auch ein lang ausgedehntes Hochplateau oder ein in dies langgestrecktes Tal ist nicht zu finden, für die H. Benndorf⁸⁾ die Störungsbeträge angegeben hat. C. Dorno⁹⁾ konnte auf Grund dieser Korrekturen die Werte von Davos in absolute umrechnen. Auf dem Taunusobservatorium wurden die Werte auf die flache Kuppe des kleinen Feldberges, die frei von Bäumen, fast frei von Sträuchern und sonstigen Bodenerhebungen ist, bezogen. Es ist dabei nicht außer acht zu lassen, daß auf Bergspitzen wegen der konvexen Fläche größere Flächendichte vorhanden ist. Infolgedessen werden auch die Werte etwas zu hoch sein. Das dürfte aber für die etwa 200 m entfernte und kaum 20 m tiefer liegende Registrierstelle kein großer Unterschied sein.

Perioden des Potentialgefälles. Bei der Auswertung der Registrierungen wurden ungestörte Tage besonders berücksichtigt. In der vorliegenden Arbeit wurden solche Tage als ungestört betrachtet, bei denen

1. kein Niederschlag fiel¹⁰⁾,
2. der tägliche Gang deutlich ausgeprägt war.

Eine gewisse Willkür liegt natürlich darin, doch kann man bei einiger Erfahrung bald eine Entscheidung darüber treffen, ob ein Tag als „ungestört“ gelten kann oder nicht. Der Fehler, den man durch diese willkürliche Auswahl machen kann, wird um so kleiner, je mehr Tage zur Verfügung stehen.

Bei den übrigen Tagen wurden auch die Niederschlagsstunden weggelassen. Als Mittelwert aus diesen Gesamttagen ergab sich für die $3\frac{1}{2}$ Jahre in der Stadtstation 122.4 Volt/m (berechnet aus 23481 Stundenwerten). Für die ungestörten Tage erhielt man einen Wert von 126 Volt/m (berechnet aus 2730 Stundenwerten).

Auch in Frankfurt a. Main zeigt sich, wie an fast allen Stationen, von denen Registrierungen des Potentialgefälles veröffentlicht sind, der charakteristische jährliche Gang mit einem Maximum in den Wintermonaten und einem Minimum im Sommer (Fig. 2). Dies ist ersichtlich aus den Werten der ungestörten Tage und der Gesamttage, nur liegen die Maximalwerte im Winter bei den letzteren etwas tiefer (ungestörte Tage = ausgezogene Kurve, Gesamttage = gestrichelte Kurve).

Im übrigen ist aber der Gang der beiden ein fast paralleler zu nennen, was bei einer Ausgleichung der Monatswerte untereinander noch besser hervortreten würde.

Bei den Parallelregistrierungen zwischen Stadt und Flugplatz während des Jahres 1931 zeigte sich, daß die Werte in der Stadt im allgemeinen viel höher sind als die vom Flugplatz. Schon die Mittelwerte bestätigten dies.

Stadt	{ Mittel aus allen Werten	165 Volt/m (5205)
	{ Mittel aus den Werten der ungestörten Tage	146 „ (588)
Flugplatz	{ Mittel aus allen Werten	96 „ (5768)
	{ Mittel aus den Werten der ungestörten Tage	96 „ (463)

Die Zahlen in den Klammern geben die Anzahl der Einzelwerte an.

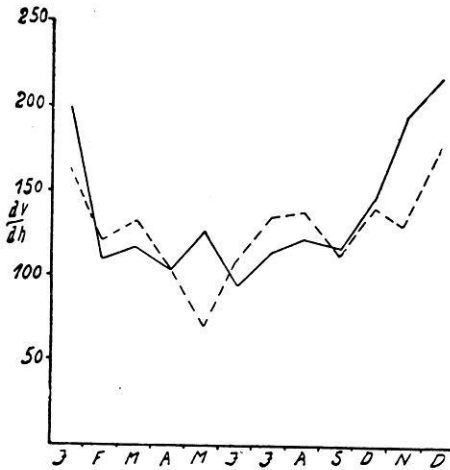


Fig. 2. Jährlicher Gang des Potentialgefälles in der Stadt. Mittel aus 3¹/₂ Jahren
 ————— ungestörte Tage - - - - - Gesamttag

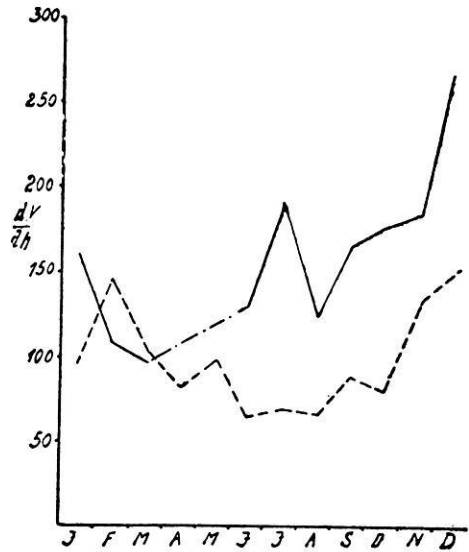


Fig. 3. Jährlicher Gang des Potentialgefälles in der Stadt und auf dem Flugplatz während des Jahres 1931
 ————— Stadt - - - - - Flugplatz

Der bekannte jährliche Gang kommt auch 1931 an beiden Stationen gut zum Vorschein. Nur im Januar zeigen sich verhältnismäßig niedrigere Werte. Vielleicht ist es möglich, den Grund im folgenden zu suchen. Im Januar 1931 herrschte durchschnittlich zyklonales Wetter. Die Luft war aus diesem Grunde etwas mehr bewegt, und die Großionen, die einen fast parallelen Gang mit dem Potentialgefälle zeigen (darauf soll später noch eingegangen werden), wurden stark vertikal durchmischt, so daß sich unten niedrigere Gefällwerte ausbilden konnten. Die geringeren Werte auf dem Flugplatz, die sich bei fast allen Vergleichen zwischen Flugplatz und Stadt zeigen (Fig. 3, ausgezogene Kurve = Stadt, gestrichelte Kurve = Flugplatz, strichpunktiert = interpoliert), rühren zweifellos von der größeren Reinheit der Luft her.

Der tägliche Gang in den einzelnen Monaten ist aus Fig. 4 ersichtlich (ausgezogene Kurve = ungestörte Tage, gestrichelte Kurve = Gesamttag). Es sind dies Mittelwerte aus den Monaten der Zeit vom Juni 1928 bis Dezember 1931. In den Wintermonaten zeigt sich deutlich die einfache Periode. Nur im Dezember macht sich bei den ungestörten Tagen ein zweites Minimum und Maximum deutlich bemerkbar. Dies rührt wohl von der stärkeren Konvektion an den heiteren Tagen her. Von März bis Oktober einschließlich tritt die doppelte Periode stark hervor,

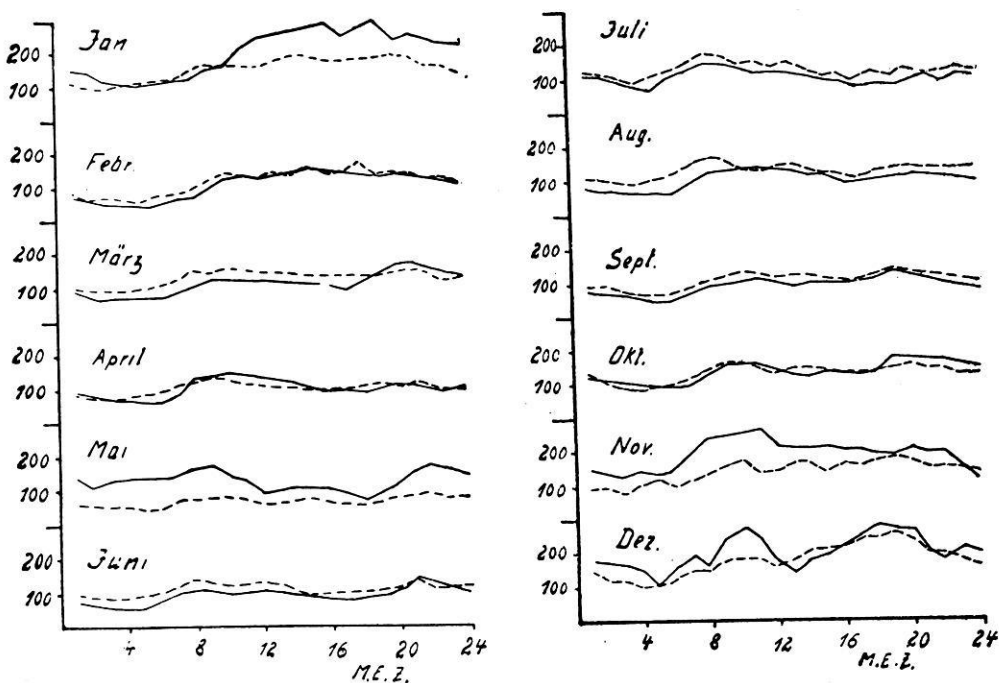


Fig. 4. Täglicher Gang des Potentialgefälles in den einzelnen Monaten für die Zeit von Juni 1928 bis Dezember 1931

———— ungestörte Tage - - - - - Gesamttag

wie dies ja an fast allen anderen Stationen, die in der Nähe bewohnter Gebiete liegen, auch der Fall ist, Zwischen den Werten der ungestörten und der Gesamttag besteht kein allzu großer Unterschied. Dies wird besonders bestätigt durch die Werte, die den durchschnittlichen täglichen Gang für die gesamte Meßzeit von 1928 bis 1931 angeben (siehe Fig. 5, ausgezogene Kurve = ungestörte Tage, gestrichelte Kurve = Gesamttag). Wie aus Fig. 5 hervorgeht, liegt das Minimum des täglichen Ganges für die Gesamttag etwas früher. Auch ist das zweite Minimum nicht so stark ausgeprägt, die Werte um die Mittagszeit schwanken stärker als die ungestörten.

In Fig. 6 sind die Ergebnisse der gleichzeitigen Registrierungen (1931) des täglichen Ganges für die Stadt und Flugplatz aufgetragen (ausgezogene Kurve = ungestörte Tage in der Stadt, gestrichelte Kurve = ungestörte Tage auf dem Flugplatz, strichpunktierte Kurve = Gesamttag in der Stadt, punktierte Kurve = Gesamttag auf dem Flugplatz). Die Stadtkurve von 1931 weicht nicht erheblich von dem Mittel (vgl. Fig. 5) der $3\frac{1}{2}$ Jahre ab. An beiden Stationen tritt die bekannte Doppelperiode hervor. Es zeigt sich auch hier, daß die Werte außerhalb der Stadt viel geringer sind als in der Stadt selbst.

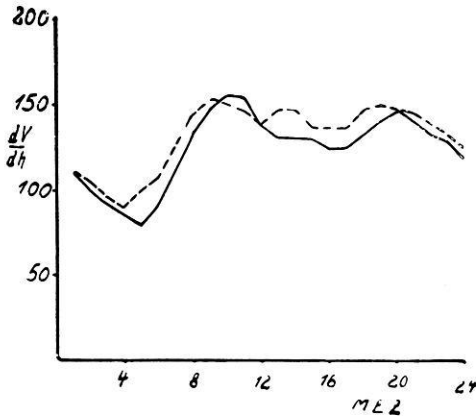


Fig. 5. Durchschnittlicher täglicher Gang in Frankfurt a. M. Mittel aus $3\frac{1}{2}$ Jahren
 ————— ungestörte Tage - - - - - Gesamttag

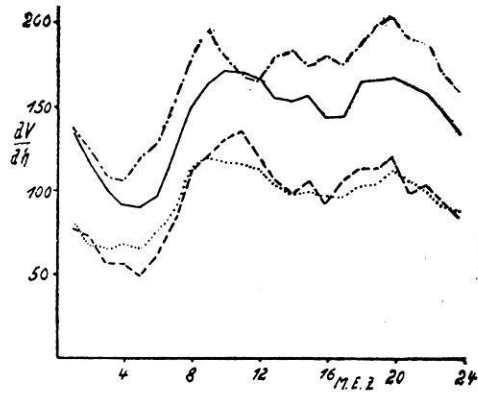


Fig. 6. Täglicher Gang des Potentialgefälles in der Stadt und auf dem Flugplatz während des Jahres 1931
 ————— Stadt, ungestörte Tage
 - - - - - Stadt, Gesamttag
 Flugplatz, ungestörte Tage
 - · - · - · - Flugplatz, Gesamttag

Auf dem Taunus-Observatorium ergaben sich für die drei Monate September, Oktober und November 1931 folgende Mittelwerte:

Ungestörte Tage	176 Volt/m (207)
Gesamttag	147 „ (1162)

In diesen Höhen zeigt sich, daß beim täglichen Gang die einfache Periode vorherrscht. Nur an ganz wenigen Tagen, an denen der Dunst aus der Rhein-Main-Ebene bis zur Höhe des Observatoriums nachmittags aufsteigt, macht sich noch ein schwaches Minimum bemerkbar, das aber im Mittel ganz wegfällt. Fig. 7 (ausgezogene Kurve = ungestörte Tage, gestrichelte Kurve = Gesamttag) gibt den täglichen Gang für die einzelnen Monate und Fig. 8 für die ganze Meßzeit wieder. Im Mai 1910¹¹⁾ wurde während des Vorüberganges des Haleyschen Kometen auf dem großen Feldberg 12 Tage lang das Potentialgefälle registriert. Dabei wurden im Mittel für den täglichen Gang Werte gefunden (Fig. 9, ausgezogene Kurve = Mai 1910, gestrichelte Kurve = September, Oktober und

November 1931), die mit den jetzt bestimmten leidlich gut übereinstimmen. Ein Unterschied zeigt sich zwischen beiden nur darin, daß der tägliche Gang von 1910 nachmittags ein Minimum aufweist.

Zur Erklärung des jährlichen Ganges muß man die Beobachtungen heranziehen, die F. Linke¹²⁾ bei Ballonfahrten machte. Er hat besonders auf die Abhängigkeit des Potentialgefälles vom Dunst hingewiesen. Bei Ballonfahrten fand er, daß die Abnahme des Potentialgefälles mit der Höhe nicht gleichmäßig

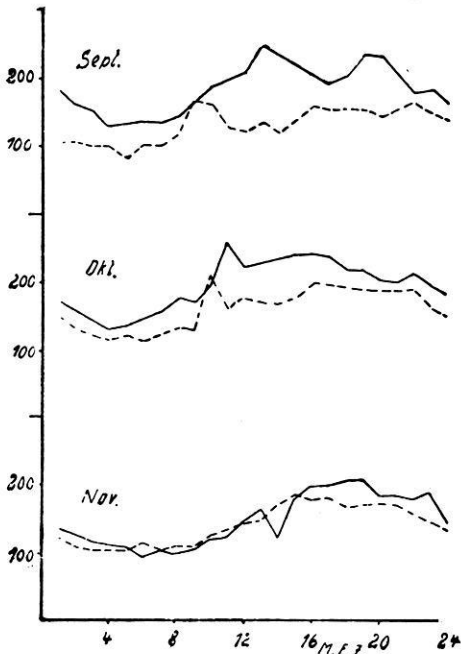


Fig. 7. Täglicher Gang des Potentialgefälles auf dem Taunus-Observatorium für drei Monate

— ungestörte Tage — — — Gesamtstage

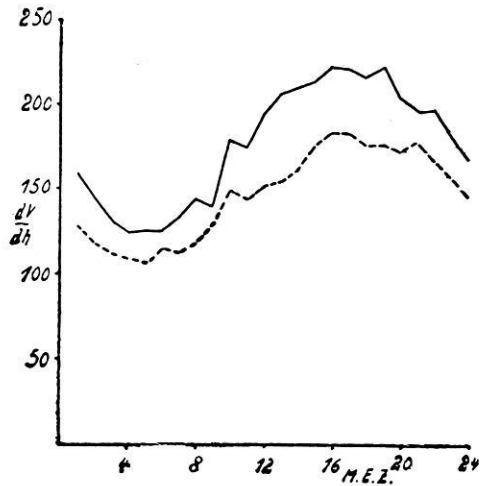


Fig. 8. Durchschnittlicher täglicher Gang des Potentialgefälles auf dem Taunus-Observatorium

— ungestörte Tage — — — Gesamtstage

erfolgt. Die Ursachen dieses wechselnden Potentialgefälles sind die Dunstschichten, die bei Hochdruckwetterlagen bis zu etwa 2000 m Höhe reichen. In den ersten 100 m ist gewöhnlich eine Abnahme des Potentialgefälles vorhanden, dann aber steigt es in der Dunstschicht rasch wieder an. Über dieser ist die Abnahme des Potentialgefälles gleichmäßiger. Zweifellos sind in diesen Dunstschichten viele Grobionen enthalten, die eine Verminderung der Leitfähigkeit und damit eine Erhöhung des Potentialgefälles hervorrufen. Der Einfluß der Dunstschicht ist folgendermaßen zu erklären:

Durch Einfluß des elektrischen Feldes wandern die positiven Ionen von oben nach unten und treffen auf die obere Grenzfläche (der Erde abgewandten) der Dunstschicht. Sie werden sich an die Massenteilchen dieser anlagern und so eine Anreicherung von positiven Ionen an der oberen Grenzfläche des Dunstes hervorrufen. Die Folge wird sein, daß an der unteren Grenzfläche negative Ionen sich ansammeln werden, jedoch in geringerer Menge, da sie ja aus einer Luftschicht kommen, die von geringerer Mächtigkeit ist, und in welcher auch die Ionisierungsstärke und die Beweglichkeit nicht so groß sind. Geht man in eine solche Dunstschicht von unten aus hinein, so wird das Gefälle steigen, um allmählich einen konstanten hohen Wert zu erreichen, den es auch beibehält, solange man im Innern der Dunstschicht sich befindet. Kommt man aber der oberen Dunstschicht näher, so wird das Potentialgefälle wieder abnehmen. Oberhalb der Dunstschicht nimmt es kleine Werte an. Oft wird es nun so sein, daß die stark dunsthaltigen Schichten bis zum Erdboden herabreichen; die untere negative Grenzfläche kann dann nicht zustandekommen. Die aus der Höhe herabkommenden positiven Ionen, die in der Dunstschicht zu positiven Großionen wurden, werden ein hohes Gefälle hervorrufen. Diese Beziehung zwischen Großionen und Potentialgefälle haben J. J. Nolan¹³⁾ und Mc Laughlin¹⁴⁾ auch tatsächlich nachgewiesen. Auch H. Israë¹⁵⁾ bestätigte diese Beziehung.

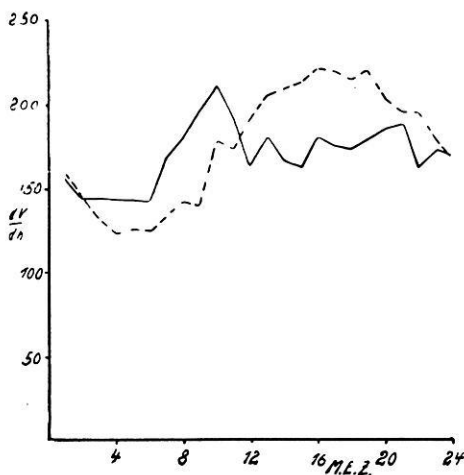


Fig. 9. Das Potentialgefälle auf dem großen Feldberg im Mai 1910
 ————— Mai 1910 - - - - - Meßzeit 1931

Man kann demnach für das Zustandekommen der jährlichen Periode dieselben Ursachen anführen, wie sie H. Israë¹⁶⁾ schon für die Großionen angegeben hat. Im Winter ist bekanntlich die Schichtung der Luftmassen viel stabiler wie im Sommer, die Konvektion ist im Winter also viel geringer als im Sommer. Die Folge davon ist, daß in den untersten Luftschichten der Rauch und Dunst und damit auch die Großionen sich ansammeln werden. Dies macht sich, wie im vorigen Abschnitt gezeigt wurde, in einer Erhöhung des Potentialgefälles bemerkbar. Im Sommer dagegen ist die vertikale Konvektion viel größer, der Austausch zwischen den oberen und unteren Luftschichten viel lebhafter. Das hat zur Folge, daß sich die Großionen mit der Höhe mehr verteilen und ihr Einfluß auf das Potentialgefälle nicht so groß ist.

Die Ursachen des täglichen Ganges sind noch etwas umstritten. Es soll im folgenden eine Erklärungsmöglichkeit wiedergegeben werden, wie sie Herr Prof.

Dr. F. Linke in seiner Vorlesung „Atmosphärische Elektrizität“ vortrug. Es ist bekannt, daß am frühen Morgen zu den Zeiten des Minimums des Potentialgefälles ein Maximum der elektrischen Leitfähigkeit der Luft eintritt. Man weiß aber, daß die Leitfähigkeit um so schlechter wird, je größer die Anzahl der Großionen in der Luft ist. Wenn also das Leitvermögen in der Frühe seine höchsten Werte aufweist, so müssen die Großionen zum größten Teil aus der Luft herausgefallen sein. Es muß ein Ausgleich der positiven Massen in der Luft mit der Erde stattgefunden haben. Das Minimum des Potentialgefälles am Morgen wäre damit geklärt. Mit Beginn des Tages werden wieder neue Großionen geschaffen. Es wird das Potentialgefälle aus schon bekannten Gründen wieder steigen. Im Winter tritt dann um 14 Uhr ein Maximum ein. Um diese Tageszeit erreicht auch die Anzahl der Großionen in der Atmosphäre ihre größten Werte. Im Sommer dagegen stellt sich schon um 11 Uhr ein Maximum und gegen 5 Uhr ein zweites Minimum des Gefälles ein. Durch die stärkere Konvektion werden die Dunstschichten gehoben und dadurch verteilen sich die Großionen mit der Höhe viel mehr, es muß eine Verringerung des Potentialgefälles eintreten. Dazu kommt noch, daß durch die stärkere Windbewegung am Nachmittag negative Teilchen von der Erde losgerissen und in die Höhe getragen werden. Gegen Abend kühlen sich die dunsthaltigen Luftmassen in den Höhen durch Ausstrahlung ab und sinken herab. Sie bringen damit eine große Anzahl Großionen mit, die wieder eine Erhöhung des Potentialgefälles hervorrufen.

Eine Bestätigung für diese Vermutungen geben die Registrierungen auf dem Taunusobservatorium. Wie aus den Fig. 7 und 9 hervorgeht, zeigt das Potentialgefälle im September 1931 und besonders im Mai 1910 eine doppelte Periode. In diesen Monaten wurde durch die mittägliche Konvektion die Dunstschicht aus der Rhein-Main-Ebene bis zur Höhe des Observatoriums und noch weit darüber hinaus gehoben, so daß, wie schon oben erwähnt, die Großionen sich mit der Höhe mehr verteilen konnten. In den Monaten Oktober und November war die Konvektion schon nicht mehr so stark. Es tritt in diesen Monaten die einfache Periode hervor. Da das Potentialgefälle über den Ozeanen eine Weltzeitperiode¹⁷⁾ aufweist, kommen außer den angeführten Ursachen noch andere hinzu, die man aber bis jetzt noch nicht kennt.

Potentialgefälle und Windrichtung. Bei der Abhängigkeit des Potentialgefälles von der Windrichtung kommt man im wesentlichen zu den Ergebnissen, wie sie H. Israë¹⁸⁾ schon für die Großionen gefunden hat. In Fig. 10 sind die Werte des Potentialgefälles nach den einzelnen Windrichtungen aufgetragen. Auch die Abhängigkeit der Großionen von der Windrichtung sind in dieser Figur angegeben (Potentialgefälle = ausgezogene Kurve, Großionen = gestrichelte Kurve). Man sieht, daß in der Richtung des Hauptbahnhofes (SSW) deutlich ein Maximum des Gefälles hervortritt. Auch nach den westlichen Richtungen zeichnet sich das Gefälle durch hohe Werte aus. Es ist dies die ungefähre Lage der Fabriken Bockenheims, deren Rauch einen erheblichen Einfluß, trotz des

verhältnismäßig weiten Weges, auf das Potentialgefälle ausübt. Auch im NNW und N zeigen sich hohe Werte. In dieser Richtung liegt ein meist in Betrieb befindlicher Fabrikschornstein, jedoch kann er allein kaum solch hohe Werte hervorrufen. Wahrscheinlich spielt auch die Lage der Registrierstelle, die an der Südwand des Hauses sich befand, auch eine Rolle. Dadurch war es leicht möglich, daß der Rauch der Schornsteine des Instituts selbst noch einen Einfluß ausübte. Eine Abhängigkeit ergibt sich sicher auch für die Windstärke. Doch wurde die Zusammenstellung des Potentialgefälles nach den einzelnen Windstärken noch nicht durchgeführt. Für Windstille ergeben sich im allgemeinen hohe Werte.

Noch deutlichere Abhängigkeiten von der Windrichtung ergeben die Werte von der Flugwetterwarte. Aus Fig. 11 ersieht man, daß in der Richtung der Stadt

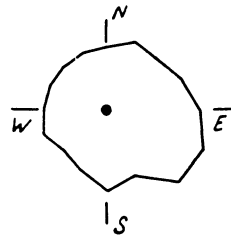
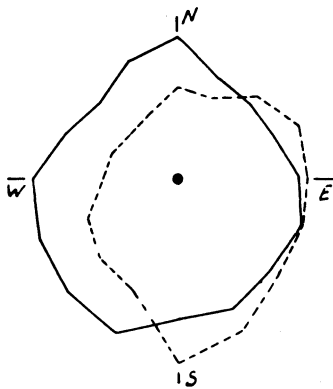


Fig. 10. Abhängigkeit des Potentialgefälles und der Grobionen von der Windrichtung

————— Potentialgefälle - - - - - Grobionen
● bedeutet die Meßstelle

Fig. 11. Abhängigkeit des Potentialgefälles von der Windrichtung auf dem Flugplatz

————— Potentialgefälle

und der Hauptbahnhofanlagen (SE bis NNE) ein Maximum hervortritt. Auch nach Süden macht sich ein kleines Maximum bemerkbar. Dieses rührt von dem Rauch und Staub des in dieser Richtung gelegenen Statteiles Griesheim und seiner großen chemischen Fabriken her. Der Rauch der Fabrikanlagen I. G. Farben, Höchst a. Main macht sich in WSW bemerkbar. Von W bis N liegen die kleinsten Werte. Hier sind auch in nächster Umgebung keine Fabrikschornsteine oder sonstige Störungsquellen. Aber gleich nach N wächst das Gefälle wieder an. Es liegt in dieser Richtung der Stadtteil Rödelheim. Je weiter man nach E geht, um so stärker wird das Gefälle. Die Ursache hierfür dürften die Fabriken Bockenhaims und die ganze Stadt sein. Ähnliche Abhängigkeiten wurden auch in Potsdam und in Dresden-Wahnsdorf gefunden.

Wie aus dem vorigen Abschnitt hervorgeht, erhält man auf dem Flugplatz die geringsten Werte zwischen WNW und NNW. Fig. 11 zeigt, daß in diesen Richtungen keine Fabriken oder sonstige Störungsquellen liegen. Man kann

diese Werte deshalb als reine Landwerte bezeichnen und alle anderen auf diese beziehen. Bildet man das Verhältnis aus dem Wert einer beliebigen Richtung und diesem Landwert, so hat man damit den Störungsfaktor für diese betreffende Windrichtung.

Vergleicht man die Werte des Potentialgefälles der einzelnen Windrichtungen mit den entsprechenden Stadtbreiten (unter Stadtbreite versteht man den Abstand des äußersten Punktes in einer Windrichtung von der jeweiligen Meßstelle), so kommt man zu folgenden Ergebnissen: Bei geringer Stadtbreite erhält man niedrigere Werte des Potentialgefälles, bei hohen Stadtbreiten große Werte. Eine kleine Abweichung machen die im SSW liegenden Werte der Stadt. Man muß aber bedenken, daß der Rauch des nur 1.8 km entfernten Hauptbahnhofes die größte Störungsquelle sein dürfte und infolgedessen auch die größten Werte des Potentialgefälles hervorruft. Auf dem Flugplatz fallen bis auf kleine Unterschiede die Minima und Maxima des Gefälles mit den kleinsten bzw. größten Stadtbreiten zusammen.

Potentialgefälle und Luftkörper. Als nächstes ist das Potentialgefälle nach den Luftkörpern geordnet. Die Luftkörper sind nach der von F. Linke¹⁹⁾ und E. Dinies vorgeschlagenen Skale unterteilt. Die Fig. 12 und 13 geben die

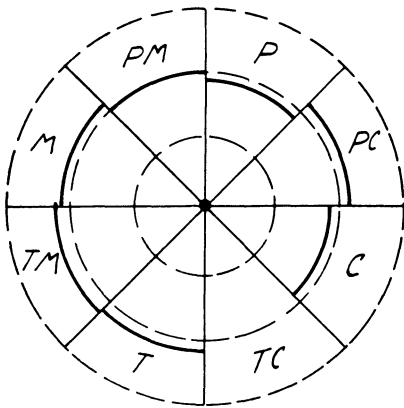


Fig. 12. Potentialgefälle und Luftkörper in der Stadt. Die ausgezogenen Teilkreise stellen das Potentialgefälle für den betreffenden Luftkörper dar. Die gestrichelten Kreise dienen nur zum Vergleich. Äußerster gestrichelter Kreis = 300 Volt

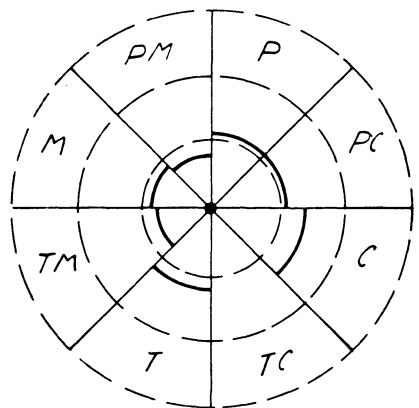


Fig. 13. Potentialgefälle und Luftkörper auf dem Flugplatz

Werte für die einzelnen Luftkörper wieder und zwar für Stadt und Flugplatz. Es fehlen dabei die Werte für Mischluft und indifferente Luft. Wie man aus Fig. 12 sieht, sind Unterschiede der Werte für die einzelnen Luftkörper kaum zu erkennen. Der Einfluß der Fabrikanlagen und der Stadt selbst verwischt den Einfluß des

Luftkörpers. Es läßt sich in folgedessen aus Stadtbeobachtungen nicht aussagen, ob ein Einfluß des Luftkörpers auf luftelektrische Elemente, speziell das Potentialgefälle besteht. Ganz das Gleiche fand H. Israëli²⁰⁾ für die Großionen.

Ein ähnliches Bild wie in der Stadt findet sich auch auf dem Flugplatz wieder (Fig. 13). Auch hier wird durch den Einfluß der Windrichtung der Einfluß des Luftkörpers verwischt. Um eine eventuelle Abhängigkeit des Potentialgefälles von den einzelnen Luftkörpern finden zu können, müßte man Werte von wenig besiedelten oder hochgelegenen Meßorten besitzen. Dort wäre vielleicht eine deutlichere Abhängigkeit zu erkennen.

Definition und Unruhe. Im folgenden Abschnitt soll der Versuch gemacht werden, die in der Einleitung bereits erwähnte Unruhe des luftelektrischen Potentialgefälles zu definieren. Wir folgen hier dem Vorgehen der Erdmagnetiker²¹⁾. Für jede Minute sind die augenblicklichen Werte des Potentialgefälles gegeben. Den aufeinanderfolgenden Zeiten

$$t_1 \quad t_2 \quad t_3 \quad t_4 \dots$$

entsprechen die Werte der veränderlichen Größe

$$V_1 \quad V_2 \quad V_3 \quad V_4 \dots$$

Es wird nun nicht auf die zeitliche Reihenfolge dieser V_i eingegangen, sondern auf die Veränderlichkeiten dieser V_i und für die Verschiedenheit dieser soll ein Maß gefunden werden.

Nach den Gesetzen der Elektrostatik ist allgemein die potentielle Energie A eines elektrischen Feldes F pro Volumeneinheit

$$A = \frac{\mathfrak{E}^2}{8\pi},$$

falls die Dielektrizitätskonstante $\varepsilon = 1$ gesetzt werden kann, was für die atmosphärische Luft erlaubt ist.

Auf das Potentialgefälle in der Luft kann man dies nun folgendermaßen anwenden. Aus den oben definierten Werten V_t innerhalb eines Zeitraumes T ergibt sich, wenn wir uns den Definitionen von Bidlingmeier²¹⁾ anschließen, für die Unruhe der Betrag

$$U = \frac{1}{8\pi T} \int_0^T V_t^2 dt.$$

Die rechte Seite ist nichts anderes als die räumliche Energiedichte des elektrischen Feldes, ermittelt aus einer Reihe von Einzelwerten V_t , die sich über einen gewissen Zeitraum T verteilen.

Obiges Integral kann man zur praktischen Bestimmung der Unruhe noch folgendermaßen zerlegen. Wenn \bar{V} der Mittelwert des Potentialgefälles über ein

bestimmtes Zeitintervall (z. B. 1 Stunde) ist, so kann man das Quadrat V_t^2 auch so schreiben:

$$V_t^2 = (V_t - \bar{V} + \bar{V})^2.$$

Da

$$\int (V_t - \bar{V}) dt = 0$$

ist, erhält man den Ausdruck

$$\frac{1}{8\pi T} \int_0^T V_t^2 dt = \frac{1}{8\pi T} \int_0^T (V_t - \bar{V})^2 dt + \frac{1}{8\pi} \bar{V}^2 \dots \dots \dots (1)$$

d. h. also die Unruhe des Potentialgefälles für 1 Stunde setzt sich zusammen:

1. Aus einem unendlich gliedrigen Bestandteil, welcher die Schwankungen der einzelnen Werte innerhalb 1 Stunde, bezogen auf den jeweiligen Stundenmittelwert \bar{V} , darstellt. Dieses Glied für sich gibt die in der Unruhe bzw. die zu ihrer Erzeugung notwendige Energie an, unabhängig von der Absoluthöhe des Potentialgefälles.

2. Aus einem endlichen Bestandteil, welcher von der jeweiligen Höhe des Mittelwertes \bar{V} abhängt. Wenn das Gefälle konstant wäre, d. h. das erste Glied gleich 0, so gäbe dieses zweite Glied die in der Absoluthöhe V liegende potentielle Energie an.

Für einen längeren Zeitraum wie 1 Stunde (z. B. 1 Tag) wird man noch ein drittes Glied zur rechten Seite der Gl. (1) hinzufügen müssen. Man wird \bar{V} nicht mehr auf die Nulllinie beziehen, sondern auf das Tagesmittel M . Das zweite Glied wird dann lauten:

$$\frac{1}{24 \cdot 8 \cdot \pi} \sum (\bar{V} - M)^2.$$

Zu diesem kommt noch das dritte Glied

$$\frac{1}{8\pi} M^2.$$

Zusammen lautet die Unruhe für 1 Tag

$$U = \frac{1}{24 \cdot 8 \cdot \pi \cdot T} \int_0^T (V_t - \bar{V})^2 dt + \frac{1}{24 \cdot 8 \cdot \pi} \sum (\bar{V} - M)^2 + \frac{1}{8\pi} M^2.$$

Für n Tage ergibt sich die Unruhe zu

$$U = \frac{1}{24 \cdot 8 \cdot \pi \cdot n \cdot T} \sum \int_0^T (V_t - V)^2 dt + \frac{1}{24 \cdot 8 \cdot \pi \cdot n} \sum \sum (\bar{V} - M)^2 + \frac{1}{8 \cdot \pi \cdot n} \sum M^2.$$

Es zeigte sich nun, daß die stündliche Amplitude $\frac{1}{2}(V_{\max} - V_{\min})$ in einfachem linearen Zusammenhang mit der Wurzel aus dem Integral

$$\frac{1}{8\pi T} \int_0^T (V_t - \bar{V})^2 dt$$

steht, nämlich:

$$\frac{1}{2}(V_{\max} - V_{\min}) = K \sqrt{\frac{1}{8\pi T} \int_0^T (V_t - \bar{V})^2 dt}.$$

K ist ein Proportionalitätsfaktor. Das wurde auf folgende Weise gefunden: Ich suchte für eine Anzahl von Stunden die gleichen Amplituden $\frac{1}{2}(V_{\max} - V_{\min})$

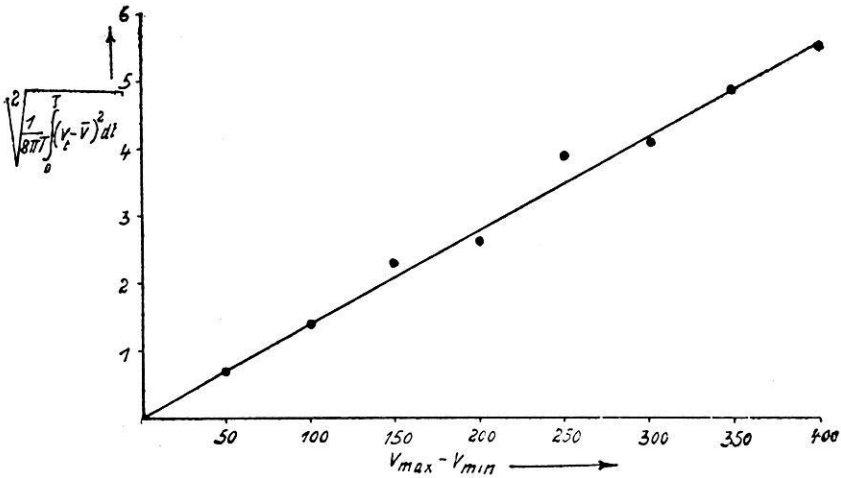


Fig. 14. Beziehung zwischen $V_{\max} - V_{\min}$ und $\sqrt{\frac{1}{8\pi T} \int_0^T (V_t - \bar{V})^2 dt}$.

aus und las für jede dieser Stunden alle 6 Minuten den jeweiligen Stand V_t ab (es werden also in der Stunde zehn Stände abgelesen). Daraus bildete ich $\frac{1}{10} \sum V_t$ und $(V_t - \bar{V})^2$. Zum Schluß ermittelte ich die Summe

$$\frac{1}{10} \sum (V_t - \bar{V})^2 \cdot \frac{1}{8\pi}.$$

Das ist das gesuchte Integral. Die Genauigkeit eines jeden Integrals wird natürlich um so größer, je mehr Stunden man für jede Amplitude verwendet und je öfter man den Stand des Potentialgefälles in einer Stunde abliest. Fig. 14 gibt den

Verlauf der Beziehung wieder. Auf der Abszisse sind die Amplituden und auf der Ordinate die entsprechenden Integrale aufgetragen.

Die tägliche Periode der Unruhe zeigt einen ähnlichen Verlauf wie die des Potentialgefälles. Auch bei den Abhängigkeiten der Unruhe von der Windrichtung kommt man im wesentlichen zu den Ergebnissen wie bei dem Potentialgefälle.

Es obliegt mir nun noch die angenehme Aufgabe, meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. F. Linke, der die Anregung zu vorliegender Arbeit gab, für seine Unterstützung und seinen Rat meinen herzlichsten Dank auszusprechen.

Literatur

- 1) H. Goldschmitt: Festschrift anlässlich der 16. Tagung der deutschen meteorologischen Gesellschaft zu Dresden im Jahre 1929.
- 2) H. Markgraf: Meteorol. Zeitschr. 1924, S. 165.
- 3) F. Dessauer und H. Israël: 10 Jahre Forschung auf physikalisch-medizinischem Grenzgebiet. Leipzig 1930. Gerl. Beitr. z. Geophys. **34** (Köppenband), S. 164.
- 4) A. v. Humboldt: „Kosmos“ 1.
- 5) C. Dorno: Studie über Luft und Licht des Hochgebirges. S. 73. Braunschweig 1911.
- 6) H. Benndorf: Wien. Ber. **11**, 487, 1902.
- 7) H. Kuhn: Zeitschr. f. Instrkde. **52**, 460, 1932.
- 8) H. Benndorf: Wien. Ber. **109**, 923, 1900.
- 9) C. Dorno: Studie über Luft und Licht des Hochgebirges. S. 71.
- 10) G. Angenheister: Nachr. d. Ges. d. Wiss. Göttingen 1924. S. 105.
- 11) F. Linke: Geophys. Beobachtungen auf dem großen Feldberg gelegentlich des Vorüberganges des Halleyschen Kometen. Jahresbericht des Phys. Vereins zu Frankfurt a. M. 1910.
- 12) F. Linke: Luftelektrische Messungen bei 12 Ballonfahrten. Berlin 1904.
- 13) I. I. Nolan: Proc. Roy. Irish Acad. **36**, 1923; **37**, 1925.
- 14) McLaughlin: C. R. **184**, 1927.
- 15) H. Israël: Gerl. Beitr. z. Geophys. **23**, 161, 1929.
- 16) Derselbe: ebenda **26**, 302, 1930.
- 17) K. Hoffmann, L. A. Bauer und S. J. Mauchly: Physik der freien Atmosphäre **11**, 1, 1924; Terr. Magnetism. 1921, S. 36; 1922, S. 28; 1923, S. 61.
- 18) H. Israël: Gerl. Beitr. z. Geophys. **26**, 291, 1930.
- 19) F. Linke und E. Dinies: „Wetter“ **47**, 1, 1930.
- 20) H. Israël: Gerl. Beitr. z. Geophys. **26**, 296, 1930.
- 21) Bidlingmaier: Veröffentl. d. Kaiserl. Obs. in Wilhelmshaven. 2. Halbjahr 1911. Berlin 1913.

Zur Ultraviolettabsorption bodennaher Luftschichten

Von **F. W. Paul Götz**, Arosa und **Heinz Maier-Leibnitz**, Göttingen

(Mit 5 Abbildungen)

Die Absorption einer Luftstrecke von 1 km wird spektral im Gebiet 3900 bis 2300 Å gemessen. Das Vorhandensein eines schwankenden Ozongehalts ist gesichert. Die nach Abzug der Ozonwirkung übrigbleibende, unterhalb 2700 Å einsetzende weitere Absorption (O_2 bzw. O_4) schwankt ebenfalls; diese Schwankungen sind auch mit Annahme eines wechselnden möglichen H_2O_2 -Gehalts noch nicht ausreichend erklärt.

Aus der Ultraviolettabsorption des Lichtes einer entfernten Lichtquelle im Gebiet der Hartleybande haben R. Ladenburg und der eine von uns*), sowie gleichzeitig Fabry und Buisson**) den Ozongehalt der unteren Atmosphärenschichten bestimmt. Dabei zeigte es sich, daß nur die Wellenlängen herab bis zu etwa 2700 Å zur Ozonbestimmung brauchbar sind; bei kürzeren Wellenlängen wird die Absorption eine stärkere, als sie dem Ozon allein zugeschrieben werden kann und das Ozonmaximum bei 2550 Å kommt nicht zur Geltung. Es ist nahelegend, an eine Sauerstoffabsorption in diesem Gebiet zu denken. Tatsächlich ist inzwischen von Herzberg***) in 25 m Schichtdicke Sauerstoff unter Atmosphärendruck ein Bandensystem zwischen 2600 und 2400 gefunden worden, dem sich nach kürzeren Wellen bei etwa 2420 Å ein Grenzkontinuum anschließt. Bei flüssigem Sauerstoff und unter hohem Druck sind diese Banden schon lange bekannt. Lewis†) und später Wulf†) schreiben sie dort dem Polymer O_4 zu, während bei Atmosphärendruck die Zugehörigkeit zu O_2 anzunehmen ist. Absorptionskoeffizienten sind für O_2 nur unterhalb 2100 Å bekannt ††).

Vor Abschluß einer größeren Arosener Meßreihe des bodennahen Ozons (Herbst 1931) durch Götz und Ladenburg und der Diskussion seiner Änderungen im Zusammenhang mit der hohen Ozonschicht schien es so nicht unerwünscht, durch Hereinbeziehung eines größeren Wellenlängenintervalls die der Ozonbestimmung zugrunde liegenden Annahmen nochmals kritisch zu prüfen.

Aufgabe der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung der Luftabsorption im Gebiet 3900 bis 2300 Å. Ihre Durchführung geschah in einigen Nächten des Herbst 1932 und des März 1933 in Arosa (1900 m ü. d. M.), ferner zur Ergänzung in Chur (600 m ü. d. M.), wo uns Herr Prof. A. Kreis in freundlichster Weise beistand.

Die Beobachtungsmethode. Mit dem Arosener Ultraviolettpektrograph in Objektivprismaanordnung wird das Spektrum einer Quarzquecksilberlampe einmal

*) Götz und Ladenburg: Die Naturwissensch. **19**, 373, 1931.

) Fabry und Buisson: C. R. **192, 457, 1931.

***) Herzberg: Die Naturwissensch. **20**, 577, 1932.

†) Wulf: Journ. Amer. Chem. Soc. **50**, 2596, 1928.

††) Granath: Phys. Rev. **34** II, 1045, 1929.

aus einer kleinen, einmal aus einer großen Entfernung aufgenommen. Der Vergleich der Intensitäten ergibt den Lichtverlust auf der zwischenliegenden Luftstrecke. Um ein größeres Wellenlängenintervall mit derselben Aufnahme umspannen zu können und um auch für Wellenlänge 2300 Å noch mit annehmbaren Belichtungszeiten durchzukommen, wurde von den früher üblichen etwa 4 km auf rund 1 km Zwischenstrecke heruntergegangen. Wir werden sehen, daß auch so noch eine befriedigende Genauigkeit der Ozonbestimmung möglich war.

	Kleine Distanz	Große Distanz	Absorptionsstrecke
Arosa . . .	503 (558)	1555	1052 (997) m
Chur	477	1477	1000

Verschieden starke Extrafokalstellung der kurzen und langen Wellenlängen vermag den starken Intensitätsabfall des Spektrums nur teilweise auszugleichen; für die großen Wellenlängen ist so große Schwärzung mit entsprechend geringer photometrischer Genauigkeit in Kauf genommen. Um für beide Distanzen mit

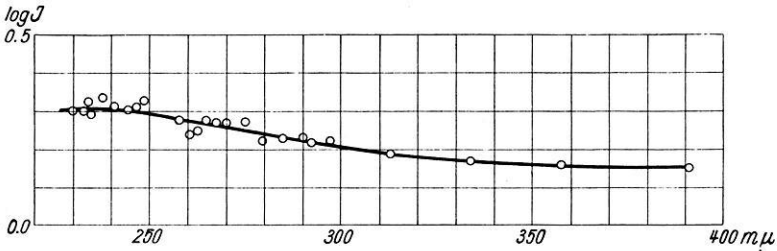


Fig. 1. Lichtschwächung der Quarzmattscheibe

einer einheitlichen*) Belichtungszeit (30, auf einer Platte 40 Minuten) durchzukommen, wurde für die kleinen Distanzen der Lampe eine beidseits mattierte Quarzscheibe (von etwa 50 mm Durchmesser) vorgesetzt. Außerdem konnte der Quarzscheibe coaxial ein rotierender Sektor verstellbarer Öffnung von noch etwas größerem Durchmesser vorgesetzt werden. Auf diese Weise konnten auf der kleinen Distanz gleichzeitig die Intensitätsstufen für die Schwärzungskurven mit aufgenommen werden. Auf die große Entfernung kamen außer dem freien Licht der Lampe nur neutral wirkende und so einfach anzuschließende Drahtnetze zur Anwendung. Die mit der Quarzscheibe erzielte Schwächung wurde bestimmt, indem auch bei der großen Distanz jeweils eine Aufnahme mit Quarzscheibe hinzugenommen wurde. Während für mattiertes Milchglas im Sichtbaren spektrale Unabhängigkeit der Lichterstreuerung angegeben wird**), zeigt in unserem Falle

*) Selbst ein Versuch, eine 2-Stundenaufnahme mit einer 30-Minuten-Schwärzungskurve über ein kurzes Intervall der kleinsten Wellenlängen zu interpretieren, erwies sich als unstatthaft. Die von Kron und unabhängig von Götz gefundene Inkonzanz des Schwarzschildischen Faktors tritt auch hier zutage.

**) Flach: Gerl. Beitr. z. Geophys. 25, 290, 1930.

Fig. 1 eine typische Wellenlängenabhängigkeit. Die Auswertung der Schwärzungen geschah am Koch-Goos-Registrierphotometer des II. Physikalischen Instituts in Göttingen.

Meßergebnisse. Nach Berücksichtigung der Lichtschwächung mit dem Quadrat der Entfernung und nach Abzug der Lichtzerstreuung nach Rayleigh bleibt die eigentliche Absorption einschließlich eventueller Dunsttrübung. Ihre Werte sind für die verschiedenen Tage und Absorptionsstrecken in Tabelle 1 in Intensitätslogarithmen zusammengestellt. Neben den klaren Nächten finden sich zur Beurteilung der Trübungswirkung im 31. März und besonders 1. April absichtlich auch trübe (Hochnebel). Die Churer Reihe ist nur relativ, also bis auf eine additive Konstante bestimmt. Die Genauigkeit des Einzelwertes beträgt etwa ± 0.025 oder 6% der Intensität.

Tabelle 1

Ort	Arosa	Chur	Arosa	Arosa	Arosa
Datum	3. 9. 32	1. 10. 32	28. 3. 33	31. 3. 33	1. 4. 33
Luftdruck	613	711	611	611	611
Sicht	klar	mäßig dunstig	klar	trüb	neblig
Strecke in Meter	997	1000	1052	1052	1052
λ	JJ				
2302	0.95	1.37	1.31	1.45	1.54
2323	0.82	1.29	1.23	1.37	1.47
2339	0.70	1.13	1.14	1.26	—
2345	0.73	1.14	1.19	1.28	1.36
2354	0.72	1.15	1.14	1.19	1.35
2378	0.60	1.06	1.10	1.12	1.26
2400	0.56	0.98	0.98	1.05	1.14
2446	0.41	0.78	0.83	0.84	0.97
2464	0.46	0.82	0.89	0.90	1.04
2482	0.33	0.70	0.79	0.84	0.99
2576	0.29	0.60	0.69	0.74	0.86
2603	0.29	0.56	0.69	0.72	0.85
2639	0.25	0.54	0.59	0.68	0.79
2672	0.23	0.51	0.54	0.57	0.68
2699	0.19	0.48	0.47	0.54	0.67
2752	0.18	0.44	0.36	0.47	0.62
2803	0.14	0.37	0.33	0.40	0.53
2847	0.15	0.36	0.24	(0.32)	0.41
2893	0.12	0.36	0.22	0.35	0.39
2925	0.15	0.32	0.19	0.33	0.39
3341	0.12	0.25	0.15	0.30	0.37
3396	0.15	0.23	0.16	0.27	0.36

Diskussion der Meßergebnisse. 1. Das Gebiet 3900 bis 3000 Å. In dieses Gebiet fällt nur die Trübungswirkung. Selbst an den ausgewählt Arosener dunstigen oder besser gesagt Hochnebeltagen wächst der Trübungseinfluß mit abnehmender Wellenlänge nur sehr wenig. Man wird also auch in dem unterhalb 3000 Å anschließenden Ozongebiet keine wesentlichen Änderungen anzunehmen

haben, vermutlich fällt dieses in jenen Extinktionsbereich, in dem nach Götz*) die Trübungswirkung maximal, aber vollkommen neutral wird. Nur in Chur, wo man es mit Dunst im eigentlichen Sinne zu tun hatte, tritt eine Wellenlängenabhängigkeit 3900 bis 3000 Å derart in Erscheinung, daß auch noch fürs Ozongebiet eine Zunahme der Trübungswirksamkeit zu erwarten ist; nach Ozonbestimmung in üblicher Weise (siehe 2.) und ferner der sehr vagen Annahme, daß sonstige Absorptionseinflüsse unterhalb 2700 Å (siehe 3.) gleich stark mitspielen wie beim Arosener Septembertag, käme man zu der in Fig. 2 gegebenen Wellenlängenabhängigkeit der Dunstwirkung in Chur. Diese Darstellung mag uns wenigstens zu einer Abschätzung dienen, zu welchem Fehler der Ozonbestimmung die Vernachlässigung des Dunsteinflusses in einem solchen mehr extremen Falle führt; man fände hier einen etwa um 10% zu großen Ozonbetrag. Die Absorption des getriebenen 1. April 1933 deutet hin auf maximale Trübungswirkung bei 2800 Å und nach kurzen Wellenlängen anschließender Abnahme (anomale Extinktion*).

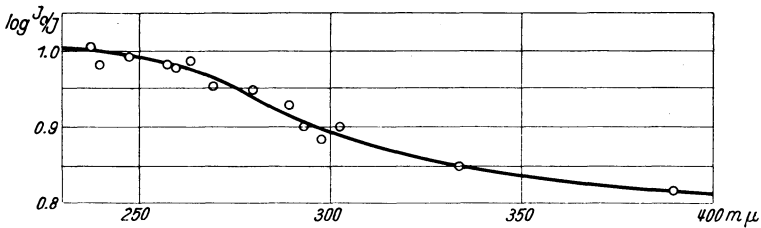


Fig. 2. Wellenlängenabhängigkeit der Dunstwirkung, Chur

Von dem Borne**) fand, daß die Extinktion nach einem Minimum, für das er bei seinen künstlichen Rauchen***) 2900 bis 2800 Å angibt, nochmals erneut ansteigt. Wir können bei unserer natürlichen Trübung für diesen Wiederanstieg keinen Anhaltspunkt finden, doch kann dies bei Wellenlängen um 2500 Å wegen der Unsicherheit der Absorption nicht entschieden werden. Man darf ja doch wohl annehmen, daß sich von dem Borne vergewissert hat, daß in seinem lichtdurchsetzten Rauchrohr keinerlei Ozonbildung stattfindet. Unter natürlichen Verhältnissen werden sichere Untersuchungen des Dunsteinflusses im kurzwelligsten Gebiet zur Zeit wohl nur im zerstreuten Licht angestellt werden können.

2. Das Gebiet 3000 bis 2700 Å. Dieses Gebiet dient zur quantitativen Bestimmung des Ozons. Trägt man die Absorptionswerte als Funktion der den betreffenden Wellenlängen zugehörigen Absorptionskoeffizienten von O₃ auf, so sollten sich die Werte einer Geraden fügen, deren Neigung den Ozonbetrag bestimmt. Eine neutrale Trübung fällt natürlich heraus. Fig. 3 gibt diese graphische

*) Götz: *Helv. Phys. Acta* **5**, 336, 1932.

) von dem Borne: *Gerl. Beitr. z. Geophys.* **38, 265, 1933.

***) von dem Borne's Bezeichnung „Dunst“ kann zu Mißverständnissen führen.

Darstellung für einige Tage auf Grund der Absorptionskoeffizienten nach „Läuchli“. Wie man sieht, sind im Gebiet 3000 bis 2700 Å keine systematischen Abweichungen vom linearen Verlauf vorhanden. Darin wurde schon bislang bei

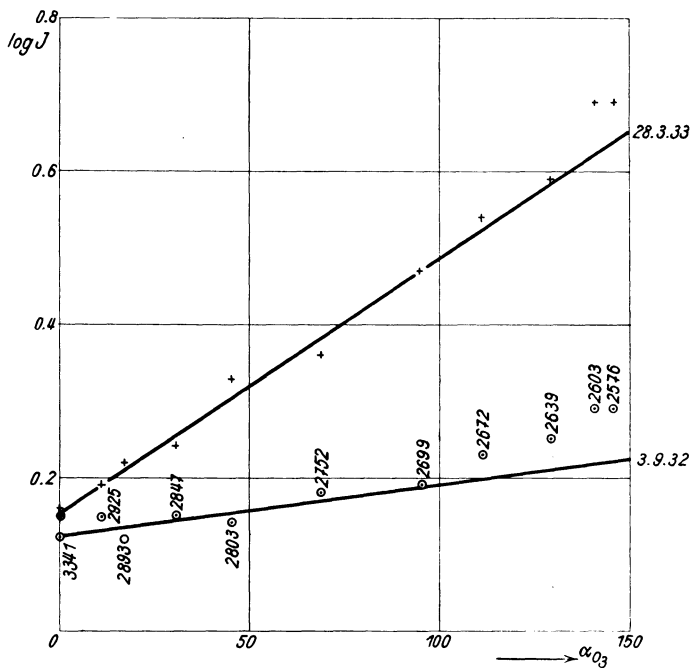


Fig. 3. Bestimmung des Ozonbetrags

den Ozonbestimmungen die Berechtigung erblickt, die ganze Absorption zwischen 3000 und 2700 Å nur dem Ozon zuzuschreiben. Die Ozonwerte aller unserer Meßtage gibt Tabelle 2, und zwar außer nach „Läuchli“ auch nach „Fabry-Buisson“.

Tabelle 2

	Ozonbetrag pro km Luftstrecke	
	nach „Läuchli“	nach „Fabry-Buisson“
Arosa 3. 9. 1932	8. 10 ⁻⁴	9. 10 ⁻⁴ cm
„ 28. 9. 1932	19. 10 ⁻⁴	22. 10 ⁻⁴
Chur 29. 9. 1932	18. 10 ⁻⁴	21. 10 ⁻⁴
„ 1. 10. 1932	19. 10 ⁻⁴	21. 10 ⁻⁴
Arosa 28. 3. 1933	31. 10 ⁻⁴	36. 10 ⁻⁴
„ 31. 3. 1933	25. 10 ⁻⁴	29. 10 ⁻⁴
„ 1. 4. 1933	(30. 10 ⁻⁴)	(35. 10 ⁻⁴)

Die Ozonwerte zeigen starke Schwankungen, und ein starker Jahresgang, wie ihn schon Götz und Ladenburg fanden, ist unverkennbar. Außergewöhnlich

gering ist der Ozonwert vom 3. September. Die Diskussion der Werte soll, wie schon erwähnt, an anderer Stelle erfolgen. Vor allem für den Einfluß der Höhenlage sollen die längst geplanten Untersuchungen in noch größerer Höhe (Jungfrau-joch), wenn möglich in verschiedener Höhenlage (Jungfrau-joch und Lauterbrunnen) gleichzeitig, nun in Bälde durchgeführt werden.

Der geringe Höheneinfluß, der zunächst aus Tabelle 2 spricht, wäre vereinbar mit der Entstehungsmöglichkeit des O_3 aus O_4 nach Wulf*); diese Bildung hätte in tieferen Schichten zu erfolgen als die Bildung des hohen Ozons über O-Atome, da O_4 nur bei höheren Drucken merkbar auftritt.

3. Das Gebiet unterhalb 2700 Å. Der anschaulichste Nachweis des bodennahen Ozons läge natürlich in dem Auftreten des Maximums der großen Ozon-

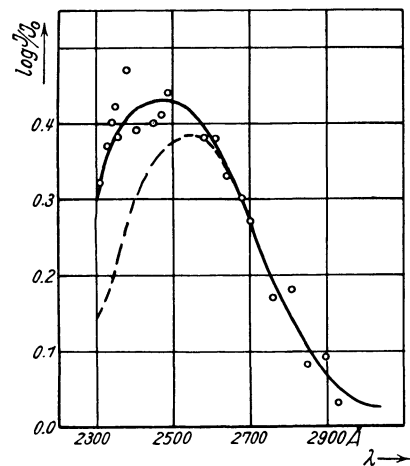


Fig. 4. Absorptionsdifferenz zweier Nächte mit verschiedenem Ozongehalt

bande. Infolge des raschen Anstiegs der unterhalb 2700 Å einsetzenden weiteren Absorption bleibt aber nur eine leichte Ausbuchtung der Absorptionskurve. Vergleicht man nun aber die Absorptionswirkung von Tagen mit verschiedenem Ozongehalt, so sollte man erwarten dürfen, daß sich in der Differenz die zusätzlichen kurzwelligen Absorptionseinflüsse weitgehend herausheben und das Maximum zutage tritt. Im 3. September 1932 und 28. März 1933 verfügen wir über zwei Fälle mit extrem verschiedenem Ozongehalt; sie haben anscheinend gleiche Trübung und damit den weiteren Vorzug, daß in ihrer Differenz ein Trübungseinfluß herausfällt. Reduzieren wir noch, wie nun immer im folgenden, alles auf die Luft-

masse des 28. März, so gibt Fig. 4 den Absorptionsunterschied dieser beiden Nächte. Etwas nach kürzeren Wellenlängen verschoben ist das Absorptionsmaximum auch in diesem Beispiel noch; zeichnen wir gestrichelt die Kurve ein, die sich allein als Ozondifferenz errechnet, so zeigt sich, daß nicht nur das Ozon, sondern auch die zusätzliche kurzwellige Absorption am 28. März stärker gewesen sein muß als am 3. September.

Ehe wir auf diesen neuen Befund eingehen, befreien wir (mit Hilfe von Fig. 3) unsere sämtlichen Absorptionswerte von der Wirkung des Ozons (einschließlich der Trübung). Das Ergebnis bringt Tabelle 3, sowie für die beiden klaren Arosen Nächte Fig. 5.

*) Wulf: Phys. Rev. 41, 375, 1932.

Tabelle 3

Restabsorption ohne Ozon (reduziert auf 1052m Arosler Luftstrecke)

λ	Arosa 3. 9.	Chur 1. 10.	Arosa 28. 3.	Arosa 31. 3.	Mittel
2302	0.82	0.88	0.99	1.03	0.93
2323	0.68	0.79	0.88	0.93	0.82
2339	0.56	0.64	0.76	0.79	0.69
2345	0.58	0.64	0.79	0.80	0.70
2354	0.56	0.63	0.72	0.69	0.65
2378	0.42	0.51	0.62	0.57	0.53
2400	0.37	0.42	0.46	0.47	0.43
2446	0.20	0.21	0.25	0.21	0.22
2464	0.24	0.24	0.29	0.25	0.26
2482	0.11	0.12	0.18	0.18	0.15
2576	0.06	0.03	0.06	0.07	0.06
2603	0.07	— 0.01	0.08	0.06	0.05
2639	0.03	0.00	0.01	0.05	0.02
2672	0.02	0.00	0.02	— 0.01	0.01
2699	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
2752	0.00	0.02	— 0.02	0.00	0.00
2803	— 0.01	0.01	0.02	0.00	0.00
2847	0.01	0.00	— 0.02	—	— 0.01
2893	— 0.01	0.02	0.01	0.02	0.01
2925	0.02	0.00	0.00	0.02	0.01
3341	0.00	—	— 0.01	0.02	0.00
3396	0.03	—	0.00	— 0.01	0.01

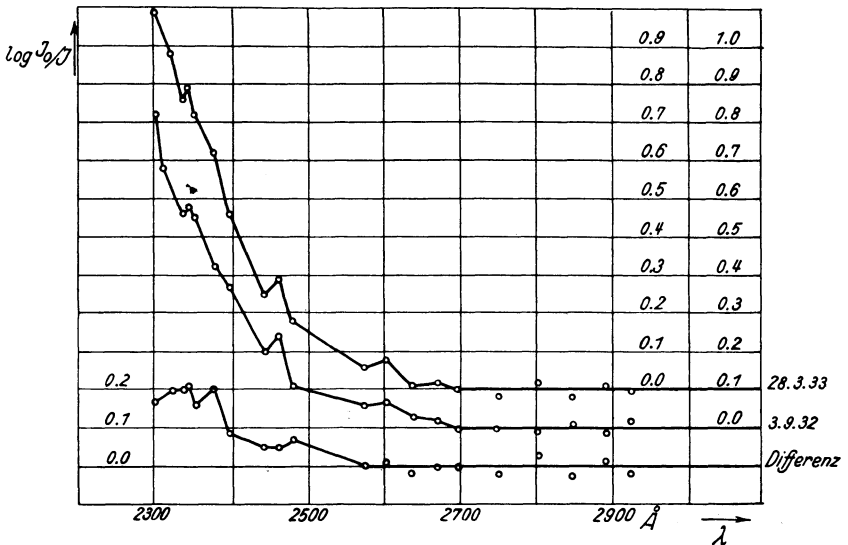


Fig. 5. Restabsorption ohne Ozon

Würde man statt nach „Läuchli“ nach „Fabry-Buisson“ rechnen, so ändert sich prinzipiell nichts; für den Tag stärksten Ozongehalts würden sich zwischen 2603 und 2378 Å um 0.03 stärkere Restabsorptionen ergeben. Die Absorptionskoeffizienten um 2300 Å sind nach E. Meyer*) eingesetzt.

Versucht man, aus den Messungen von Buisson und Mitarbeitern**) in der Provence die Restabsorption in derselben Weise abzutrennen, so ergibt sich:

2699	2653	2563	2482	2400	2313	2265	2195	2144
0.00	— 0.01	0.03	0.15	0.49	1.02	1.43	2.01	2.35

Entsprechendes leitet sich ab aus den Ergebnissen von Dawson***), jedoch nur denen bei guter Sicht.

In unseren Kurven treten zwei Absorptionsspitzen in Erscheinung, 2345 und 2464 Å; die kräftigere bei 2464 Å ist identisch mit der von Herzberg†) angegebenen Bande 2463 Å, so daß in der Absorption zweifellos eine Sauerstoffabsorption enthalten ist; weil diese konstant ist, fällt diese Absorptionsspitze in der Differenz zweier Nächte in Fig. 5 denn auch heraus. Damit sind aber noch nicht die Schwankungen erklärt, die zwischen Herbst- und Frühjahrsmaterial doch reell sein dürften. Ein Gehalt der Luft an O₄††) hinge nur vom Sauerstoff und vom Druck ab. Ein Druckeffekt ist zunächst nicht zu erkennen, und für eine sehr starke Temperaturabhängigkeit der Banden liegt zunächst kein Anhaltspunkt vor. Es bleibt die Annahme anderer absorbierender Substanzen wie Stickoxyden und Wasserstoffperoxyd. Urey, Dawsey und Rice†††) geben Absorptionskoeffizienten für gasförmiges Wasserstoffperoxyd; das Absorptionsspektrum ist kontinuierlich und wird nach kurzen Wellenlängen stetig stärker. Will man die Absorptionsdifferenz der Fig. 5 mit H₂O₂ erklären, so käme man auf mindestens 3 · 10⁻⁴ cm pro Kilometer Schicht (etwa 10⁻¹⁰ Mole pro Liter Luft). Nach den alten Bestimmungen von Schöne§) enthält die Luft als dauernden Bestandteil etwa 10⁻¹¹ Mole H₂O₂ pro Liter. Gewisse Unregelmäßigkeiten im Verlauf der Absorptionsdifferenz weisen jedoch auf einen bandenförmigen Charakter der zusätzlichen Absorption hin; man könnte an NO oder NO₂ denken. Besonders die Spitze 2345 Å, die schon im Kontinuum der Herzbergschen Banden liegt, weist auf noch weiteres hin als O₂ und H₂O₂. Vielleicht werfen die geplanten weiteren Untersuchungen mit kontinuierlicher Lichtquelle auf diese Substanzen, die teilweise schon für die Berg- und Föhnkrankheit verantwortlich gemacht worden sind, etwas Licht. Solange mag auch dahingestellt bleiben, ob die Restabsorption nach Tabelle 3 nur zufällig in Arosa schon bei längeren Wellenlängen einzusetzen scheint, als in Chur und in der Provence.

*) Ann. d. Phys. (4) **12**, 849, 1903.

) H. Buisson, G. Jausseran, P. Rouard: C. R. **190, 808, 1930; **194**, 1477, 1932.

***) L. H. Dawson, L. P. Granath und E. O. Hulburt: Phys. Rev. **34** II, 136, 1929.

†) Herzberg: l. c.

††) Wulf: l. c.

†††) Urey, Dawsey, Rice: Journ. Amer. Chem. Soc. **51**, 1371, 1929.

§) Schöne: Ber. **13**, 1503, 1880; **20**, 3011, 1893; **27**, 1233, 1894.

Erwiderung zu der Arbeit von H. Schmehl

Von E. A. Ansel, Freiburg

In seinem „Beitrag zum Zweipendelverfahren bei relativen Schwere-messungen*)“ bemerkt Schmehl in bezug auf ein Ergebnis der dort zitierten Ver-öffentlichung von mir: Es sei nicht recht verständlich, wenn ich bei der Anwendung der Furtwänglerschen Formeln zur Reduktion der Schwingungszeiten einige Vorsicht für angebracht halte, denn diese Momentanformeln stimmten mit den von mir angegebenen, aus den Bewegungsgleichungen folgenden Reduktionsausdrücken genau überein. Vielleicht liegt hier ein Mißverständnis vor, zu dessen Aufklärung diese Ausführungen beitragen sollen.

Beginnen im Falle ungedämpfter Schwingung beide Pendel ihre Bewegung aus der Ruhe zur Zeit $t = 0$ mit annähernd gleichen Amplituden und entgegen-gesetzter Phase, so führen die Integrale der Bewegungsgleichungen auf folgende Beziehungen zwischen den momentanen Schwingungszeiten T_1^* , T_2^* und den zu bestimmenden Eigenwerten T_1 , T_2 :

$$T_1 = T_1^* - \gamma (1 - \kappa_1)$$

$$T_2 = T_2^* - \gamma (1 - \kappa_2)$$

Hierbei ist angenommen, daß die Trägheitsmomente der Pendel um die bezüglichen Drehachsen sehr nahezu gleich sind und auch die Schwingungszeiten T_1 , T_2 sich nur sehr wenig unterscheiden; γ bezeichnet das Mitschwingen; weiter bedeuten κ_1 , κ_2 die Verhältnisse der Anfangsamplituden:

$$\kappa_1 = -\frac{\Phi_2}{\Phi_1}; \quad \kappa_2 = -\frac{\Phi_1}{\Phi_2}$$

Wollte man nun etwa unter Berufung auf die Momentanformeln von Furt-wängler den Zusammenhang zwischen den Schwingungszeiten darstellen und dazu von den Ausdrücken Gebrauch machen:

$$T_1 = T_1^* - \gamma \left[1 + \frac{a_2}{a_1} \cos (\psi_2 - \psi_1) \right]$$

$$T_2 = T_2^* - \gamma \left[1 + \frac{a_1}{a_2} \cos (\psi_2 - \psi_1) \right]$$

so wäre für das Verhältnis der Momentanamplituden $a_2 : a_1$ einzusetzen:

$$\frac{a_2}{a_1} = -\kappa_1 \frac{\cos \psi_1}{\cos \psi_2}; \quad \frac{a_1}{a_2} = -\kappa_2 \frac{\cos \psi_2}{\cos \psi_1}$$

*) Zeitschr. f. Geophys. 8 (1932).

Hiermit folgte dann:

$$T_1 = T_1^* - \gamma \left[1 - \kappa_1 \frac{\cos \psi_2}{\cos \psi_1} \cos(\psi_2 - \psi_1) \right]$$

$$T_2 = T_2^* - \gamma \left[1 - \kappa_2 \frac{\cos \psi_1}{\cos \psi_2} \cos(\psi_2 - \psi_1) \right]$$

Da nun die Winkel ψ_1, ψ_2 Funktionen der Zeit sind, nämlich:

$$\psi_1 = \gamma \frac{\pi}{T_2} (\kappa_1 + u) t \quad \psi_2 = \gamma \frac{\pi}{T_2} (\kappa_2 + u) t$$

worin T ein Näherungswert der Schwingungsdauer, u die Differenz $T_2 - T_1 > 0$ der Pendelschwingungszeiten bedeuten, so sind die momentanen Werte $T_1^* T_2^*$ jetzt nicht mehr konstant während des Schwingungsvorganges, sondern selbst von der Zeit abhängig, was mit dem obigen Ergebnis nicht übereinstimmt. Um noch zu zeigen, daß der Einfluß in der Tat merklich ist, ergänzte ein numerisches Beispiel die betreffenden Ausführungen, und daran schloß sich die Bemerkung, auf die H. Schmehl abhob. ohne aber den gekennzeichneten Zusammenhang weiter zu erwähnen.

Die Diskrepanz in den beiden Reduktionsformeln ist wirklich vorhanden; sie hat vermutlich ihren Grund darin, daß die einen Formeln auf der Basis ungedämpfter, die anderen unter der Annahme gedämpfter Schwingungen abgeleitet wurden, wobei noch die Dämpfungskonstanten der beiden Pendel als von gleicher Größe vorausgesetzt sind.

Mit der Dämpfung verhält es sich aber so, daß ihre Darstellung durch ein der Winkelgeschwindigkeit proportionales Glied nicht so sehr unter dem Gesichtspunkt der getreuen Wiedergabe ihres Einflusses erfolgt, als unter dem, eine Form der Bewegungsgleichungen zu erhalten, deren Integration keine besonderen Schwierigkeiten verursacht und daß die Integrale den Bewegungsvorgang ungefähr approximieren. Man kann daher die Frage aufwerfen, ob es bei der Kleinheit der Dämpfung nicht schon genügt, den Bewegungsverlauf während einer verhältnismäßig kurzen Zeit unter der Annahme ungedämpfter Schwingungen darzustellen.

Bei der Aufgabe der relativen Schwerebestimmung handelt es sich ausschließlich um eine physikalische Angelegenheit; das mathematische Beiwerk spielt nur eine untergeordnete Rolle, und insoweit man davon Gebrauch macht, offenbart es die Lücken im physikalischen Kontrollgang. Ihn vermag die Rechnung nicht zu ersetzen, noch kann sie ihm den Weg weisen. Denn die bisherigen Bewegungsgleichungen betreffen idealisierte Verhältnisse, die von der Wirklichkeit mehr oder weniger abweichen; welche Vereinfachung folgt doch allein schon aus der Annahme, es handle sich um unendlich kleine Schwingungen! Darum keine Überbewertung quasi-theoretischer Ergebnisse.

Die Ergebnisse der Entwicklung des Schwerkraftfeldes der Erde nach Kugelfunktionen bis zur 16. Ordnung

(Das Geoid, II.)

Von F. Ackerl, Wien

Aus der vom Verfasser gegebenen Kugelfunktionen-Entwicklung des Schwerkraftfeldes der Erde werden nach dem Verfahren von Hopfner die Undulationen des Geoids, die scheinbaren und die wahren Schwerkraftstörungen berechnet und mitgeteilt.

Über die Darstellung des Schwerkraftfeldes der Erde durch eine Entwicklung nach Kugelfunktionen bis zur 16. Ordnung wurde in zwei Arbeiten*) berichtet, die die theoretischen Grundlagen einer solchen Entwicklung und den Gang der Rechenarbeiten ausführlich behandeln.

Von einer nochmaligen Wiedergabe der Kugelfunktionenentwicklung an dieser Stelle muß abgesehen werden. Man findet sie am Schluß der Arbeit „Die Schwerkraft am Geoid“**).

Das Vorhandensein von Kugelfunktionen erster Ordnung deutet an, daß der Ursprung des Koordinatensystems nicht mit dem Erdschwerpunkt zusammenfällt. In einer späteren Arbeit soll die Schwerpunktlage und die Richtung der Hauptträgheitsachsen untersucht werden.

Es kann indessen schon hier bemerkt werden, daß aus dem Nichtzusammenfallen von Schwerpunkt und Koordinatenursprung zunächst keinerlei Schlüsse auf die Konstitution des Erdkörpers gezogen werden dürfen. Am allerwenigsten sollte hier der Grund für eine Asymmetrie vermutet werden. Falls beim Geoid, um das es sich ja handelt, überhaupt von einem Figurenmittelpunkt gesprochen werden kann, so ist es von vornherein gar nicht leicht und recht unklar, wie dieser Figurenmittelpunkt festgelegt werden soll. Im übrigen ist es ein rein geometrisches Problem, den angenommenen Koordinatenursprung in den auf irgendeine Weise definierten Figurenmittelpunkt hineinzuschieben. Fraglos hängt diese geometrische Aufgabe aber mit der Massenordnung im Erdkörper nicht zusammen.

I. Die Genauigkeit der Kugelfunktionenentwicklung. Die Genauigkeit der Entwicklung kann aus den Widersprüchen abgeleitet werden, die sich aus den Grundwerten $f(\mu, \lambda)$ und den aus der Entwicklung berechneten Werten $f'(\mu, \lambda)$ ergeben. Prey***) konnte diese Prüfung durch geeignete Zusammen-

*) F. Ackerl: Das Schwerkraftfeld der Erde. Akad. Wien, Sitz.-Ber. d. mathem.-naturw. Kl. [IIa] **140**, 1931. Derselbe: Die Schwerkraft am Geoid, II. Teil; Akad. Wien [IIa] **141**, 1932.

***) a. a. O. 2, S. 440, Tabelle III.

***) A. Prey, Darstellung der Höhen- und Tiefenverhältnisse der Erde durch eine Entwicklung nach Kugelfunktionen bis zur 16. Ordnung, Abhandl. d. Kgl. Ges. d. Wiss., Göttingen, N. F. XI, 1. Berlin 1922.

Tabelle 2. Die rechnerischen Ergebnisse des Verfahrens von Hopfner
 ξ = Undulationen des Geoids in Metern, $(g - \gamma)$, $(g - \gamma')$ = scheinbare, wahre Schwerekräftstörungen
 (Einheit = 10^{-3} cmsec⁻²)

Nordpol: $\xi = + 352$ m

Südpol: $\xi = - 290$ m

φ	λ	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
0	0	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
1	1	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	
2	2	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31		
3	3	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31			
4	4	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31				
5	5	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31					
6	6	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31						
7	7	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31							
8	8	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31								
9	9	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31									
10	10	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31										
11	11	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31											
12	12	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31												
13	13	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31													
14	14	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31														
15	15	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31															
16	16	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31																
17	17	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31																	
18	18	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31																		
19	19	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31																			
20	20	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31																				
21	21	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31																					
22	22	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31																						
23	23	23	24	25	26	27	28	29	30	31																							
24	24	24	25	26	27	28	29	30	31																								
25	25	25	26	27	28	29	30	31																									
26	26	26	27	28	29	30	31																										
27	27	27	28	29	30	31																											
28	28	28	29	30	31																												
29	29	29	30	31																													
30	30	30	31																														
31	31	31																															

fassungen ohne Berechnung der einzelnen Laplaceschen Ypsilon durchführen und bemerkt hierzu folgendes*).

„Es bestand ursprünglich die Absicht, die Berechnung der Darstellung von den niederen zu höheren Ordnungen der Kugelfunktionen fortschreiten zu lassen, um zu erkennen, wie sich das Erdbild durch Hinzutreten der höheren Ordnungen nach und nach vervollständigt. Ich bin aber in dieser Richtung nur bis zur fünften Ordnung fortgeschritten. Im weiteren steigt die Arbeit dann derart ins Ungemessene, daß ich davor zurückschreckte. Ich habe daher die Berechnung der einzelnen Y aufgegeben, und gleich von vornherein angestrebt, alle Glieder verschiedener Ordnung zusammenzufassen, welche mit gleichen Cosinus- oder Sinusfaktoren multipliziert sind, mit anderen Worten, im System der Tafel nicht kolonnenweise, sondern zeilenweise fortzuschreiten. Die Arbeit geht dadurch mindestens auf den zehnten Teil herunter.“

Zur Erreichung des hier verfolgten Zweckes, nämlich zur zahlenmäßigen Anwendung des Verfahrens von Hopfner, war es unerlässlich, für jeden der 544 Bezugspunkte alle Y_n gesondert zu berechnen. Es mußten daher, von dem konstanten Y_0 abgesehen, insgesamt 8704 einzelne Y_n aus rund $2^{1/2}$ Millionen sektoriellen und tesseralen Anteilen ermittelt werden. Durch Verwendung eines Lochkartenrasters gelang es, die angedeutete Arbeit in einer Zeit von etwa 2 Jahren fertigzustellen.

Die gegebenen Werte $f(\mu, \lambda)$ der Schwerkraft sind in der ersten Zeile, die mit der Kugelfunktionenentwicklung berechneten Werte $f'(\mu, \lambda)$ in der zweiten Zeile jedes Parallelkreises der Tabelle 1 ausgewiesen. Die dritte Zeile dieser Tabelle gibt den Widerspruch w im Sinne von $w = f'(\mu, \lambda) - f(\mu, \lambda)$.

An Hand dieser Widersprüche läßt sich leicht angeben, mit welcher Genauigkeit die Ausgangswerte $f(\mu, \lambda)$ durch die Kugelfunktionenentwicklung dargestellt werden. In der Zusammenstellung (Tab. 3) wurde für jeden Parallelkreis i ausgewiesen, wie oft ein bestimmter Widerspruch vorkommt; ferner die Summe $[w]$, die Quadratsumme $[ww]$ und schließlich ein mittlerer Widerspruch $W = \sqrt{[ww]/32}$. Da wir aus der von Prey gegebenen Darstellung der Höhen- und Tiefenverhältnisse wissen, daß seine Kugelfunktionenentwicklung die mittleren Höhen „bis auf 100 bis 200 m richtig darstellt“ (**), so wurde hier eine Vergleichsgröße, nämlich die jedem W zugeordnete Höhenänderung ΔH in Metern mit der Annahme des Freiluftgradienten $3.086 \cdot 10^6 \text{ cm sec}^{-2}$ hinzuberechnet.

Die Schlußzeile enthält die entsprechenden Zahlen für die gesamte Entwicklung. Wir erkennen, daß die 544 Ausgangswerte mit einer Genauigkeit von $\pm 0.035 \text{ cm sec}^{-2}$ dargestellt werden.

Fragt man weiter noch, in welcher Weise die Entwicklung rasche Änderungen der Schwerkraftbeschleunigung von Punkt zu Punkt wiederzugeben vermag,

*) a. a. O., Fußnote 4, S. 20.

**) a. a. O., Fußnote 4, S. 25.

so ist zu dieser Betrachtung besonders Zentralamerika geeignet, wo sich die hohe und schmale Landbrücke von Mexiko aus den Tiefen des Großen Ozeans und des Golfes von Mexiko erhebt. An dieser Stelle tritt die größte Schwerkraftdifferenz auf, die zwischen benachbarten Bezugspunkten der Kugelfunktionenentwicklung überhaupt vorkommt.

Tabelle 3
Anzahl und Verteilung der Widersprüche der Tabelle 1
Einheit = 10^{-2} cmsec $^{-2}$

λ	μ	0	± 1	± 2	± 3	± 4	± 5	± 6	± 7	± 8	± 9	± 10	± 11	± 12	[w]	[ww]	W	ΔH
1	4	2	4	1	3	1	2	1	+2	444	3.7	121
2	3	5	1	1	2	1	2	2	-15	647	4.5	146
3	3	4	5	2	1	2	3	1	1	0	472	3.8	124
4	3	3	3	3	2	.	1	.	1	1	+12	382	3.5	112
5	5	3	2	1	3	2	4	.	1	1	.	1	.	1	-8	710	4.7	153
6	4	3	4	5	2	1	1	1	+5	514	4.0	130
7	7	4	3	3	3	.	1	2	.	.	.	1	.	.	+9	321	3.2	103
8	5	3	1	4	1	2	1	2	-11	427	3.7	118
9	3	8	4	2	1	1	.	.	1	+2	286	3.0	87
10	2	8	2	3	3	.	2	1	+11	277	2.9	95
11	5	3	1	3	1	.	.	2	1	-15	449	3.8	122
12	3	4	1	5	3	2	1	1	1	.	1	.	1	.	+8	602	4.3	181
13	3	6	5	3	.	1	1	1	.	1	+22	298	3.1	99
14	6	4	4	3	1	.	1	.	.	1	+1	173	2.3	76
15	7	4	6	1	.	1	-4	140	2.1	65
16	3	7	3	3	1	2	1	+20	198	2.5	81
17	5	2	4	5	3	1	.	2	1	-42	334	3.2	105
	71	70	53	43	28	13	18	7	7	3	1	1	1	1	-2	6674	9.5	113
		57	64	36	19	23	19	9	9	3	1	2	1	2				

In Tabelle 1 finden wir am Parallelkreis 7 ($\varphi = 20^{\circ} 34'$) für die drei Meridiane 22 ($\lambda = 247^{\circ} 30'$), 23 ($\lambda = 258^{\circ} 45'$) und 24 ($\lambda = 270^{\circ} 00'$) die Angaben:

Meridian	22	Δ	23	Δ	24
$g = f(\mu, \lambda)$	978.81	- 0.54	978.27	+ 0.43	978.70
$g = f'(\mu, \lambda)$	978.79	- 0.42	978.37	+ 0.28	978.65

Die durch den Übergang vom Großen Ozean (22) zum Festland (23) gegebene Abnahme der Schwerkraft um rund 0.5 cm sec $^{-2}$ wird durch die Kugelfunktionenentwicklung mit rund 0.4 cm sec $^{-2}$ dargestellt, während die darauffolgende Zunahme der Schwerkraft um rund 0.4 cm sec $^{-2}$ wieder abgeschwächt mit rund 0.3 cm sec $^{-2}$ berechnet wird. Trotz dieser Abschwächung sieht man, daß die Entwicklung den Unterschied der kontinentalen und ozeanischen Schwerkraftwerte klar und gut zum Ausdruck bringt.

Dieses Ergebnis ist aus dem Grunde wichtig, weil Prey festgestellt hat*), daß seine Kugelfunktionenentwicklung der Höhen- und Tiefenverhältnisse der Erde über Mexiko zu keinem Festland, sondern zu einem etwa 1000 m tiefen Meer führt. Der Grund hierfür dürfte nur in der Tatsache liegen, daß Prey die Höhenverhältnisse einer Erde entwickelte, bei der die hervortretendsten Unregelmäßigkeiten der Oberfläche eingeebnet sind und schon in den Grundlagen der Kugelfunktionenentwicklung nur mehr in den großen Zügen zum Ausdruck kommen. Durch die Bildung der „mittleren Höhen“ erhielt Prey z. B. für den oben betrachteten Festlandspunkt ($\varphi = 7, \lambda = 23$) einen Grundwert von -26 m, der durch die Entwicklung mit -610 m wiedergegeben wird. In Wahrheit hat aber dieser Ort eine Höhe von $+1900$ m.

Da die Einebnung der Oberflächenform einen Ausgleich der Massenunregelmäßigkeiten nach sich zieht, gibt die Kugelfunktionenentwicklung von Prey eigentlich die Oberfläche einer Erde, die dem Idealbild der Lehre von der Isostasie sich nähert.

Überall dort, wo es sich darum handelt, die Umrißformen der Erde in großen Zügen zu berücksichtigen, leistet die Kugelfunktionenentwicklung von Prey wertvolle Dienste. Die Entwicklung wird aber kaum dort befriedigen können, wo die von ihr nicht zum Ausdruck gebrachten Kleinformen der Erdoberfläche von ausschlaggebender Bedeutung sind.

Wenn man z. B. die Schwerkraft über Zentralamerika mit Hilfe der Entwicklung von Prey ableitet, so werden nicht die wahren Verhältnisse bestimmt, sondern der Verlauf der Schwerkraft auf einer Erde mit sehr ausgeglichener Oberfläche, die an Stelle des Hochlandes von Mexiko ein 1000 bis 2000 m tiefes Meer zeigt.

Aus diesen Gründen ist es wenig wahrscheinlich, daß sich die Frage, ob die wahre Erdkruste isostatisch oder nichtisostatisch gelagert ist, dadurch entscheiden läßt, daß man für beide Annahmen die Schwerkraft über der durch die Kugelfunktionenentwicklung von Prey gegebenen vereinfachten Erde berechnet und mit der bekannten Schwerkraftverteilung auf der wahren Erde vergleicht**).

II. Die theoretischen Grundlagen des Verfahrens. Vor Besprechung der in der Tabelle 2 mitgeteilten Ergebnisse soll hier nochmals eine kurze und zusammenfassende Darstellung des Verfahrens von Hopfner zur Bestimmung der Geoidundulationen gegeben werden.

Der Grundgedanke, daß bei Bestimmung der Erdfigur aus Schwerkraftwerten eine Randwertaufgabe der Geodäsie vorliegt, führt zu der Forderung, daß die beobachteten Schwerkraftbeschleunigungen in Randwerte am Geoid verwandelt werden müssen.

*) a. a. O., Fußnote 4, S. 27.

***) A. Prey: Zur Frage nach dem isostatischen Massenausgleich in der Erdrinde. Gerl. Beitr. z. Geophys. **29**, 1931; **36**, 1932; F. Ackerl: Die Schwerkraft über Nordamerika und Westeuropa, ebenda **36**, 1932.

Damit ist das Reduktionsverfahren bereits vorgeschrieben; denn nur die potentialtheoretisch begründete Reduktionsmethode von A. Prey*) führt zu den geforderten Randwerten der Schwerkraft am Geoid.

Zur Lösung des Randwertproblems hat sich nach den neuesten Arbeiten Hopfners**) der folgende Weg als der kürzeste und zugleich als der mathematisch schärfste ergeben.

Wir beziehen die Niveauläche $W \equiv U + T = C$ auf das Niveausphäroid $U_0 = C$. Die Funktion U entwickeln wir nach Potenzen der Undulation ξ ; bei Vernachlässigung von Größen der Ordnung ξ^2 erhält man die Gleichung

$$W = U_0 - \left(\frac{\partial U}{\partial n}\right)_0 \xi + T \dots \dots \dots (1)$$

Wir leiten sie nach der äußeren Normalen n ab; hierdurch ergibt sich

$$\frac{\partial W}{\partial n} = \left(\frac{\partial U}{\partial n}\right)_0 - \left(\frac{\partial^2 U}{\partial n^2}\right)_0 \xi + \left(\frac{\partial T}{\partial n}\right).$$

In beide Gleichungen führen wir die Schwerkraftbeschleunigungen g (auf der Niveauläche) und γ (am Niveausphäroid) ein und erhalten

$$W = U_0 + \gamma \xi + T, \quad g = \gamma - \frac{\partial \gamma}{\partial n} \xi - \frac{\partial T}{\partial n} \dots \dots \dots (2)$$

Wir beziehen diese Gleichungen auf das Geoid $W = C$, also auf jenes Geoid, das den nämlichen Potentialwert wie das Niveausphäroid $U_0 = C$ besitzt; man bekommt hierdurch

$$\xi = -\frac{T}{\gamma}, \quad \frac{\partial T}{\partial n} - \frac{1}{\gamma} \frac{\partial \gamma}{\partial n} T + (g - \gamma) = 0 \dots \dots \dots (3)$$

Die erste der Gleichungen (3) ist unter dem Namen des Theorems von Bruns bekannt. Das zweite Glied in der partiellen Differentialgleichung erster Ordnung für die Restfunktion T wird als Term von Bruns bezeichnet.

Mit Vernachlässigung von Größen von der Ordnung der Abplattung α ist

$$\frac{\partial \gamma}{\partial n} = -\frac{2\gamma}{a}$$

und man vernachlässigt daher Größen von der Ordnung α^2 , wenn die Differentialgleichung in der Form

$$\frac{\partial T}{\partial r} + \frac{2}{a} T + (g - \gamma) = 0 \dots \dots \dots (4)$$

*) A. Prey: Über die Reduktion der Schwerebeobachtungen auf das Meeresniveau. Akad. Wien, Sitz.-Ber. mathem.-naturw. Kl. [IIa] 113, 1904); s. a. Prey, Mainka, Tams: Einführung in die Geophysik. Berlin 1922.

**) F. Hopfner, Die Grundgleichungen der physikalischen Geodäsie. Akad. Wien, Sitz.-Ber. 141, 1932.

geschrieben wird. Zusammen mit dem Theorem von Bruns löst die Gleichung für jeden Raumpunkt — abgesehen vom Erdschwerpunkt — das Problem von Stokes, das damit von Hopfner*) auf seine einfachste mathematisch-physikalische Form gebracht worden ist.

Eine weitere wesentliche Vereinfachung stellt sich aus der Erwägung ein, daß bei Vernachlässigung von Größen der Ordnung α^2 , nach den in der Erdkruste vorliegenden Dichteverhältnissen, die Poissonsche Gleichung durch die Laplacesche Gleichung ersetzt werden darf. Da nämlich die Dichte ρ in keinem Punkte des Geoids und in keinem Massenpunkt seiner Umgebung — von kleinsten Bereichen abgesehen — den Wert 4 überschreitet, ist

$$4\pi f\rho < \alpha^2.$$

Hierdurch wird die spezielle Randwertaufgabe der Geodäsie eine zweite Randwertaufgabe für den Außenraum, und es reicht sonach hin, die partielle Differentialgleichung durch eine Funktion zu befriedigen, die im Außenraum des Geoids harmonisch ist und im Unendlichen wie $1/r^4$ verschwindet.

Hopfner setzt infolgedessen

$$\frac{T}{a} = \sum_{n=3}^{n=\infty} \frac{Y_n}{n-1} \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} \dots \dots \dots (5)$$

so daß

$$\frac{\partial T}{\partial r} = - \sum_{n=3}^{n=\infty} \frac{n+1}{n-1} Y_n \left(\frac{a}{r}\right)^{n+2} \dots \dots \dots (6)$$

Für $r = a$ soll sein:

$$\frac{T}{a} = \sum_{n=3}^{n=\infty} \frac{Y_n}{n-1}, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = - \sum_{n=3}^{n=\infty} \frac{n+1}{n-1} Y_n.$$

Trägt man diese Werte in die Differentialgleichung ein, so ergibt sich

$$\sum_{n=3}^{n=\infty} Y_n = (g - \gamma) \dots \dots \dots (7)$$

und die Undulationen ζ folgen aus der Gleichung

$$\zeta = - \frac{a}{\gamma} \sum_{n=3}^{n=\infty} \frac{Y_n}{n-1} \dots \dots \dots (8)$$

Die Lösung existiert und ist eindeutig, denn $(g - \gamma)$ ist in einer und nur einer Weise auf der Kugel vom Radius $r = a$ (Niveausphäroid) nach Kugelfunktionen entwickelbar. Infolgedessen konvergieren auch die Reihen für T/a und ζ ; denn die Reihe für $(g - \gamma)$ ist Majorante beider Reihen.

*) F. Hopfner, Über einige aktuelle Fragen der physikalischen Geodäsie. Gerl. Beitr. z. Geophys. 38, 1933.

III. Die rechnerischen Ergebnisse des Verfahrens. a) Die Undulationen des Geoids. Die erste Zeile der Tabelle 2 weist die berechneten Undulationen aus; positive Werte der Undulationen bedeuten Senkungen, negative Werte Hebungen des Geoids. Eine zeichnerische Darstellung des Verlaufes der Undulationen auf der ganzen Erde erscheint demnächst in Petermanns Geographischen Mitteilungen*).

Die größte Hebung von 677 m (Tabelle 2, $\varphi = 7$, $\lambda = 23$) finden wir über Zentralamerika, die größte Senkung von 837 m ($\varphi = 11$, $\lambda = 22$) westlich von Südamerika im Großen Ozean.

In der zeichnerischen Darstellung sind deutlich drei geschlossene Senkungsgebiete erkennbar.

Das ausgedehnte flache Senkungsgebiet der Nordhalbkugel (Nordpol 352 m; Maximum 428 m bei $\varphi = 2$, $\lambda = 0$) tritt zwischen Amerika und Afrika auf die Südhalbkugel über und erreicht dort bei $\varphi = 11$, $\lambda = 30$ nochmals 423 m. Die zwei Senkungsgebiete der Südhalbkugel liegen in sich geschlossen zwischen Australien—Südamerika (Maximum 837 m) im Großen Ozean und zwischen Afrika—Australien (Maximum 822 m bei $\varphi = 12$, $\lambda = 7$) im Indischen Ozean.

Die Senkung des Großen Ozeans reicht bis etwa 50° Südbreite, während die des Indischen Ozeans sich bis etwa 70° südl. Br. in das geschlossene Gebiet von Geoidhebungen einschleibt, das sich um den Südpol (290 m Hebung) lagert.

Ein breites Hebungsgebiet dringt über die Küste des Antarktischen Festlandes (Wilkesland, 523 m Hebung bei $\varphi = 15$, $\lambda = 14$) nach Norden über Australien vor (Maximum 114 m Hebung bei $\varphi = 12$, $\lambda = 13$), und leitet über die Ostindischen Inseln nach Asien hin, wo sich die größte Hebung mit 590 m bei $\varphi = 6$, $\lambda = 7$ zeigt. Das asiatische Hebungsgebiet verflacht in nordöstlicher Richtung bis an die Küste des Eismeer, in südwestlicher Richtung über Arabien und führt zu der ausgeprägten Hebungszone über Zentralafrika (608 m; $\varphi = 9$, $\lambda = 3$). Nach der Südspitze Afrikas abfallend, leitet eine verhältnismäßig schmale Brücke nach Südamerika, wo wir nur im Süden Hebungen von mehr als 200 m antreffen.

Über dem nordöstlichen Teil Brasiliens liegt ein kleines Senkungsgebiet (Maximum 97 m), von wo ab in nordwestlicher Richtung eine breite Zone von Hebungen bis Alaska vordringt. In diesem Gebiet, nämlich über Zentralamerika, ergab sich der bereits erwähnte Größtwert der Hebungen im Betrage von 677 m.

Aus dieser kurzen Beschreibung und den Zahlen der Tabelle 2 (die ungefähren Festlandsumrisse sind in der Tabelle durch dickere Linien angedeutet) erkennen wir, daß im allgemeinen das Geoid über den Kontinenten sich hebt und über den Weltmeeren sich senkt.

Eine Ausnahme hiervon bildet neben der bereits erwähnten Senkung in Südamerika die Tatsache, daß der westliche Teil von Nordafrika, ganz Europa,

*) Während des Druckes im Heft 7, 1933, erschienen.

die Nordostküste von Asien, ferner das arktische Tiefland der Küste von Nordamerika eine Geoidsenkung von 0 bis 200 m, Grönland eine Senkung von 300 bis 400 m aufweist.

Hebungen über Weltmeeren finden wir im Großen Ozean zwischen Nordamerika und den Sandwich-Inseln, in der Südsee und in den südlichsten Teilen des Großen und Atlantischen Ozeans.

Hinsichtlich der Genauigkeit der berechneten Undulationen ist zu bemerken, daß ihr mittlerer Fehler sich aus Gl. (8) mit

$$M_{\zeta}^2 = \left(\frac{a}{\gamma}\right)^2 \sum_{n=3}^{n=16} \left(\frac{1}{n-1}\right)^2 m_{\zeta n}^2$$

ergibt. Hieraus erhält man mit den Näherungswerten $a = 6.37 \cdot 10^8$ cm, $\gamma = 980$ cm sec⁻² und der Annahme, daß alle vorkommenden Y_n den gleichen Fehler aufweisen, den Betrag von

$$M_{\zeta} = \pm 45 \text{ m.}$$

Die innere Genauigkeit der in Tabelle 2 ausgewiesenen Undulationen kann also mit rund ± 50 m veranschlagt werden. Beachtet man schließlich noch, daß in den theoretischen Entwicklungen Größen der Ordnung α^2 vernachlässigt wurden, so ist aus diesem Grunde von vornherein mit einer Unsicherheit von rund ± 60 m zu rechnen. Wir müssen daher schließen, daß die Darstellung der Schwerkraft durch eine Entwicklung nach Kugelfunktionen bis zur 16. Ordnung die von der Theorie geforderte Genauigkeit erreicht.

Schließlich kommen wir zu der Frage, wie weit die wahre Figur des Geoids durch die hier berechneten Undulationen dargestellt ist. Im Hinblick darauf, daß für den größeren Teil der Erdoberfläche, die Ozeane, überhaupt keine oder doch nur sehr wenige Schwerkraftwerte vorlagen, ist es gewiß möglich, daß die Undulationen für diese Gebiete größere Fehler aufweisen können.

Es steht außer Frage, daß eine neue Entwicklung auf Grund neuer Messungen, insbesondere über den Meeren, möglicherweise zu anderen Ergebnissen hinsichtlich des Verlaufs der Undulationen, namentlich über den Meeren, führen werden.

Dennoch ist der Zweck der Arbeit durch den Nachweis erreicht worden, daß einerseits das Verfahren von Hopfner durchführbar ist und daß andererseits die Undulationen bei der Deutung der Schwerkraftstörungen nicht vernachlässigt werden dürfen.

Endgültige Ergebnisse waren nicht zu erwarten. Dennoch sind die Ergebnisse auch nicht weniger sicher als jene, die bisher mit Hilfe eines noch kleineren Beobachtungsmaterials auf Grund anfechtbarer Hypothesen abgeleitet worden sind.

Es ist gewiß, daß für Gebiete, die bereits heute zahlreiche Schwerkraftstationen aufweisen, wesentliche Änderungen im gewonnenen Bilde durch eine neue Darstellung auf Grund neuer Beobachtungen nicht hervorgerufen werden können.

Zur Stütze dieser Ansicht kann auf die von Helmhert veröffentlichte Karte der „Deformationen des Geoids durch die Kontinentalmassen“*) hingewiesen werden.

Die in ihr dargestellten Deformationen wurden von Helmhert unter der Annahme berechnet, daß die Kontinente in einfach begrenzter Form einer homogenen Kugel aufgelagert sind. Für diesen nicht-isostatischen Fall ergaben sich Hebungen und Senkungen bis zu 400 m. Helmhert weist darauf hin, daß seine Annahmen „über die Dichte der Kontinentalplatten nicht ausreichen, um einen Zustand der physischen Erdoberfläche herbeizuführen, der dem wirklichen ähnelt. Mit den bisherigen Annahmen nämlich würden die Kontinente einfach überschwemmt.“ Nach Helmhert müssen die Zahlen seiner Karte noch um $\frac{4}{10}$ vergrößert werden.

Beachtet man dies, so ergeben sich Hebungen, die den nach dem Verfahren von Hopfner berechneten nicht nur hinsichtlich der Größe, sondern auch hinsichtlich der Verteilung nahekommen. Ganz besonders ausgeprägt ist die Ähnlichkeit auf der östlichen Halbkugel, wo die Begrenzung und die nordöstliche Erstreckung des Hebungsgebietes auf der Karte von Helmhert fast völlig dem Verlauf der hier veröffentlichten Hebungen entspricht.

Da bei isostatischer Lagerung der Massen in der Erdkruste die Undulationen nur klein sein können, spricht die Größe der hier ohne eine Voraussetzung über die Massenordnung in der Erdkruste berechneten Undulationen zunächst gegen eine isostatische Lagerung der Massen, ohne daß deshalb schon behauptet wäre, daß keine Isostasie vorhanden ist.

Denn aus den Erscheinungen im Schwerkraftfeld der Erde an der Erdoberfläche lassen sich weder Beweismittel für die Lehre von der Isostasie noch solche gegen sie erbringen. Vom Standpunkt der Physik aus beurteilt, stellt nämlich die Lehre von der Isostasie einen Versuch zur Lösung des Umkehrproblems der Potentialtheorie in seiner Anwendung auf die Theorie von der Massenordnung im Erdinnern vor, insoweit die Dichteverteilung daselbst aus der Schwerkraftverteilung erschlossen werden soll.

Es läßt nämlich — wie bekannt — das Umkehrproblem, wenn als Hilfsmittel nur die Sätze der Potentialtheorie herangezogen werden, keine eindeutige Lösung zu.

b) Die Schwerkraftstörungen. In der zweiten Zeile der Tabelle 2 sind die nach Gl. (7) berechneten scheinbaren Schwerkraftstörungen ($g - \gamma$) ausgewiesen. Obwohl der Kugelfunktionenentwicklung nur bis auf 0.01 cm sec^{-2} abgerundete Werte der Schwerkraft zugrunde lagen, wurden die Störungen aus rechnerischen Gründen schärfer ermittelt und sind daher in Einheiten von $10^{-3} \text{ cm sec}^{-2}$ angegeben. Als Fehler der ($g - \gamma$) kann ähnlich wie bei den g -Werten ein Betrag von ± 0.03 bis $\pm 0.04 \text{ cm sec}^{-2}$ angenommen werden.

Über den in der Tabelle durch stärkere Umrahmung angedeuteten Festländern findet man in der Regel negative und über den Weltmeeren positive scheinbare Störungen.

*) F. R. Helmhert: Die mathematischen und physikalischen Theorien der höheren Geodäsie, II. Leipzig 1884.

In den scheinbaren Schwerkraftstörungen kommt die vereinigte Wirkung der Massenunregelmäßigkeiten und der Undulationen des Geoids zum Ausdruck. Als Ursache der systematischen Verteilung der scheinbaren Störungen wird heutzutage fast ausschließlich eine verschiedene Massenanordnung unter den Kontinenten und Ozeanen angenommen, ohne zu beachten, daß die Vergleichswerte g bzw. γ im allgemeinen auf Niveauflächen verschiedenen Potentialwertes liegen.

Diesen Niveauunterschied, das ist die Undulation des Geoids, berücksichtigt der Term von Bruns durch die Berechnung der theoretischen Schwerkraftbeschleunigung γ' am Geoid aus der im zugeordneten Punkt des Niveausphäroids gegebenen Schwerkraftbeschleunigung γ im Sinne der Gleichung

$$\gamma' = \gamma - \xi \frac{\partial \gamma}{\partial n},$$

in der Größen von der Ordnung ζ^2 vernachlässigt sind.

Die Werte g und γ' gehören derselben Niveaufläche an und liefern die wahre Schwerkraftstörung $g - \gamma'$, die ihre Entstehung einzig und allein den Massenunregelmäßigkeiten verdankt.

Diese wahren Störungen $g - \gamma'$ sind in der dritten Zeile der Tabelle 2 enthalten. Im Hinblick auf den vorhin angegebenen Fehler der Werte $g - \gamma$, den mit rund 50 bis 100 m abgeschätzten Fehler der Undulationen ζ und die Tatsache, daß über der ganzen Erde mit einem konstanten Werte von $\partial \gamma / \partial n$ gerechnet wurde, dürfte der Fehler der wahren Störungen mit rund ± 0.04 bis ± 0.05 cm sec⁻² anzunehmen sein.

Eine zeichnerische Darstellung der Verteilung der wahren Schwerkraftstörungen auf der Erde wird demnächst in Petermanns Geographischen Mitteilungen*) erscheinen.

Es zeigt sich im allgemeinen ein ziemlich regelloser Wechsel von positiven und negativen wahren Störungen sowohl über den Ozeanen als auch über den Kontinenten. Bei einer Deutung dieser Störungen im heute üblichen Sinne wird es in Einzelfällen gelingen, bald Stützen für das Vorhandensein einer isostatischen Anordnung, bald solche für eine nicht-isostatische Lagerung der Massen in der Erdkruste zu finden.

Eine endgültige Entscheidung der Frage, ob Isostasie besteht oder nicht, wird erst dann gefällt werden können, wenn eine der beiden Möglichkeiten durch Beweismittel erhärtet wird, die nicht nur dem Schwerkraftfeld der Erde entnommen sind. In erster Linie dürfte wohl die Geologie dazu berufen sein, diese ausschlaggebenden Beweismittel zu erbringen.

Schlußbemerkungen. Trotz der demnach gebotenen Vorsicht wird man aber dennoch behaupten dürfen, daß die Größe der erstmalig potentialtheoretisch einwandfrei berechneten Undulationen eher gegen als für eine isostatische Anordnung der Massen in der Erdkruste spricht.

*) Während des Druckes in Heft 7, 1933, erschienen.

Denn einerseits sind bei einer solchen Lagerung größere Undulationen ganz unwahrscheinlich, andererseits ist die Übereinstimmung der auf ganz verschiedenen Wegen, nämlich von Helmert und nach dem Verfahren von Hopfner bestimmten Undulationen hinsichtlich ihrer Größe und Verteilung auffällig gut, wobei man sich vor Augen zu halten hat, daß Helmert seiner Untersuchung eine Erdkruste zugrunde legte, in der die Massen nicht isostatisch gelagert sind.

Schließlich soll noch darauf hingewiesen werden, daß die Größe und Verteilung der Undulationen zeigt, daß von einer Dreiachsigkeit der Erdfigur nicht gut gesprochen werden kann. Die Erdfigur ist viel zu kompliziert, als daß sie durch eine so schematische Figur, wie es ein dreiachsiges Ellipsoid ist, hinreichend gut dargestellt werden könnte.

Referate

F. Hopfner: *Physikalische Geodäsie. Mathematik in Monographien und Lehrbüchern XIV.* Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig 1933. 434 Seiten, 49 Abbildungen. Preis broschiert RM 29.—, gebunden RM 31.—.

Es ist keine leichte Aufgabe, das umfangreiche Gebiet der physikalischen Geodäsie, d. h. im wesentlichen die physikalisch-mathematische Behandlung der Frage nach der Erdfigur, in gedrängter Form so darzustellen, daß der Leser, ohne anderweitige umfangreiche Literatur zur Hand nehmen zu müssen, den nicht immer einfachen Gedankengängen zu folgen vermag. Einen Versuch in dieser Hinsicht stellt das vorliegende Buch von F. Hopfner dar, und wenn hierdurch auch ein eingehenderes Studium der Spezialliteratur nicht ganz überflüssig geworden ist, so ist es doch dem Verfasser gelungen, dem Studierenden eine sehr brauchbare zusammengefaßte Einführung in den Problembereich der physikalischen Geodäsie zu geben, sowie demjenigen, der sich eingehender hiermit beschäftigen will, einen Leitfaden für dieses Gebiet zu liefern, der in übersichtlicher Gliederung die weit verzweigten Teilprobleme in einheitlicher Darstellung bringt.

Die ersten drei Kapitel sind der Einführung in die mathematischen Grundlagen vorbehalten. Das erste Kapitel gibt eine kurze, aber ausreichende Darstellung der wichtigsten Greenschen Sätze und der Transformationen des Laplaceschen Operators in sphärische und ellipsoidische Koordinaten. Im zweiten Kapitel folgt in gleicher Weise die Behandlung der Kugelfunktionen und im dritten Kapitel entsprechend der Laméschen Funktionen, deren Bedeutung in den später vielfach angewendeten Reihenentwicklungen zutage tritt.

Das vierte Kapitel ist der Potentialtheorie gewidmet. Hier hat es Hopfner mit Geschick verstanden, dem außerordentlich verzweigten Gebiet gerade diejenigen Teile zu entnehmen, die für die spätere Behandlung der Erdfigur von Wichtigkeit sind, ohne jedoch in Weitschweifigkeiten zu geraten, die dem mathematisch orientierten Potentialtheoretiker sehr nahe liegen.

Das fünfte Kapitel beschäftigt sich mit dem Potential und der Anziehung des homogenen Ellipsoids, der Grundlage der Lehre von den Gleichgewichtsfiguren rotierender Flüssigkeiten, deren eingehende Darstellung im sechsten bis achten Kapitel folgt.

Die Behandlung dieser Probleme ist vielleicht im Hinblick auf die modernen Fragen, die mit der Erdfigur im Zusammenhang stehen, etwas zu ausführlich geraten. Jedoch

findet diese Ausführlichkeit in der historischen Bedeutung jenes Problemkreises ihre Berechtigung. Aber auch sonst dürfte eine eingehendere Behandlung dieser Fragen nicht unerwünscht sein. Handelt es sich doch um das Problem der Erdfigur im großen und ganzen, das als Grundlage der nachfolgenden spezielleren Untersuchungen nicht unerwähnt bleiben darf. Schließlich ist die übersichtliche Darstellung hervorzuheben, die es demjenigen, der sich ein tieferes Eindringen in diesen Gegenstand nicht erlauben kann, verhältnismäßig leicht gestattet, einen guten Überblick über die verschiedenen möglichen Gleichgewichtsfiguren rotierender Flüssigkeiten zu bekommen.

Als Abschluß der Theorie von den Gleichgewichtsfiguren beschäftigt sich das neunte Kapitel eingehend mit der Dichteverteilung und der Abplattung der Niveauflächen im Erdinnern (Problem von Clairaut).

Das zehnte Kapitel bringt die Theorie der Entwicklung des Attraktionspotentials der Erde nach Kugelfunktionen. Dies bildet die Grundlage der im letzten Kapitel ausführlich behandelten modernen Probleme der physikalischen Geodäsie, der Frage nach den Niveauflächen der Schwerkraft und dem Geoid.

Im elften Kapitel folgt Hopfner zunächst den bekannten Entwicklungen von H. Bruns, die in aller Ausführlichkeit die analytischen Eigenschaften der Niveauflächen behandeln. Die Untersuchung des Niveausphäroids, das man aus der Kugelfunktionsentwicklung des Schwerepotentials durch Abspaltung aller die Massenunregelmäßigkeiten enthaltenden Glieder erhält, führt zunächst zum Clairautschen Theorem. Sodann wird — immer im Anschluß an H. Bruns — die Wirkung der Massenunregelmäßigkeiten in Betracht gezogen, wodurch die Untersuchung zwangsläufig zu den sogenannten Geoidundulationen geführt wird. Zum Schluß folgt eine eingehende Darstellung verschiedener, im wesentlichen auf dem Theorem von Bruns beruhenden Methoden zur Bestimmung der Geoidundulationen aus Lotstörungen und Schwereanomalien.

Heinrich Jung, Göttingen.

Jahrbuch für die Gewässerkunde Norddeutschlands; Abflußjahre 1926, 1927 und 1928. Herausgegeben von der Preuß. Landesanstalt für Gewässerkunde. Berlin 1932.

Durch die langwierige Bearbeitung des Beobachtungsmaterials verzögert, erscheinen jetzt die Tabellenwerke 1926 bis 1928 der Preuß. Landesanstalt für Gewässerkunde. Der Umfang der neuen Bände ist gegen die früheren erheblich gewachsen; von rund 275 Pegelstellen werden die täglichen Wasserstandsbeobachtungen aus den norddeutschen Stromgebieten von Memel bis Rhein und dem Küstengebiet der Ost- und Nordsee nachgewiesen. In einer Übersicht über die Wasserstands- und Eisverhältnisse sind die Hauptzahlen der einzelnen Stromgebiete vorweggenommen und diese Hauptzahlen in Vergleich gestellt zu den Durchschnittswerten für die Jahresreihe 1896—1925. Die Häufigkeit der Wasserstände ist in Stufen von je 20 cm ausgezählt. In vermehrtem Maße sind die Ergebnisse von Abflußmengenmessungen mitgeteilt, denen sich Gefallaufnahmen und Querschnittaufnahmen anschließen. Die unter diesem Abschnitt veröffentlichten Zahlen entstammen meist technischen Vorarbeiten von Wasserbau- und Kulturbauämtern. Wassertemperaturen selbst sind tabellarisch nicht enthalten; für jedes Stromgebiet sind aber die Stellen mit Beobachtungszeit notiert, welche Temperaturmessungen vornehmen.

Die seit 1914 veröffentlichten Grundwasserstandsbeobachtungen gewinnen in dem Tabellenwerk steigende Bedeutung; es sind im letzten Jahrbuch etwa 140 Beobachtungsstellen mit ihren monatlichen Grundwasserständen mitgeteilt. Die Beobachtungsstellen enthalten meist auch eine knappe Mitteilung über das Bodenprofil.

H. Haase.

Die praktische Lösung der zweiten Randwertaufgabe der Geodäsie

Von **F. Hopfner**, Wien — (Mit 1 Abbildung)

Das von mir vorgeschlagene und von F. Ackerl zahlenmäßig durchgerechnete Verfahren zur Bestimmung des Geoids aus Schwerkraftwerten wird unter sehr allgemeinen Gesichtspunkten nochmals entwickelt.

Das von mir vorgeschlagene und von F. Ackerl erstmalig zahlenmäßig durchgerechnete Verfahren zur Bestimmung des Geoids aus Schwerkraftwerten hat zu mancherlei Erörterungen Anlaß gegeben. Ich hoffe, zur Klärung mancher Frage beizutragen, wenn ich das Verfahren nochmals unter sehr allgemeinen Gesichtspunkten entwickle. Hierbei setze ich stillschweigend voraus, daß die beobachteten Schwerkraftwerte durch das Reduktionsverfahren von Prey in Randwerte am Geoid verwandelt worden sind; einerseits geben nämlich die bisher allgemein angewendeten Reduktionsverfahren keine Randwerte*) und andererseits würden Schwerkraftwerte, die keine Randwerte sind, bei der zahlenmäßigen Anwendung des Verfahrens notwendigerweise zu falschen Ergebnissen führen.

1. Es bedeute W die Kräftefunktion der Erde. Wir stellen sie als Summe zweier Funktionen U und T dar, so daß, wenn $T = W - U$ gesetzt wird,

$$W = U + T \quad (1)$$

ist.

Die Funktion U kann willkürlich gewählt werden. Nur durch Erwägungen praktischer Natur erfährt der Kreis möglicher Annahmen über die Funktion U eine Einschränkung. Wir werden daher die Funktion U im folgenden in der Weise wählen, daß sie im Gesamtraum — vom Koordinatenursprung abgesehen — die Eigenschaften einer Kräftefunktion im Außenraum einer gravitierenden und rotierenden Masse besitzt. Die Gleichung $U = \text{const}$ ist infolgedessen die Gleichung für die Schar der Niveauflächen in dem durch die Kräftefunktion U bestimmten Kraftfelde. Durch geeignete Wahl der Funktion U läßt sich erreichen, daß diese Niveauflächen geschlossene Flächen sind, die nur wenig von der Kugelgestalt abweichen. Diese Niveauflächen hat Bruns in seiner Theorie von der Erdfigur

*) F. Hopfner, *Physikalische Geodäsie*, S. 395. Leipzig 1933; s. auch *Neue Wege zur Bestimmung der Erdfigur, Ergebnisse der kosmischen Physik* 1, Leipzig 1931.

als Niveausphäroide bezeichnet. In der noch bestehenden Willkürlichkeit der Funktion U auch nach den bisher getroffenen Einschränkungen hinsichtlich ihrer Wahl ist es übrigens begründet, daß kein Grund zur Annahme vorliegt, eines der Niveausphäroide sei mit einem der gebräuchlichen Referenzellipsoide identisch. Insbesondere kann man daher auch nicht erwarten, daß beide Flächen die nämliche Abplattung aufweisen. Diese Gleichheit wäre nur dann erreichbar, wenn sie bei der Auswahl der Funktion U in die von ihr zu erfüllenden Bedingungen aufgenommen werden würde.

Durch die Gleichung

$$\frac{\partial U}{\partial n} = -\gamma,$$

unter n die Richtung der äußeren Normalen verstanden, wird ein Kraftfeld erklärt, das im Gesamttraum — vom Ursprung abgesehen — die charakteristischen Eigen-

schaften eines Kraftfeldes im Außenraum einer gravitierenden und rotierenden Masse aufweist. Wir nennen γ die theoretische Schwerkraftbeschleunigung. In der Willkürlichkeit der Funktion U ist es nämlich gelegen, daß dem von der Ableitung $\partial U / \partial n$ erklärten Kraftfelde keinerlei Realität in der Natur zukommt; denn das Kraftfeld ist nur ein künstlich geschaffenes Schwerkraftfeld, mit dem das von der Erde erzeugte Schwerkraftfeld verglichen werden soll. Ich halte diesen Hinweis für nötig, da man gegenwärtig ganz allgemein in den Werten von γ geradezu von der Natur vorgegebene „Normalwerte“ der Schwere zu erblicken geneigt ist.

Es seien $U = c$ und $U = c_0$ ($c < c_0$) die Gleichungen zweier sehr nahe beieinander liegender Niveausphäroide (vgl. die Figur). Wir errichten in einem

Punkte des Niveausphäroids $U = c$ die Flächennormale; sie werde in seinem Außenraum positiv gewählt. Die beiden Niveausphäroide schneiden auf der Normalen die Strecke ζ ab. Da die Kräftefunktion U im Endlichen — vom Ursprung abgesehen — analytisch ist, kann sie in der Umgebung des Niveausphäroids $U = c_0$ nach Potenzen von ζ entwickelt werden. Man erhält

$$U = U_0 - \left(\frac{\partial U}{\partial n}\right)_0 \zeta \dots = U_0 + \gamma_0 \zeta \dots \dots \dots (2)$$

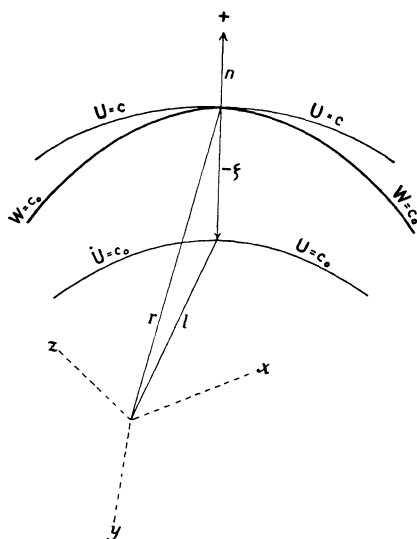


Fig. 1. Lage der Niveausphäroide $U = c$ und $U = c_0$ zum Geoid $W = c_0$

Wir leiten die Gleichung nach n ab und erhalten hierdurch

$$\frac{\partial U}{\partial n} = \left(\frac{\partial U}{\partial n}\right)_0 + \left(\frac{\partial \gamma}{\partial n}\right)_0 \zeta,$$

woraus

$$\gamma = \gamma_0 - \left(\frac{\partial \gamma}{\partial n}\right)_0 \zeta \dots \dots \dots (3)$$

folgt.

Die Werte für die theoretische Schwerkraftbeschleunigung γ in zwei auf einer Normalen sehr nahe beieinander liegenden Punkten lassen sich sonach mit Hilfe der Freiluftformel ineinander überführen. Das Ergebnis ist leicht aus der Erwägung heraus zu verstehen, daß das durch die Kräftefunktion U bestimmte Kraftfeld nach Voraussetzung die charakteristischen Eigenschaften eines Kraftfeldes im Außenraum einer gravitierenden und rotierenden Masse besitzen soll. Aber natürlich gilt jenes Ergebnis nicht für zwei Schwerkraftbeschleunigungen g des Schwerfeldes der Erde, die Punkten zugehören, von denen zumindest der eine im Innern der Erdmasse liegt. Auch hierfür liegt der Grund auf der Hand; die Kräftefunktion W der Erde ist nämlich im Innern der Erdmasse nur innerhalb beschränkter Bereiche analytisch und insbesondere können die Werte von W in den Punkten der Erdmasse nicht durch analytische Fortsetzung aus den Werten von W in den Punkten des Außenraums gewonnen werden.

2. Im Hinblick auf die Gleichungen (1) und (2) ist hinreichend genau, d. h. mit Vernachlässigung von Größen von der Ordnung ζ^2 ,

$$W = U_0 + \gamma \zeta + T; \dots \dots \dots (4)$$

nur der einfacheren Schreibweise wegen lassen wir den Index Null bei γ fort. Wir leiten diese Gleichung nach der äußeren Normalen ab und erhalten

$$\frac{\partial W}{\partial n} = \left(\frac{\partial U}{\partial n}\right)_0 + \frac{\partial \gamma}{\partial n} \zeta + \frac{\partial T}{\partial n};$$

hierin führen wir die Schwerkraftbeschleunigung g im Schwerfeld der Erde

$$-g = \frac{\partial W}{\partial n}$$

und die theoretische Schwerkraftbeschleunigung γ ein und erhalten hierdurch

$$g = \gamma - \frac{\partial \gamma}{\partial n} \zeta - \frac{\partial T}{\partial n} \dots \dots \dots (5)$$

Der zweite Term rechter Hand ist der Term von Bruns.

Wir beziehen (vgl. die Figur) die Niveauläche $W = c_0$ der Erde auf das Niveausphäroid gleichen Potentialwertes

$$U = c_0 = U_0.$$

Aus Gleichung (4) ergibt sich hierdurch in bekannter Weise das Theorem von Bruns

$$\zeta = -\frac{T}{\gamma}, \dots \dots \dots (6)$$

womit man ζ aus der Gleichung (5) eliminieren kann; man erhält

$$\frac{\partial T}{\partial n} - \frac{1}{\gamma} \frac{\partial \gamma}{\partial n} T + g - \gamma = 0 \dots \dots \dots (7)$$

Die Gleichungen (6) und (7) lösen die Aufgabe, aus den scheinbaren*) Schwerkraftstörungen $g - \gamma$ die Undulationen ζ des Geoids zu berechnen. Gelingt es nämlich, T aus der partiellen Differentialgleichung erster Ordnung (7) in Funktion von $g - \gamma$ zu bestimmen, so liefert sodann Gleichung (6) die Undulation ζ . Unter gewissen vereinfachenden Annahmen ist es leicht möglich, jenes partikuläre Integral der partiellen Differentialgleichung anzugeben, das die Aufgabe löst.

Nach Voraussetzung erfüllt U überall im Endlichen — vom Ursprung abgesehen — die Laplacesche Gleichung $\Delta U = 2\omega^2$, unter ω die Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation verstanden. Von der Kräftefunktion W der Erde ist bekannt, daß sie — vom Ursprung abgesehen — im Innern der Erdmasse die Poissonsche Gleichung $\Delta W = -4\pi f\rho + 2\omega^2$ und im Außenraum die Laplacesche Gleichung $\Delta W = 2\omega^2$ befriedigt. Wir werden daher von dem partikulären Integral der Differentialgleichung (7) fordern, daß es — vom Ursprung abgesehen — im Masseninnern die Poissonsche Gleichung $\Delta T = -4\pi f\rho$ und im Außenraum die Laplacesche Gleichung $\Delta T = 0$ erfülle. Diese Erkenntnis folgt aus der Gleichung $T = W - U$, aus der übrigens auch hervorgeht, daß das partikuläre Integral T der Differentialgleichung wesentlich von der Annahme über die willkürlich wählbare Funktion U bedingt ist. In der Differentialgleichung tritt diese Abhängigkeit der Funktion T von U dadurch in Erscheinung, daß die theoretische Schwerkraftbeschleunigung γ und ebenso ihre Ableitung $\partial\gamma/\partial n$ je nach der über U getroffenen Annahme verschiedene Werte annehmen. Die Wahl der Funktion U hat demnach für die Lösung der Aufgabe grundsätzliche Bedeutung; je nach der Annahme über U erhält man verschiedene Werte für γ , $\partial\gamma/\partial n$, T , ζ und für die scheinbare Schwerkraftstörung $g - \gamma$.

Ferner werden wir von dem partikulären Integral der Differentialgleichung (7) und seinen ersten Ableitungen fordern, daß sie im Gesamttraum — vom Ursprung abgesehen — eindeutige, endliche und stetige Funktionen des Ortes sein sollen, die im Unendlichen verschwinden. Denn in der Differenz $W - U$ fällt die Kräftefunktion der Fliehkraft heraus; T ist sonach die Differenz zweier Potentialfunktionen. Die Ordnung des Verschwindens von T und seiner Ableitungen für $\lim r = \infty$ wird von der Auswahl der Funktion U bedingt.

*) F. Hopfner: Physikalische Geodäsie, S. 375. Leipzig 1933.

Die Differentialgleichung besitzt übrigens eine sehr einfache gravimetrische Bedeutung. Der Differentialquotient $\partial T/\partial n$ ist nämlich mit der negativ genommenen wahren*) Schwerkraftstörung $g - \gamma'$ identisch. Die aus der Differentialgleichung folgende Formel

$$(g - \gamma') - (g - \gamma) = \frac{\partial \gamma}{\partial n} \zeta$$

sagt infolgedessen aus, daß sich die wahre und die scheinbare Schwerkraftstörung um den Term von Bruns voneinander unterscheiden. Diese Beziehung zwischen den beiden Schwerkraftstörungen läßt sich natürlich aus der Gleichung (3) auch unmittelbar folgern.

3. Wir bezeichnen den mittleren Radiusvektor des Niveausphäroids $U = c_0$ mit a ; nach Voraussetzung ist nämlich jenes Niveausphäroid eine geschlossene Fläche, die nur wenig von der Kugelgestalt abweicht. Vernachlässigt man Größen von der Ordnung α^2 — unter α die Abplattung verstanden —, so kann in der Differentialgleichung (7)

$$\frac{\partial \gamma}{\partial n} = - \frac{2\gamma}{a}$$

gesetzt und die Richtung von n mit der Richtung des Radiusvektors r vertauscht werden, wodurch man die einfachere Differentialgleichung

$$\frac{\partial T}{\partial r} + \frac{2}{a} T + g - \gamma = 0 \dots \dots \dots (8)$$

erhält.

Das gesuchte partikuläre Integral T soll im Innern der Erdmasse die Poissonsche Gleichung $\Delta T = -4\pi f \rho$ und im Außenraum der Erdmasse die Laplacesche Gleichung $\Delta T = 0$ erfüllen. Glücklicherweise ist in den Punkten der Erdkruste $4\pi f \rho < \alpha^2$. Da Größen von der Ordnung α^2 in der Differentialgleichung vernachlässigt wurden, kann auch in der Erdkruste die Laplacesche Gleichung $\Delta T = 0$ als erfüllt angesehen werden. Hierdurch tritt eine weitere, wesentliche Vereinfachung der Aufgabe ein, da sie als eine Aufgabe des Außenraums behandelt werden darf.

Als praktikuläre Lösung der Differentialgleichung (8) kann nämlich jetzt eine harmonische Funktion gewählt werden, der wir zweckmäßigerweise noch die Bedingung vorschreiben wollen, daß sie wie $1/r^4$ im Unendlichen verschwinden soll. Denn dann kann man, wie sich im folgenden zeigen wird, entsprechend den im Abschnitt 1 getroffenen Voraussetzungen über die Funktion U diese durch die Gleichung

$$U = \frac{Y_0}{r} + \frac{Y_1}{r^2} + \frac{Y_2}{r^3} + \frac{\omega^2}{2} (x^2 + y^2)$$

*) F. Hopfner: a. a. O. S. 575.

erklären, so daß die Fläche

$$\frac{Y_0}{l} + \frac{Y_1}{l^2} + \frac{Y_2}{l^3} + \frac{\omega^2}{2} (x^2 + y^2) = c_0$$

das Niveausphäroid $U = c_0$ ist. Ebenso wird man erkennen, daß beim Zusammenfallen des Ursprungs mit dem Erdschwerpunkt $Y_1 = 0$ ist und die Kugelfunktionen Y_0 und Y_2 eine einfache Bedeutung haben; l bedeutet den Radiusvektor des Niveausphäroids.

Die harmonische Funktion T und ihre Ableitung $\partial T/\partial r$ erklären wir für $r > a$ durch die Gleichungen

$$\begin{aligned} \frac{T}{a} &= \sum_{n=3}^{n=\infty} \frac{Y'_n}{n-1} \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} \dots \dots \dots (9) \\ \frac{\partial T}{\partial r} &= - \sum_{n=3}^{n=\infty} \frac{n+1}{n-1} Y'_n \left(\frac{a}{r}\right)^{n+2}. \end{aligned}$$

Für $r = a$ soll

$$\frac{T}{a} = \sum_{n=3}^{n=\infty} \frac{Y'_n}{n-1}, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = - \sum_{n=3}^{n=\infty} \frac{n+1}{n-1} Y'_n$$

sein; Y'_n bedeutet die allgemeine Kugelfunktion n -ter Ordnung.

Trägt man die Werte für T/a und $\partial T/\partial r$ aus den beiden letzten Gleichungen in die Gleichung (8) ein, so ergibt sich

$$g - \gamma = \sum_{n=3}^{n=\infty} Y'_n.$$

Die Existenz der Lösung folgt aus der Entwickelbarkeit von g auf der Kugel vom Radius a in eine nach allgemeinen Kugelfunktionen fortschreitende Reihe; denn auf dieser Kugel, die in der Differentialgleichung (8) an die Stelle des Niveausphäroids $U = c_0$ tritt, wird γ durch die Gleichung

$$\gamma = \sum_{n=0}^{n=2} Y'_n$$

dargestellt. Infolgedessen konvergiert auch die Reihe

$$\frac{T}{a} = \sum_{n=3}^{n=\infty} \frac{Y'_n}{n-1};$$

denn die Reihe für $g - \gamma$ ist eine Majorante dieser Reihe. Die Lösung ist eindeutig; denn g ist in einer und nur einer Weise in eine Reihe nach Kugelfunktionen entwickelbar.

Die Verbindung der letzten Gleichung mit dem Theorem von Bruns führt zur Gleichung

$$\zeta = - \frac{a}{\gamma} \sum_{n=3}^{n=\infty} \frac{Y'_n}{n-1},$$

womit die oben formulierte Aufgabe gelöst ist. Eine Integraldarstellung der partikulären Lösungen gaben Idelson und Malkin*); jedoch wählten sie die Fläche $\frac{Y_0}{r} + \frac{\omega^2}{2}(x^2 + y^2)$ zum Niveausphäroid $U = c_0$.

4. Wir haben daher nur noch die Funktion W aus den Reihen für die Funktionen U und T zusammensetzen. Um sogleich zu einer wohlbekanntem Entwicklung für die Kräftefunktion W der Erde zu gelangen, wollen wir in jedem Gliede der Reihe (9) den Faktor $\frac{a^{n+2}}{n-1}$ mit den Konstanten der Kugelfunktion Y'_n vereinigen. Man erhält hierdurch für T die Reihe

$$T = \sum_{n=3}^{n=\infty} \frac{Y_n}{r^{n+1}},$$

die für $r \geq a$ konvergiert. Zu dieser Gleichung addieren wir die Funktion

$$U = \sum_{n=0}^{n=2} \frac{Y_n}{r^{n+1}} + \frac{\omega^2}{2}(x^2 + y^2),$$

wodurch sich für die Kräftefunktion W der Erde die bekannte Entwicklung

$$W = \sum_{n=0}^{n=\infty} \frac{Y_n}{r^{n+1}} + \frac{\omega^2}{2}(x^2 + y^2)$$

ergibt.

Sie konvergiert zufolge der vorangehenden Herleitung für $r \geq a$, d. h. am Niveausphäroid $U = c_0$ und in seinem Außenraum. Ich habe jedoch an anderer Stelle**) gezeigt, daß sie über den angegebenen Bereich hinaus bis tief in die Erdkruste hinein und insbesondere in den Punkten des Geoids $W = c_0$ konvergent ist. Dieses Ergebnis ist durchaus verständlich, wenn man bedenkt, daß bei Vernachlässigung von Größen von der Ordnung α^2 die Poissonsche Gleichung $\Delta W = -4\pi f \rho + 2\omega^2$ in den Punkten der Erdkruste in die Laplacesche Gleichung $\Delta W = 2\omega^2$ übergeht, da in der Erdkruste $4\pi f \rho < \alpha^2$ ist. Hierdurch wird nämlich die Funktion $W - \frac{\omega^2}{2}(x^2 + y^2)$, die im Außenraum der Erdmasse eine harmonische Funktion ist, auch in jenen Punkten der Erdkruste harmonisch, in denen $4\pi f \rho < \alpha^2$ ist. Infolgedessen ist die Kräftefunktion der Erde — wie im Außenraum — auch in jenem Bereich der Erdkruste, in dem $4\pi f \rho < \alpha^2$ ist, durch eine Reihenentwicklung der angegebenen Art darstellbar, wenn Größen von der Ordnung α^2 vernachlässigt werden dürfen.

*) N. Idelson u. N. Malkin: Die Stokessche Formel in der Geodäsie als Lösung einer Randwertaufgabe, Gerlands Beitr. z. Geophys. 29, 1931; J. A. N. Idelson: Die Integralgleichung der physikalischen Geodäsie, ebenda 40, 1033.

**) F. Hopfner: Zeitschr. f. Geophys. 9, 77, 1933.

5. Man kann sagen, daß sich der Radiusvektor r des Geoids vom Radiusvektor l des Niveausphäroids $U = c_0$ um die Größe ζ unterscheidet, wenn Größen von der Ordnung α^2 vernachlässigt werden. Ebenso begeht man in der Differentialgleichung (7) nur einen Fehler von der Ordnung α^2 , wenn jenes Niveausphäroid durch die Kugel vom Radius a ersetzt wird. Bei der Integration der Differentialgleichung (8) ist infolgedessen $r = a + \zeta$ zu setzen. Man könnte daher mit Helmert*) die Frage nach dem Fehler aufwerfen, der begangen wird, wenn in der Reihe (9) $r = a$ anstatt $r = a + \zeta$ gesetzt wird.

Aus der Entwicklung

$$\left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} = \left(\frac{a}{a+\zeta}\right)^{n+1} = 1 - (n+1)\frac{\zeta}{a} + \dots$$

folgt man, daß der in der Reihe (9), d. h. im Werte von T/a , durch den Ansatz $r = a$ hervorgerufene Fehler im ungünstigsten Falle von der Ordnung

$$\left| \frac{\zeta}{a} \sum_{n=3}^{\infty} \frac{n+1}{n-1} Y'_n \right| = \left| \frac{\zeta}{a} \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_{r=a} \right| = \left| \frac{\zeta}{a} (g - \gamma') \right|$$

sein wird; hierin bedeutet $g - \gamma'$ die wahre Schwerkraftstörung.

Nach den Untersuchungen Ackerls**) über das Geoid ist

$$\frac{\zeta}{a} \sim 10^{-4}, \quad g - \gamma' < 1 \text{ cm sec}^{-2}.$$

Der im Werte von T/a entstehende Fehler ist somit im ungünstigsten Falle von der Ordnung $10^{-4} \text{ cm sec}^{-2}$, wenn in der Reihe (9) $r = a$ für $r = a + \zeta$ gesetzt wird. Also ist der in ζ/a im ungünstigsten Falle zu erwartende Fehler höchstens von der Ordnung 10^{-7} , wie unmittelbar aus dem Theorem von Bruns erschlossen werden kann. Da α^2 von der Ordnung 10^{-5} ist, kann man sagen, daß ein im Ergebnis merklicher Fehler nicht hervorgerufen wird, wenn bei der Integration der Differentialgleichung (8) in der Reihe (9) $r = a$ für $r = a + \zeta$ gesetzt wird.

6. Ich glaube nicht, daß gegen die theoretischen Grundlagen des Verfahrens ein stichhaltiger Einwand vorgebracht werden könnte. Aber auch die gegen Ackerls mühsame Berechnungen erhobenen Vorwürfe sind zumindest ungerechtfertigt. Gewiß sind seine Linien gleicher Schwerkraftbeschleunigung vielfach hypothetisch. Aber man sollte nicht übersehen, daß die bisher auf anderen Wegen abgeleiteten Ergebnisse auch um kein Jota zuverlässiger sind, da ihnen ein ebenso ungleichmäßig verteiltes und in der Regel noch viel weniger reichhaltiges Beobachtungsmaterial zugrunde liegt wie den Ackerlschen Resultaten. Auch darf man Ackerl nicht die Verwendung der Inselwerte beim Entwurf seiner Linien zum Vorwurf machen. Gewiß gelten die Inselwerte gegenwärtig als

*) F. R. Helmert: Höhere Geodäsie 2, 248, Leipzig 1884.

**) F. Ackerl: Die Bestimmung der mathematischen Erdfigur aus Schwerkraftmessungen, Petermanns Mitt. 79, 1933; s. auch Zeitschr. f. Geophys. 9, 263—275, 1933.

„gestört“. Aber es ist kaum mehr daran zu zweifeln, daß diese „Störung“ der Inselwerte vorwiegend nur eine Folge der Wirkung des bisher nicht beachteten Terms von Bruns ist; Senkungen über den Weltmeeren im Ausmaße von 600 bis 800 m erzeugen nämlich bei Außerachtlassung jenes Terms „Störungen“ in den Inselwerten von 0,198 bis 0,262 cm sec^{-2} . Aus dieser Erkenntnis heraus durfte Ackerl die Inselwerte nicht fortlassen, ganz abgesehen davon, daß er gegen einen alten naturwissenschaftlichen Erfahrungssatz gesündigt hätte, wenn er nicht alle vorliegenden Beobachtungswerte ohne Ausnahme zur Ableitung seiner Ergebnisse herangezogen hätte. Denn sein Ziel war gewesen, wenigstens die beiläufige Größe und Verteilung der Undulationen festzustellen, aber nicht etwa diese durch eine geeignete Auslese unter den vorliegenden Beobachtungen wegzueskamotieren nur zu dem Zwecke, um die bisherigen Ergebnisse über die Abplattung des Niveausphäroids zu bestätigen. Wenn hierbei Ackerl zu Ergebnissen kam, die von den gegenwärtigen Vorstellungen zum Teil beträchtlich abweichen, so spricht diese Tatsache an und für sich weder gegen die zugrunde liegende Theorie noch gegen die verwendeten Beobachtungswerte, da niemand leugnen kann, daß die bisherigen Ergebnisse auf höchst mangelhafter theoretischer Grundlage gewonnen worden sind. Ich will nur — ohne mich auf weitere Ausführungen einzulassen — daran erinnern, daß die Geodäsie in den letzten 50 Jahren ein Randwertproblem zu lösen versucht hat, ohne sich vorher die hierzu erforderlichen Randwerte zu verschaffen; ich glaube, schon diese Tatsache allein genügt für die Beurteilung der bisherigen Versuche und ihrer Ergebnisse.

Neue Messungsergebnisse mit dem statischen Schweremesser

Von **H. Haalek**, Potsdam — (Mit 4 Abbildungen)

Es werden die Versuchsergebnisse mit dem statischen Schweremesser auf einem Elbdampfer während einer Fahrt von Hamburg nach Potsdam mitgeteilt. Die Messungen haben gezeigt, daß es möglich ist, mit Hilfe des statischen Schweremessers die Änderung der Schwerkraft auf einem fahrenden Schiff mit einer hinreichenden Genauigkeit zu registrieren. Der Anschluß an mehr als 14 Pendelstationen ergab im Mittel als mittleren Fehler der statischen Messungen etwa ± 3 Milligal. Das Vorhandensein einer örtlichen positiven Schwerestörung im Gebiet der Vierlande südlich von Hamburg wird nach den statischen Messungen als sehr wahrscheinlich bezeichnet. Messungen im Gelände längs der Versuchsstrecke Potsdam—Treuenbrietzen, bei welchen das Instrument wie früher auf einem Auto aufgehängt war, ergaben aus den Wiederholungsmessungen ebenfalls einen mittleren Fehler von derselben Größenordnung. Als Ergebnis der damit im wesentlichen zum Abschluß gekommenen Versuche wird festgestellt, daß der barometrische Schweremesser in der Form eines dreifachen Apparats ein für eine allgemeine gravimetrische Vermessung der Länder und Meere geeignetes Instrument bildet.

1. Messungen auf fahrenden Schiffen. In der Weiterentwicklung des statischen (barometrischen) Schweremessers wurde in diesem Frühjahr mit Ver-

suchen an Bord eines fahrendes Schiffes begonnen. Dank des Entgegenkommens der Marineleitung konnte die erste Messungsreise auf dem Versuchsboot „Grille“ der Reichsmarine gelegentlich einer Fahrt auf der Ostsee vom Kieler Hafen bis in die Neustädter Bucht am 25. April ausgeführt werden. Die Versuchsbedingungen waren trotz ruhiger See (Windstärke 1 bis steigend auf 4) ungünstig: Es handelt sich um ein recht kleines Schiff (800 Tonnen). Das Instrument konnte wegen seiner großen Dimensionen nicht im Innern des Schiffes (im Schwerpunkt) aufgehängt werden, sondern mußte an der Seite bzw. vorne oben auf der Back aufgestellt werden, also an Punkten, welche bei der Fahrt verhältnismäßig große Bewegungen ausführen. Während der Fahrt zeigte es sich, daß Messungen mit dem statischen Schweremesser ausführbar waren. Zwar schwankten die Flüssigkeitsmenisken ununterbrochen hin und her, doch war eine Schätzung der Mittel-lage im allgemeinen bis zu einer Genauigkeit von etwa 5 bis 10 Milligal möglich, außer wenn die Amplitude der Schwankungen zu groß wurde (bis zu 100 Milligal und mehr). Die Ablesungen erwiesen sich als sicherer, wenn das Schiff in voller Fahrt war, als wenn es ruhig lag. Das Arbeiten der Maschinen störte nicht. Am stärksten waren die Schwankungen, wenn das Instrument frei dem Winde ausgesetzt war, also nicht durch die Bewegungen des Schiffes, sondern direkt durch die Druckwirkung des Windes in Schwankungen versetzt wurde. Verwertbare Messungen konnten, da die Möglichkeit der Kontrollmessungen an Pendelstationen fehlte, nicht erhalten werden. Als Gesamtergebnis dieser ersten Versuchs-messungen wurde aber festgestellt, daß eine Registrierung der Schwerkraft an Bord eines fahrenden Schiffes mit Hilfe des barometrischen Schweremessers die nötige Genauigkeit erreicht, wenn das Instrument im Innern des Schiffes möglichst im Schwerpunkt kardanisch aufgehängt wird.

Um den Schweremesser für Messungen auf Schiffen geeigneter zu machen, war es nach den gemachten Erfahrungen nötig, die Dimensionen des Instrumentes so weit zu verkleinern, daß es ins Innere eines Schiffes an einen geeigneten Auf-hängungsort gebracht werden kann. Es wurde deshalb ein Umbau vorgenommen: Die Höhe wurde verringert, die nach der Seite herausragenden Füße wurden ganz unter das Instrument verlegt und abnehmbare Handgriffe des bequemeren Trans-portes wegen an den Seiten angebracht. Die gesamte Höhe des Instrumentes ist jetzt 1.55 m, sein (ungeänderter) horizontaler Durchmesser 56 cm. Wird der obere Teil der Schutzhülle abgenommen, so läßt sich das Instrument von zwei Mann tragen. Das Gesamtgewicht (in meßbarem Zustande mit Eis und Wasser gefüllt) beträgt etwa 5 Zentner. Der Umbau nahm wegen einiger Schwierigkeiten fast den ganzen Sommer in Anspruch, so daß eine zweite Messungsfahrt sich bis zum September verzögerte. Da auf der Ostsee die Möglichkeit vergleichbarer Pendel-messungen fehlt, wurde eine zweite Messungsfahrt auf einem Elbdampfer von Berlin nach Hamburg in Aussicht genommen, um an den an der Elbe zahlreich vorhandenen Pendelstationen die Meßgenauigkeit des statischen Schwere-messers kontrollieren zu können. Die Messungsfahrt fand vom 8. bis 11. September an Bord des Eilfrachtdampfers „Waldensee“ von Berlin nach Hamburg und vom

13. bis 15. September auf dem Eilfrachtdampfer „Schlieben“ von Hamburg (Billhafen) zurück bis nach Potsdam (Nedlitzer Brücke) statt*).

Auf der Hinfahrt nach Hamburg wurden verwertbare Messungsergebnisse nicht gewonnen. Der Grund lag in folgendem: Als Meßflüssigkeit war Äther gewählt worden. Es hatte sich nämlich bei den Laboratoriumsversuchen herausgestellt, daß der Meniskus des Äthers in den Meßkapillaren ganz erheblich viel schneller und sicherer in die Gleichgewichtslage sich einstellt als andere Flüssigkeiten, wie z. B. Toluol, Petroleum, Xylol oder dergleichen. Außerdem bleibt (ebenso wie bei Alkohol) bei einem schnelleren Zurückgehen der Flüssigkeit an den Wänden der Kapillaren viel weniger haften als bei den oben genannten Flüssigkeiten. Nachteilig wirkt aber das Verdunsten des Äthers und der daraus sich ergebende Dampfdruck. Zwar geht nur die Differenz der Verdunstung in den beiden Meßkapillaren in die Messungen ein, doch ist eine völlige Symmetrie wohl niemals vorhanden. Die Folge war, daß sich der zeitliche Gang während der Messungen auf der Hinfahrt als so stark, und zudem als nicht ganz gleichmäßig erwies, daß die Messungen der Schwerkraft zu ungenau wurden. Es wurde daher der Aufenthalt in Hamburg dazu benutzt, um Äther herauszunehmen und statt dessen wieder wie früher Toluol als Meßflüssigkeit zu benutzen. Damit wurde auf der Rückfahrt von Hamburg nach Potsdam eine befriedigende Messungsreihe erzielt.

Die Ablesungen erfolgten in der Weise, daß beim Hin- und Herschwanken der Menisken in den Meßkapillaren die mittlere Lage geschätzt wurde. Das ist zuweilen natürlich recht schwierig und unsicher, da die Bewegung der Menisken meistens sehr unregelmäßig verläuft, und man häufig im Zweifel ist, wo die Mittel-lage wohl sein kann. Ausgeglichen wird diese Unsicherheit zum größten Teil aber dadurch, daß man die Schätzung der Mittel-lage häufig wiederholen und dann aus einer Reihe von Schätzungen das Mittel bilden kann.

Die Schwankungen waren bedeutend stärker als erwartet, etwa von derselben Größenordnung wie bei den ersten Versuchen an Bord der „Grille“ auf der Ostsee. Der Grund liegt in folgendem: Zunächst sind die Flußdampfer sehr leicht gebaut und haben nur wenig Tiefgang. Das Vibrieren des Dampfers infolge der Maschinen ist daher außerordentlich viel stärker als auf Seeschiffen. Doch erwies sich dieser Umstand auch auf dieser Messungsfahrt nur in sehr geringem Maße als störend. Die wesentlichste Ursache der Apparatschwankungen waren die Kurs- und Geschwindigkeitsänderungen des Dampfers, welche fast ununterbrochen stattfanden. Wegen des ungewöhnlich niedrigen Wasserstandes der Elbe mußte der Dampfer, um den zahlreichen Sandbänken auszuweichen, fast dauernd den Kurs ändern; beim Passieren einer Untiefe entsteht ein veränderter Sog, der eine Änderung

*) Der schlesischen Dampferkompagnie (Berliner Lloyd), welche durch ihr freundliches Entgegenkommen die Ausführung der Messungsfahrt an Bord ihrer Eilfrachtdampfer ermöglichte, möchte ich an dieser Stelle meinen Dank aussprechen. — An der Messungsfahrt nahmen Herr Dr. Jung und der Mechaniker Dormowicz teil, welche den größten Teil der Beobachtungen und der Auswertung übernahmen.

der Geschwindigkeit bewirkt. Dasselbe ergab sich beim Vorbeifahren eines anderen Fahrzeuges: die von diesem verursachten Wellen bilden erst in zweiter Linie die Ursache von Schwankungen; die wesentlichsten Schwankungen rühren davon her, daß, wenn das entgegenkommende Schiff sich auch noch ein ganzes Stück (etwa 30 bis 40 m) entfernt befindet, infolge der geringen Wassertiefe ein starker Sog entsteht, der eine ganz erhebliche Geschwindigkeitsänderung des Dampfers zur Folge hat.

Aus den einzelnen Schätzungen der Mittellage wurden über je 10 Minuten übergreifend die Mittelwerte gebildet, diese — (nach Abzug einer Konstanten, um nicht zu große Zahlenwerte zu erhalten) — mit dem Skalenwert*) multipliziert und sodann folgende Korrekturen angebracht:

1. wegen der normalen Höhenänderung,
2. die Bouguersche Korrektur,
3. wegen der normalen Änderung mit der geographischen Breite (nach der Helmertschen Formel von 1901),
4. wegen der Ost-West-Geschwindigkeit des Meßapparates (Eötvös-Korrektur).

Die ersten beiden Korrekturen sind, da die Höhe des Wasserspiegels der Elbe von Hamburg nach Süden zu nicht sehr erheblich zunimmt, nur gering; sie betragen zusammen nur von 0 bis zu 7 Milligal im Maximum. Die normale Abnahme der Schwerkraft von Norden nach Süden beträgt von der Anfangsstation (Hamburg, Billhafen) bis zur Endstation (Potsdam, Nedlitzer Brücke) 94 Milligal. Die letzte Korrektur wegen der Ost-West-Geschwindigkeit des Schiffes ist am wenigsten sicher zu erfassen: Bewegt sich das Schiff auf der Erdkugel mit der Geschwindigkeit c in Richtung von Westen nach Osten, so muß, um die Messungen von der dadurch bedingten Änderung der Zentrifugalbeschleunigung zu befreien, der Betrag

$$K = 2 cw \cos \varphi$$

hinzugefügt werden, wo w die Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation, φ die geographische Breite bedeuten. Im Mittel betrug die Geschwindigkeit des Dampfers auf der Elbe etwa 7 km, auf der Havel bis zu 12 km in der Stunde; die in die West-Ostrichtung fallende Komponente der Geschwindigkeit ist aber nur im Durchschnitt für einzelne Wegstrecken zu ermitteln, besonders unsicher auf der Elbe wegen der bereits erwähnten, durch die Untiefen bedingten erheblichen Geschwindigkeits- und Richtungsänderungen des Dampfers. Der Betrag der Eötvös-Korrektur schwankt auf der Elbe innerhalb eines Bereiches von — 11 bis + 17 Milligal, auf der Havel zwischen + 8 und + 27 Milligal; ihre Unsicherheit beträgt schätzungsweise etwa ± 3 bis 6 Milligal, möglicherweise in Einzelfällen wohl auch bis 10 Milligal.

*) Der Skalenwert des Instrumentes betrug $C = 12.4 \pm 0.2$, d. h. einem Zentimeter Verschiebung der Menisken entsprach eine Schwereänderung von 12.4 Milligal.

Die so reduzierten Messungsergebnisse während der Rückfahrt sind in den Fig. 1, 3 und 4 mit der Zeit als Ordinate graphisch aufgetragen. Jeder Meßtag wurde für sich betrachtet. Als Anschluß an die Potsdamer Basis der Schwerestörungen wurde das Mittel aus den einzelnen in der Nähe des Meßprofils liegenden 14 Pendelstationen gewählt.

Betrachten wir das Meßprofil des ersten Tages, so ist aus dem Anschluß an die Pendelstationen ein zeitlicher Gang der Nullage nicht festzustellen. Die

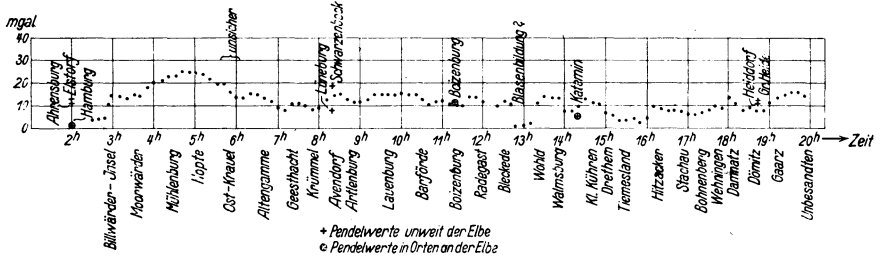


Fig. 1. Messungsergebnisse mit dem statischen Schweremesser auf der Elbe am 13. September 1933, Hamburg-Dömitz

Differenzen zwischen den in der Nähe des Meßprofils liegenden Pendelmessungen und den statischen Messungen sind folgende:

	Pendel-messungen	Statische Messungen
Hamburg	+ 1	+ 4?
(Elstorf	+ 11)	
(Ahrensburg	+ 13)	
(Schwarzenbek	+ 19)	
(Lüneburg	+ 7)	+ 13
Boizenburg	+ 11	+ 11
Katemin	+ 5	+ 9
(Heiddorf	+ 12)	+ 9
(Gr. Heide	+ 11)	

Das würde, indem wir die Pendelwerte als absolut richtig voraussetzen, als mittleren Fehler der statischen Messungen einen Wert von knapp ± 3 Milligal ergeben.

Über Nacht änderte sich die Nullage um etwa 7 Milligal, welches einer scheinbaren Zunahme der Schwerkraft um etwa 1 bis 1.5 Milligal pro Stunde entspricht.

Betrachten wir die Messungen des zweiten Tages, so ist aus dem Anschluß des Meßprofils an die Pendelstationen, wie Fig. 2 zeigt, ein wenn auch geringer zeitlicher Gang der Nullage des statischen Schweremessers zu erkennen. Er kann in erster Linie als linear aufgefaßt werden und beträgt etwa 1.5 bis 2 Milligal pro Stunde im Sinne einer scheinbaren Zunahme der Schwerkraft. In Fig. 3 sind die

Ergebnisse des zweiten Messungstages — nach Abzug des zeitlichen Ganges der Nullage — graphisch aufgetragen. Die Differenzen der statischen gegen die angeschlossenen Pendelmessungen sind:

	Pendelmessungen	Statische Messungen
Pevestorf	+ 17	+ 17
Wittenberge	+ 15	+ 13
(Wilsnack	+ 18)	+ 13
Werben	+ 23	+ 23
(Bertkow	+ 3)	+ 9
(Stendal	+ 3)	— 1

Daraus würden sich als mittlerer Fehler der statischen Messungen etwa ± 4 Milligal ergeben.

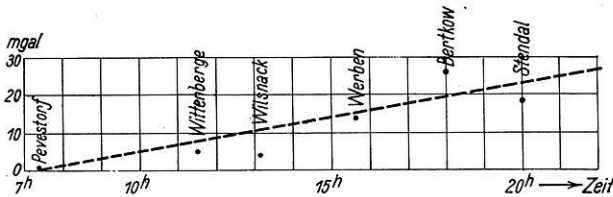


Fig. 2. Zeitlicher Gang der Nullage des statischen Schweremessers am zweiten Messungstage, ermittelt aus den angeschlossenen Pendelstationen

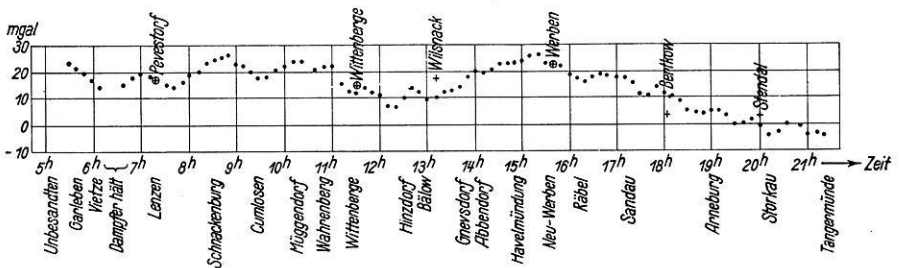


Fig. 3. Messungsergebnisse mit dem statischen Schweremesser auf der Elbe am 14. September 1933. Dömitz-Tangermünde

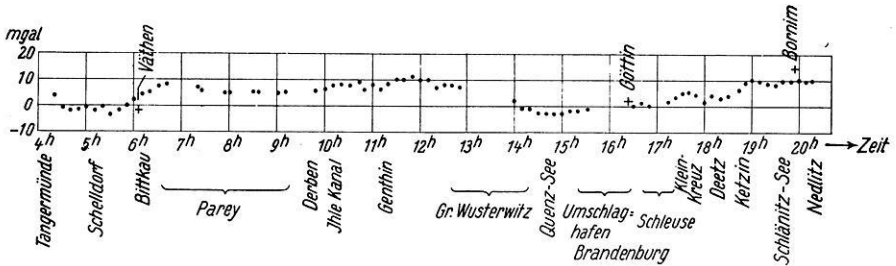


Fig. 4. Messungsergebnisse mit dem statischen Schweremesser auf der Elbe und Havel am 15. September 1933. Tangermünde-Parey-Potsdam

Während der Nacht hatte sich die Nullage des statischen Schweremessers ebenfalls im Sinne einer Zunahme der Schwerkraft (um etwa 1 bis $\frac{1}{2}$ Milligal pro Stunde) verschoben.

Das Messungsprofil des dritten Tages läßt aus den — allerdings nur sehr wenig vorhandenen und abseits liegenden — Anschlußstationen einen zeitlichen Gang der Nullage nicht erkennen*). Die Übereinstimmung mit den Pendelmessungen ist:

	Pendel- messungen	Statische Messungen
(Väthen)	— 2)	+ 1
(Göttin)	+ 2)	0
(Bornim)	+ 14)	+ 9

Im Durchschnitt würde sich aus allen 14 Anschlußmessungen zusammen als mittlerer Fehler der statischen Messungen nach der Formel $\sqrt{\frac{[v v]}{n-1}}$ ein Wert von rund 3 Milligal ergeben.

Die Berechnung des mittleren Fehlers kann naturgemäß nur ungefähr erfolgen, da einmal die Pendelstationen zum Teil ein erhebliches Stück abseits des Meßprofils liegen, andererseits für die statischen Messungen nur das Mittel aus den Ablesungen während einer längeren Wegstrecke genommen werden kann. Bei der Betrachtung der Fig. 4 ist zu beachten, daß die Messungsergebnisse als Funktion der Zeit, nicht als Funktion des Ortes eingetragen sind, so daß die Punkte, an denen der Dampfer einen Aufenthalt hatte, auseinandergezogen sind.

Alle drei Messungsreihen lassen in ihrem Verlauf sowohl sprunghafte als auch allmählichere Unregelmäßigkeiten erkennen, die in den meisten Fällen nicht reell sein können. Die Ursache dieser Abweichungen liegt in erster Linie außerhalb des Apparates in der bereits erwähnten Unsicherheit der Eötvös-Korrektion: Erstreckt sich die Mittelbildung aus den Ablesungen über eine oder mehrere Richtungsänderungen des fahrenden Schiffes, so ist es unmöglich, einen hinreichend genauen Wert für die Korrektion zu finden, besonders da der Ort, für welchen der jeweilige Mittelwert gilt, nicht genau anzugeben ist, einmal weil die Schiffsorte an sich nicht immer so genau lokalisiert wurden (besonders nicht morgens und abends in der Dunkelheit), zweitens die Ablesungen nicht in regelmäßigen Zeitabständen erfolgen konnten und die Mittelbildungen erst später bei der Auswertung der Beobachtungen ausgeführt wurden**). In zweiter Linie

*) Ein kleiner Gang von vielleicht 0.5 Milligal im Sinne einer scheinbaren Zunahme der Schwerkraft ist schwach zu erkennen.

***) Künftig wird sich diese Fehlerquelle wohl fast vollständig beseitigen lassen: Auf offener See sind Kurs und Geschwindigkeit während einer Beobachtung konstante und bekannte Größen, sodaß die Korrektion hinreichend sicher zu ermitteln ist (— bis auf den durch die unbekanntete Meeresströmung verursachten Teil —); aber auch auf Flüssen kann man sie im allgemeinen genügend sicher erfassen, wenn man nur Richtung und Geschwindigkeit des Schiffes während der einzelnen Beobachtungen beachtet (— bei dieser ersten Messungsfahrt war das nicht der Fall, da die Unsicherheit der Eötvös-

kann zuweilen folgende im Apparat liegende Ursache für sprunghafte Abweichungen in der Ablesung möglich sein: Geht bei einer plötzlichen Schwankung der Flüssigkeitsmeniskus in der einen Meßkapillare sehr schnell zurück, so bleibt sehr viel Flüssigkeit an den Wänden haften. Dadurch kann wohl in besonderen Fällen, wenn nicht darauf geachtet wird, ein Fehler in dem Ablesewert bis zu 10 Milligal verursacht werden; diese Abweichung kann längere Zeit einseitig bestehen bleiben. Erfolgt die Schwankung nach der anderen Seite, so findet das schnelle Zurückgehen der Flüssigkeit in der anderen Meßkapillare statt. Zuweilen kommt es vor, daß die an den Wänden haftende Flüssigkeit wieder zusammenläuft und eine Blase bildet. Befindet sich diese am Ende des Meßkapillaren in der Biegung, so wird die Ablesung infolge der veränderten Oberflächenspannung eine ganz wesentlich andere. Mehrfach wurde eine beginnende oder schon vollendete Blasenbildung beobachtet. Vermeiden läßt sich ein solcher Fehler leicht dadurch, daß man das Instrument ein wenig neigt und dann langsam wieder in die vertikale Lage zurückgehen läßt.

Das Meßprofil Hamburg—Parey—Potsdam liegt, wie die Kossmatsche Karte der Schwereanomalien Nordwestdeutschlands*) erkennen läßt, im wesentlichen in einem Gebiet, welches frei von nennenswerten Schwerestörungen ist. Lediglich der südwestliche Ausläufer der Schwereantiklinale in der Prignitz macht sich in der Gegend der Havelmündung bemerkbar. Diese Anomalie ist aber auch in der Kurve der statischen Messungen (Fig. 3) ganz deutlich und sicher ausgeprägt. Darüber hinaus läßt die Kurve der statischen Messungen — wenn man von den kleinen fehlerhaften Unregelmäßigkeiten absieht — im Gebiet der Vierlande unmittelbar hinter Hamburg, in welchem keine Pendelstationen vorhanden sind, noch eine örtliche Schwerestörung von etwas über $+20$ Milligal erkennen, welche ich — obgleich der Beginn der Messungen und auch die Strecke bei Ost-Krauel einige unsichere Werte lieferte — doch mit großer Wahrscheinlichkeit als reell ansehen zu können glaube. Geologisch dürfte diese örtliche Schwereanomalie von großem Interesse sein**).

korrektur erst nachträglich bei der Auswertung erkannt wurde —). Man kann auch, wenn man die gravimetrische Vermessung eines Gebiets auf den Wasserwegen ausführen will, so vorgehen, daß das Fahrzeug an jedem Beobachtungspunkt einige Minuten anhält.

*) Flotow, Berroth, Schmehl, Kossmat: Veröff. d. Preuß. Geodät. Inst. Neue Folge, Nr. 106.

***) Betrachtet man die in einiger Entfernung liegenden Pendelwerte, so scheint es, als wenn von dem Gebiet stärkerer positiver Störung im Nordosten etwa von der Gegend von Schwarzenbek ausgehend eine Schwereantiklinale in Form eines schmalen Rückens sich mit südwestlicher Streichrichtung durch das Gebiet der Vierlande bis in die Gegend von Elstorf erstreckt. Da augenscheinlich der Lauf der Elbe in diesem Abschnitt mit der Schwerestörung in irgendwelchem ursächlichen Zusammenhang steht, so liegt die Vermutung nahe, daß das Emporragen des schweren Grundgebirges, welches die positive Schwerestörung verursacht, mit Bewegungsvorgängen verbunden ist, an welchen auch die jüngeren Formationen beteiligt sind. Möglicherweise steht auch das bekannte Erdgasvorkommen von Neuenamme, welches an der südöstlichen Flanke dieser Schwereantiklinale liegt, damit in Beziehung.

2. Messungen auf dem Lande. Im Anschluß an die Messungen auf den fahrenden Schiffen wurden am 21. September Geländemessungen*) ausgeführt, bei welchen der Schweremesser sich wieder hängend auf einem Auto befand. Es wurde das übliche Meßprofil Potsdam—Treuenbrietzen hin und zurück durchgemessen. Bei den Messungen im Gelände hat es sich als vorteilhaft erwiesen, stets die gleichen Meßbedingungen zu schaffen: Es zeigte sich öfters, daß, wenn der Apparat längere Zeit in Ruhe gehangen hat, die Einstellung etwa innerhalb eines Betrages von 5 bis 15 Milligal anders ist, als unmittelbar nach einer längeren Erschütterung. Deswegen ist es zweckmäßig, vor Beginn der Messungen ein Stück zu fahren und von jedem Punkte nach kurzem Aufenthalt gleich zur nächsten Station weiter zu fahren. Die Meßergebnisse waren folgende:

	Mittelwert der Ablesungen		Absolute Schweredifferenz gegen Potsdam in Milligal		
	Hinfahrt	Rückfahrt	Hinfahrt	Rückfahrt	Mittelwert
Potsdam	11.94	11.85	0	+ 1	0
Michendorf	11.60	11.23	+ 4	+ 8	+ 6
Seddin	12.80	12.26	— 11	— 5	— 8
Beelitz	12.93	11.55	— 13	+ 4	— 5
Buchholz	12.45	12.49	— 7	— 7	— 7
Treuenbrietzen.	13.45		— 19		— 19

Aus den Wiederholungsmessungen folgt als mittlerer Fehler einer einzelnen statischen Schweremessung ± 5.8 Milligal. Hervorgerufen wird dieser Wert im wesentlichen durch die Messungen auf Station Beelitz, an welcher sich eine plötzliche Abweichung von 17 Milligal zeigt. Läßt man diesen herausfallenden Wert bei der Berechnung des mittleren Fehlers unberücksichtigt, so würde sich für den mittleren Fehler einer einzelnen Beobachtung nur ein Wert von ± 2.6 Milligal ergeben. Den vorliegenden Pendelmessungen nach muß der Schwereunterschied gegen Potsdam etwa sein (— nur ungefähr, da die Station der statischen Messung noch etwa 1 bis 2 km von der betreffenden Pendelstation entfernt liegt —):

Michendorf	+ 8 Milligal
Treuenbrietzen	— 23 „

Eine Wiederholung der Messungen am folgenden Tage zeigte zunächst — ähnlich wie bei den Messungen auf den Dampfern — einen deutlichen zeitlichen Gang der Nullage im Sinne einer scheinbaren Zunahme der Schwerkraft, außerdem mehrere sprunghafte Änderungen, wobei aber die Mittel aus den einzelnen Messungen sich recht gut mit den obigen Mittelwerten deckten. Das Auftreten dieser sprungartigen Abweichungen ist schwer zu erklären. Meiner Vermutung nach kann folgendes die Ursache sein: Bei der jetzigen Ausführung zeigen die von den Quecksilbergäßen nach oben zur Ablesevorrichtung führenden Rohre in ihrem untersten

*) An dieser Messungsfahrt nahm Herr Prof. Schmehl teil.

Teile ein sehr geringes Gefälle. Es ist nun denkbar, daß zuweilen ein Quecksilberkugelchen, welches bei den Erschütterungen des Transportes in das Rohr gelangt, nicht wieder zurückfließt, sondern während der Ablesung hier liegen bleibt. Da der Höhenunterschied der beiden Quecksilberhorizonte mit einer Genauigkeit von 10^{-6} seines Betrages gemessen wird, so könnte eine sprunghafte Änderung in der Ablesung der beobachteten Art auf diese Weise erklärt werden.

Die Erscheinung, daß am ersten Messungstage kein zeitlicher Einfluß, am zweiten Tage dagegen ein geringer Gang der Nullage vorhanden ist, der in beiden Fällen denselben Sinn zeigt, ist möglicherweise durch Ungleichmäßigkeiten in der Eishülle zu erklären: Erfolgt das Nachfüllen oben durch den Deckel, so bleibt der vordere Teil, an welchem sich die Ablesevorrichtung befindet, mehr oder weniger eisfrei; es ist daher denkbar, daß dadurch — besonders durch die ins Innere führenden metallischen Verbindungen — eine allmähliche sehr geringe einseitige Erwärmung stattfindet. Es erscheint deswegen besser, das Eisnachfüllen stets nach Abnehmen der oberen Haube — was allerdings bedeutend zeitraubender ist — vorzunehmen, oder den äußeren Schutzmantel künftig so auszuführen, daß stets ein gleichmäßiges Nachfüllen von Eis möglich ist.

Allgemeine Schlußfolgerungen. Meine Versuche, den barometrischen Schweremesser zu einem praktisch brauchbaren geophysikalischen Meßinstrument zu entwickeln, sind damit — jedenfalls in den wesentlichsten Grundfragen — abgeschlossen. Daß sich mit der Zeit die Genauigkeit des Instrumentes bei technisch verbesserter Ausführung noch weiter steigern lassen wird, ist wohl als ziemlich sicher anzusehen. Wichtig ist jetzt die Frage, ob die Meßgenauigkeit des Instrumentes in seinem jetzigen Zustande genügt, um es als Feldinstrument für eine gravimetrische Vermessung der Länder und der Meere zu benutzen.

Eine Erhöhung der Sicherheit der Messungen kann auf zweierlei Wegen erreicht werden: Einmal, indem man die Dimensionen des Apparates erhöht; das ist um etwa das Dreifache möglich, ohne daß die äußeren Gesamtdimensionen vergrößert zu werden brauchen. Andererseits, indem man die Empfindlichkeit etwas herabsetzt und statt dessen einen mehrfachen Apparat konstruiert. Das letztere ist ebenfalls ohne Schwierigkeiten möglich, da die wesentlichsten Dimensionen von dem Schutzmantel und der Eishülle verursacht werden. Wählt man als Empfindlichkeit etwa 1 Milligal = $\frac{1}{2}$ bis $\frac{2}{3}$ mm Verschiebung der Menisken, so kann man — unter Beibehaltung der jetzigen Gesamtdimensionen — einen dreifachen Apparat konstruieren. Der letztere Weg scheint mir der geeigneteren zu sein, da die einzelnen Instrumente sich dann gegenseitig kontrollieren. Es ist nicht wahrscheinlich, daß drei Instrumente gleichzeitig und im gleichen Sinne einen Sprung zeigen. Einer Messungsreihe hin und zurück würden dann also sechs voneinander unabhängige Messungen an jeder einzelnen Station entsprechen, was eine entsprechende Erhöhung der Meß-

sicherheit bedeutet*). Auf Grund der mitgeteilten Messungsergebnisse glaube ich, daß der barometrische Schweremesser damit als ein für eine allgemeine gravimetrische Vermessung der Länder und Meere geeignetes Feldinstrument in die Praxis eingeführt werden kann.

Literatur

H. Haalck: Zeitschr. f. Geophys. **7**, Heft 1/2, 1931; **8**, Heft 1 und 5, 1932; **9**, Heft 1/2, 1933.

Einige Korrelationen zwischen seismischer Bodenunruhe in Hamburg und der Brandung in West- und Nordeuropa. II.

Von **E. Tams**, Hamburg

In Fortsetzung einer früheren Untersuchung wird gezeigt, daß sich für eine lineare Einfachkorrelation zwischen den Tagesmitteln der seismischen Bodenunruhe in Hamburg und denen der Brandung an der norwegischen Küste der Korrelationskoeffizient noch etwas weiter hebt, nämlich auf 0.88, wenn man die zwecks Mitberücksichtigung der Windrichtung eingeführte Gewichtsverteilung verbessert. Sodann wird bei Zurückgreifen auf die Einzeltermine um 7^h und 18^h Weltzeit das Material noch einmal unter Zugrundelegung einer linearen Mehrfachkorrelation (in unserem Falle Vierfachkorrelation) durchgerechnet. Es werden die Netto regressionskoeffizienten, der totale Korrelationskoeffizient bzw. Abhängigkeitskoeffizient und die Teilkorrelationskoeffizienten ermittelt. Dieser Weg liefert eine neue Stütze für die Wahrscheinlichkeit, daß im Sinne von Wiechert zwischen Brandung an Steilküsten und Bodenunruhe in beachtlichem Maße auch ein unmittelbarer Zusammenhang besteht. Es lassen sich selbst bei Korrelierung der einzelnen Terminbeobachtungen rund 70% der mittleren quadratischen Variabilität der Bodenunruhe linear aus den Schwankungen der Brandung erklären.

Nach einer in dieser Zeitschrift (**9**, 23—31, 1933) erschienenen ersten Untersuchung von mir über die Beziehungen zwischen der Brandung in West- und Nordeuropa und der seismischen Bodenunruhe in Hamburg während eines durch besonders starke Schwankungen der letzteren charakterisierten 22tägigen Zeitabschnittes im Januar und Februar 1932 ergab sich als von ausschlaggebender Bedeutung allein die Brandung an der norwegischen Küste. Unter Abrundung auf zwei Dezimalstellen fand sich als Korrelationskoeffizient zwischen den Tagesmitteln der Bodenunruhe (abgeleitet aus den Beobachtungen um 7^h und 18^h Weltzeit) und den entsprechenden Tagesmitteln der Brandungswirkung des Seegangs (abgeleitet aus den Quadraten der Seegangsschätzungen an neun Stationen) ohne Berücksichtigung der Windrichtung $h_2 = 0.85 \pm 0.04$ w. F. und mit Berücksichtigung der Windrichtung $h'_2 = 0.86 \pm 0.04$ w. F. Dieser Unterschied hat zwar

*) Bei den Messungen über Land wird man möglicherweise noch eine größere Meßgenauigkeit dadurch erreichen, daß man den Schwerkraftsmesser gut gefedert auf ein Schienenauto aufhängt und die gravimetrische Vermessung auf dem Eisenbahnnetz des betreffenden Landes ausführt.

das zu erwartende Vorzeichen, ist aber doch nur recht gering. Bezüglich der Berechnung des Koeffizienten h'_2 wurde aber bemerkt, daß bei der verschiedenen Bewertung der Auswirkung des Seegangs auf die Küste je nach der Windrichtung relativ zur Küste die Gewichtsverteilung insofern wohl verbesserungsbedürftig sei, als der Einfluß des ablandigen Windes etwas hoch veranschlagt worden ist, wenn die Brandungswirkung dann gleich Null gesetzt wurde. In der Tat ergibt sich eine merklichere Erhöhung des Betrages von h_2 , wenn die Wirkung des Seegangs bei genau ablandigem Wind immerhin noch auf die Hälfte seiner Wirkung bei genau auflandigem Wind geschätzt wird und die noch dazwischen unterschiedenen sechs Fälle diesen beiden Extremen entsprechend eingestuft werden. Der Korrelationskoeffizient stellt sich dann auf $h''_2 = 0.88 \pm 0.03$ w. F.

Die mit dieser neuen Gewichtsverteilung gewonnenen Maße der Brandung bzw. ihrer Wirkung an den berücksichtigten neun Stationen der norwegischen Küste haben wir nun unter dem Gesichtspunkt einer linearen Mehrfachkorrelation einer weiteren Untersuchung unterworfen. Hinsichtlich der anzuwendenden Formeln und des Ganges der Rechnung stützten wir uns dabei auf die ausgezeichnete Darstellung von Hans Richter-Altschäffer, Theorie und Technik der Korrelationsanalyse*). Das Verfahren der Mehrfachkorrelation gestattet, die Gesamtheit der wirksamen Vorgänge, hier die Gesamtwirkung der Brandung an den verschiedenen Stationen, in einzelne Komponenten zu zerlegen und den Einfluß jeder dieser Komponenten für sich rechnerisch zu erfassen. Es ermöglicht also auch in unserem besonderen Falle, festzustellen, an welchem Teil der norwegischen Küste die Brandung mit der Bodenunruhe in Hamburg am engsten korreliert ist und in welchem Maße sich das Korreliertsein der Bodenunruhe mit der Brandung an anderen Abschnitten hiervon abhebt.

Bei der in unserer ersten Untersuchung für eine Einfachkorrelation durchgeführten Berechnung der Korrelationskoeffizienten wurde dem Umstande, daß unter sonst gleichen Verhältnissen der Einfluß der Brandung auf die Bodenunruhe an einem Ort jedenfalls um so geringer sein wird, je weiter die Brandungsstelle von diesem Ort entfernt liegt, in der üblichen Weise dadurch Rechnung getragen, daß die einzelnen Brandungsmaße je nach der Entfernung mit verschiedenen Gewichten belegt und dann erst zu einem einzigen Gesamtwert vereinigt wurden. Die Anwendung der Mehrfachkorrelation gestattet also in gewissem Sinne eine Nachprüfung der Richtigkeit der gewählten Gewichtsverteilung und zwar in erster Linie mittels der sich ergebenden sogenannten Nettoregressionskoeffizienten, dann aber auch mittels der aus diesen zu gewinnenden Teilkorrelationskoeffizienten. Ergibt sich insbesondere aus den Teilkorrelationskoeffizienten, daß die Korrelation zwischen Bodenunruhe und Brandung tatsächlich um so enger ist, je näher die Brandungsstelle gelegen ist, so dürfte auf diesem direkten Wege

*) Bd. 5 der Schriftenreihe des Instituts für Landwirtschaftliche Marktforschung, Berlin 1932.

die Wahrscheinlichkeit erheblich erhärtet sein, daß im Sinne von Wiechert zwischen Bodenunruhe und Brandung auch ein unmittelbarer Zusammenhang besteht. Es zeigt sich, daß dies der Fall ist und daß sich für die durchgerechnete mehrfache lineare Korrelation bei 32 einzelnen Terminbeobachtungen der totale Korrelationskoeffizient auch bei sehr strenger, seinen Zahlenwert herabsetzenden „berichtigten“ Ableitung auf mehr als vier Fünftel, nämlich 0.83, stellt; der unberichtigte Wert ist 0.855 (s. weiter unten).

Bisher faßten wir, wie eben schon angedeutet, die einzelnen Maße der Brandungswirkung für jeden Tag oder auch jeden Termin mittels der Entfernungsfaktoren 1, 2, 3 und 4, je nachdem die Stationen in mehr als 2000, 2000 bis 1500,

Tabelle 1

Bodenunruhe in Hamburg und Brandungswerte an der norwegischen Küste nach Stationsgruppen in der Zeit vom 20. Januar bis zum 10. Februar 1932

Datum und Zeit M. Gr. Z.	A_H μ	X_1	X_2	X_3	X_4	Datum und Zeit M. Gr. Z.	A_H μ	X_1	X_2	X_3	X_4
20. I. 7 ^h	9.5	4.12	2.24	4.00	3.50	2. II. 7 ^h	5.5	4.00	4.24	2.60	2.88
21. I. 18	8.8	4.73	5.24	3.61	3.36	2. II. 18	4.1	3.61	2.60	2.70	3.03
22. I. 7	8.5	6.06	4.53	3.74	3.31	3. II. 7 2.9*)	3.32	3.00	2.81	2.67	
22. I. 18	6.5	3.93	3.87	3.22	2.57	3. II. 18	5.7	4.68	4.00	2.21	2.38
23. I. 7	6.2	3.04	4.53	3.61	2.49	4. II. 18	6.8	3.31	2.72	2.81	2.52
23. I. 18	7.5	3.61	0.94	2.70	2.20	5. II. 7	5.0	3.46	2.70	2.08	2.03
24. I. 18	7.2	2.37	4.68	2.60	2.72	5. II. 18	3.9	3.85	3.00	2.81	2.06
25. I. 18	14.2	2.12	6.08	3.86	3.25	6. II. 7	4.7	6.67	3.00	2.38	2.50
26. I. 18	27.4	3.46	3.74	3.87	3.46	6. II. 18	4.1	3.46	1.48	2.33	1.78
27. I. 7	17.7	2.83	3.61	4.12	3.46	7. II. 18	3.5	1.58	0.79	2.14	2.23
27. I. 18	13.0	2.61	4.53	4.12	3.46	8. II. 7	6.3	2.49	1.35	3.49	3.46
29. I. 18	37.2	4.53	7.00	4.84	4.20	8. II. 18	5.4	2.49	1.79	2.49	2.61
30. I. 7	37.4	6.55	5.12	4.68	3.99	9. II. 7	2.9	1.58	1.27	2.25	2.31
30. I. 18	30.7	6.03	3.92	4.90	4.19	9. II. 18	2.9	3.41	1.87	1.95	1.83
31. I. 18	6.1	2.12	5.10	4.12	2.81	10. II. 7	4.2	4.92	3.46	1.56	1.35
1. II. 18	16.7	4.00	4.66	5.61	3.03	10. II. 18	11.5	5.83	4.68	1.80	1.43

1500 bis 1000 und 1000 bis 500 km Entfernung lagen, zu einer Gesamtergebnisse zusammen. [Die neu berechneten Beträge $(B''_2)^2$ derselben, welche der Ermittlung des oben angegebenen Wertes von h''_2 zugrunde liegen, bzw. die resultierenden Gesamtbrandungswerte B''_2 sind hier der Raumersparnis wegen nicht mitgeteilt.] Jetzt bildeten wir diesen vier Entfernungsstufen entsprechend vier Stationsgruppen und leiteten für jede getrennt die Gesamtbrandungswirkung ab. Wir benutzten dabei aber nicht die Tagesmittel, sondern nahmen die einzelnen Beobachtungstermine um 7^h und 18^h für sich. Von diesen 44 Terminen mußten indessen 12 Termine wegen zu lückenhafter Beobachtung in einzelnen Gruppen unberücksichtigt bleiben. Die Gruppenwerte der Brandung an den übrigbleibenden 32 Terminen sind in Tabelle 1 zusammen mit den zugehörigen Beträgen A_H der

*) Die Angabe bezieht sich auf 6^h; um 7^h Beben.

totalen horizontalen Komponente der Bodenunruhe in Hamburg aufgeführt; und zwar bezeichnet X_1, X_2, X_3, X_4 die resultierende Gesamtbrandung in der ersten Stationsgruppe (Vardö und Ingöy, Entfernung > 2000 km) bzw. in der zweiten Stationsgruppe (Andenes und Röst, Entfernung 1500 bis 2000 km), in der dritten Stationsgruppe (Nordöyan und Ona, Entfernung 1000 bis 1500 km) und in der vierten Stationsgruppe (Krakenes, Utsira und Lista, Entfernung 500 bis 1000 km).

Die Regressionsgleichung lautet dann:

$$A_H = a X_1^2 + b X_2^2 + c X_3^2 + d X_4^2 + e,$$

wo a, b, c, d, e fünf zu berechnende Zahlenkonstanten sind, und zwar a, b, c, d die sogenannten Nettoregressionskoeffizienten darstellen und e für die Schwellenwerte charakteristisch ist, welche theoretisch von der Gesamtbrandung in den einzelnen Gruppen jedenfalls überschritten werden müssen, damit durch jede von ihnen allein Bodenunruhe in Hamburg hervorgerufen werden kann. Setzen wir an Stelle von X_1^2, X_2^2, X_3^2 und X_4^2 bzw. Y_1, Y_2, Y_3 und Y_4 und bezeichnen wir die Anzahl der nach den Beobachtungen aufzustellenden einzelnen Gleichungen, d. h. also die Anzahl der berücksichtigten Beobachtungstermine (32) mit n , so ergeben sich weiter die folgenden fünf Normalgleichungen:

$$\begin{aligned} \Sigma(A_H Y_1) &= a \Sigma(Y_1^2) + b \Sigma(Y_1 Y_2) + c \Sigma(Y_1 Y_3) + d \Sigma(Y_1 Y_4) + e \Sigma(Y_1) \\ \Sigma(A_H Y_2) &= a \Sigma(Y_1 Y_2) + b \Sigma(Y_2^2) + c \Sigma(Y_2 Y_3) + d \Sigma(Y_2 Y_4) + e \Sigma(Y_2) \\ \Sigma(A_H Y_3) &= a \Sigma(Y_1 Y_3) + b \Sigma(Y_2 Y_3) + c \Sigma(Y_3^2) + d \Sigma(Y_3 Y_4) + e \Sigma(Y_3) \\ \Sigma(A_H Y_4) &= a \Sigma(Y_1 Y_4) + b \Sigma(Y_2 Y_4) + c \Sigma(Y_3 Y_4) + d \Sigma(Y_4^2) + e \Sigma(Y_4) \\ \Sigma(A_H) &= a \Sigma(Y_1) + b \Sigma(Y_2) + c \Sigma(Y_3) + d \Sigma(Y_4) + e \cdot n, \end{aligned}$$

deren Auflösung schließlich zu der konkreten Regressionsgleichung

$$A_H = 0.17 X_1^2 + 0.15 X_2^2 + 0.32 X_3^2 + 1.08 X_4^2 - 6.96$$

führt. Die ihr zu entnehmenden Werte der Nettoregressionskoeffizienten besagen, daß bei einem unmittelbaren Zusammenhang zwischen Brandung und Bodenunruhe in dem untersuchten Zeitraum theoretisch die Gesamtbrandungswirkung in der vierten Gruppe, d. h. an den drei zunächst gelegenen Stationen Krakenes, Utsira und Lista mit gut dem ganzen Betrage (1.08) in A_H einging, während die Brandungswirkung in der bezüglich der Entfernung dann folgenden dritten Gruppe (Nordöyan und Ona) sich nur mit knapp einem Drittel (0.32) und diejenige der zweiten und ersten Gruppe (Andenes und Röst bzw. Vardö und Ingöy) nur mit rund ein Siebentel bzw. ein Sechstel (0.15 bzw. 0.17) ihres Betrages geltend machte. Dabei muß die resultierende Brandung (die ersten Potenzen der X)

theoretisch in der vierten Gruppe den Wert $\sqrt{\frac{6.96}{1.08}} = 2.54$, in der dritten Gruppe

den Wert $\sqrt{\frac{6.96}{0.32}} = 4.66$, in der zweiten Gruppe den Wert $\sqrt{\frac{6.96}{0.15}} = 6.81$ und

in der ersten Gruppe den Wert $\sqrt{\frac{6.96}{0.17}} = 6.40$ überschritten haben, damit jede für

sich allein Bodenunruhe in Hamburg erzeugen kann. Oder mit anderen Worten: die nunmehr gewonnene multiple Regressionsgleichung lehrt, daß in dem vorliegenden Falle die Brandung in der ersten und zweiten Gruppe praktisch mit gleichem Gewicht wirksam war, während demgegenüber die Brandung in der näher liegenden dritten Gruppe immerhin schon mit doppeltem Gewicht und die Brandung in der am nächsten gelegenen vierten Gruppe sogar mit dem sechs- bis siebenfachen Gewicht wirkte, und daß dementsprechend der Schwellenwert der Brandung für die erste und zweite Gruppe gut das $2^{1/2}$ fache und für die dritte Gruppe nicht ganz das 2fache desjenigen in der vierten Gruppe betrug. Das sind Ergebnisse, die, im ganzen genommen, durchaus plausibel erscheinen, obwohl man eine geringere Abstufung zwischen der vierten und dritten Gruppe erwarten sollte und die sich nach der Rechnung praktisch zeigende Gleichheit zwischen der zweiten und ersten Gruppe nicht ganz der Wirklichkeit entsprechen dürfte, insofern die Brandung in der zweiten Gruppe sich auch noch merklich stärker auf die Bodenunruhe in Hamburg auswirken wird als die Brandung in der ersten Gruppe.

Für die Berechnung des totalen oder auch multiplen Korrelationskoeffizienten R in unserer Mehrfachkorrelation ist die Formel

$$R = \sqrt{\frac{0.17 \Sigma (a_H y_1) + 0.15 \Sigma (a_H y_2) + 0.32 \Sigma (a_H y_3) + 1.08 \Sigma (a_H y_4)}{\Sigma (a_H^2)}}$$

anzuwenden, in der die a_H , y_1 , y_2 , y_3 und y_4 die Abweichungen der A_H , Y_1 , Y_2 , Y_3 und Y_4 von ihren arithmetischen Mitteln bedeuten und die Zahlenfaktoren der Σ -Glieder die schon oben behandelten Netto Regressionskoeffizienten darstellen. Der wahrscheinliche Fehler von R ergibt sich aus der Formel $0.6745 \frac{1 - R^2}{\sqrt{n - m}}$,

wo $n = 32$ die Anzahl der berücksichtigten Beobachtungstermine und $m = 5$ die Anzahl der Konstanten in der multiplen Regressionsgleichung ist. Ein wenig abweichend hiervon wurden die wahrscheinlichen Fehler der in der ersten und zu Beginn dieser zweiten Untersuchung für eine einfache lineare Korrelation abgeleiteten Korrelationskoeffizienten h , h_1 , v'_2 usw. nach einer Formel berechnet, welche sich von der obigen dadurch unterscheidet, daß im Nenner der Ausdruck \sqrt{n} statt $\sqrt{n - m}$ steht. Die nunmehr angewandte, etwas vorsichtigere Abschätzung hätte $\sqrt{n - 2}$ verlangt, indem 2 die Anzahl der Konstanten in der Regressionsgleichung ist, welche einer linearen Einfachkorrelation entspricht.

So folgt denn $R = 0.855 \pm 0.035$ w. F.; und nur etwas niedriger stellt sich der „berichtigte“ totale Korrelationskoeffizient, nämlich

$$\bar{R} = \sqrt{1 - \left(\frac{n - 1}{n - m}\right) (1 - R^2)};$$

sein Wert ist $\bar{R} = 0.83 \pm 0.04$ w. F. Beide Koeffizienten zeigen an, daß die Strammheit der stochastischen (wahrscheinlichkeitstheoretischen) Verbundenheit

zwischen der gesamten Brandungswirkung aller vier Stationsgruppen der norwegischen Küste und der Bodenunruhe in Hamburg sehr beträchtlich ist.

Das Quadrat des totalen oder multiplen Korrelationskoeffizienten liefert den totalen oder multiplen Abhängigkeitskoeffizienten AK bzw. \overline{AK} . Es ist demnach $AK = 0.73$ und in berichtiger Weise $\overline{AK} = 0.69$. Das besagt, daß in dem vorliegenden Falle der linearen Vierfachkorrelierung von 32 einzelnen Termin beobachtungen 73 bzw. 69%, also rund 70% der mittleren quadrierten Variabilität der Bodenunruhe linear aus den Schwankungen der Brandung erklärt werden können.

Die Teilkorrelationskoeffizienten geben nun noch Aufschluß darüber, in welcher Stärke dieser Zusammenhang besteht, wenn man nur je eine Stationsgruppe für sich allein ins Auge faßt. Ihrer Ermittlung liegen die folgenden Formeln zugrunde:

$$1r_{234} = \sqrt{\frac{0.0289 \Sigma(y_1^2)}{0.0289 \Sigma(y_1^2) + \Sigma(a_H^2)(1 - R^2)}}$$

$$2r_{134} = \sqrt{\frac{0.0225 \Sigma(y_2^2)}{0.0225 \Sigma(y_2^2) + \Sigma(a_H^2)(1 - R^2)}}$$

$$3r_{124} = \sqrt{\frac{0.1024 \Sigma(y_3^2)}{0.1024 \Sigma(y_3^2) + \Sigma(a_H^2)(1 - R^2)}}$$

und

$$4r_{123} = \sqrt{\frac{1.1664 \Sigma(y_4^2)}{1.1664 \Sigma(y_4^2) + \Sigma(a_H^2)(1 - R^2)}}$$

Hier charakterisiert $1r_{234}$ das Maß der stochastischen Verbundenheit zwischen A_H und $Y_1 (= X_1^2)$, wenn die Einflüsse von $Y_2 (= X_2^2)$, $Y_3 (= X_3^2)$ und $Y_4 (= X_4^2)$ auf A_H ausgeschaltet gedacht werden; und die übrigen drei r -Werte haben entsprechende Bedeutung. Der Zahlenfaktor von $\Sigma(y_1^2)$ bzw. $\Sigma(y_2^2)$ usw. ist das Quadrat des zugehörigen Nettoregressionskoeffizienten.

In der Tat zeigt sich jetzt, der Erwartung gemäß, daß der wahrscheinlichkeitstheoretische Zusammenhang zwischen Bodenunruhe und Brandung für die nächstgelegene vierte Gruppe bei weitem am stärksten ist; dann folgt in schon recht beachtlichem Abstand die Korreliertheit bei der dritten Gruppe und in noch weiter abgeschwächtem, aber unter sich praktisch gleichem Maße diejenige bei der zweiten und ersten Gruppe. Die Werte sind:

$$1r_{234} = 0.36, \quad 2r_{134} = 0.32, \quad 3r_{124} = 0.41 \quad \text{und} \quad 4r_{123} = 0.67.$$

Die „berichtigten“ Teilkorrelationskoeffizienten $\overline{1r_{234}}$ usw., bei denen in den obigen Formeln $\overline{R^2}$ statt R^2 zu setzen ist, sind einheitlich um zwei Einheiten der zweiten Dezimale kleiner. Indem die Teilkorrelationskoeffizienten denselben Gang aufweisen wie die Nettoregressionskoeffizienten, möchten wir mutatis mutandis für dieselben die gleiche abschließende Betrachtung gelten lassen, welche wir bei den Nettoregressionskoeffizienten anstellten.

Hamburg, Hauptstation für Erdbebenforschung.

Beitrag zur Frage der temperaturabhängigen Störung der Gleichgewichtslage der Drehwaagegehänge

Von A. Schleusener, Berlin-Steglitz — (Mit 7 Abbildungen)

Es wird durch Dauerregistrierung bei gleichzeitiger Heizung gezeigt, daß sich bei Temperaturschwankungen der Außenluft von nur 6 bis 7° C in 3 Stunden die Ruhelage der Waage I Ask 667 um 11 Skalenteile ändert, die der Waage II nur um 1 Skalenteil. Durch Justieren des Gehänges in eine günstige Lage kann bei gleicher Temperaturschwankung die Störung der Gleichgewichtslage beider Gehänge praktisch beseitigt werden. Die Störung tritt dann auch bei großen Ausschlägen nicht auf. Als Störungsursache werden Konvektionsströme der Luft angesehen.

R. v. Eötvös*) stellt die Ablenkung des Waagebalkens einer Drehwaage aus einer Gleichgewichtslage in eine neue Gleichgewichtslage**) in folgender allgemeinen Form dar:

$$r = \varepsilon + \alpha(t - t_0) + \frac{\mu M}{\tau} + \lambda \frac{\Sigma F \cdot l}{\tau} + \gamma \frac{K}{\tau}.$$

Es ist

- ε = die Verschiebung infolge elastischer Nachwirkung,
- α = der Temperaturkoeffizient der Nullage des Drahtes,
- $t - t_0$ = die Temperaturänderung,
- μ = das magnetische Drehungsmoment der Masseneinheit,
- M = die Masse des Balkens,
- τ = die Torsionskonstante des Drahtes,
- λ = das Drehungsmoment aller an der Oberfläche wirkenden Kräfte für das Flächenmoment 1 und $\Sigma F \cdot l$ das Flächenmoment,
- γ = das Drehungsmoment der Schwerkraft an einem Balken vom Trägheitsmoment = 1 und K das tatsächliche Trägheitsmoment.

Die ersten vier Glieder der rechten Seite der Gleichung drücken Störquellen des zu messenden fünften Gliedes aus. Für das vierte Glied führt Eötvös als Störungsursache Wärmestrahlungsunterschiede infolge ungleicher Erwärmung der Kastenwände an, sowie insbesondere Ungleichheiten des Druckes infolge ungleicher Temperatur der Luft im Gehäuse. Die Forschung in neuerer Zeit hat sich meines Wissens hauptsächlich mit den Störgliedern 1 und 2 befaßt, und dabei

*) Verhandlungen der 16. allg. Konf. d. internat. Erdmessung in London und Cambridge 1909, S. 323 usw.

**) Die „Gleichgewichtslage“ stimmt nur dann mit der beobachteten oder registrierten „Ruhelage“ überein, wenn die zeitliche Änderung der Störglieder klein ist. Die berechnete „Nullage“ des Gehänges, n_0 , entspricht der Ruhelage abzüglich 1. Glied 5 und 2. dem vom Azimuth abhängigen Teil der magnetischen Störung, sofern die zeitliche Änderung der Ruhelage linear verläuft.

ist z. B. Königsberger*) im Gegensatz zu Eötvös**) zu dem Schluß gekommen, daß Luftströmungen (Glied 4) geringe Bedeutung haben, daß dagegen nicht lineare Nullageänderungen der Torsionsdrähte die einzige wirklich gefährliche Störquelle seien und daß bei steigender Temperatur die Störung stärker sei als bei fallender. Glied 2 würde sich dann nicht mehr in der einfachen Form $\alpha (t - t_0)$ ausdrücken lassen, selbst dann nicht, wenn die in guten Beobachtungszelten üblichen Temperaturschwankungen nicht überschritten werden.

Demgegenüber hat Verfasser, wie wohl jeder Praktiker, beobachtet, daß bei guten Torsionsdrähten mit kleinem, gleichmäßigem Temperaturkoeffizienten α mehr oder minder unregelmäßige Störungen der Nullage des Drehwaagegehänges (Nullageänderungen des Torsionsfadens bei Königsberger) auftreten, die das Zehnfache von $\alpha (t - t_0)$ häufig weit überschreiten. Diese Störungen sind von der Waage, aber nicht vom Torsionsfaden abhängig, denn bei Drahtwechsel treten gewöhnlich Störungen von gleicher, mindestens ähnlicher Größe und Richtung auf.

Ferner hat Matsuyama***) geglaubt, für τ den strengeren Ausdruck $\tau = \tau_0 [1 + \alpha' (t - t_0)]$ einführen zu müssen und kommt auf Grund von Kugelablenkungsversuchen bei den Temperaturen 13 und 23° zu folgenden Werten: $\tau = 0.5229 [1 - 0.0057 (t - 15^\circ)]$. α' = Temperaturkoeffizient der Torsionskraft, t = Meßtemperatur und t_0 = Bezugstemperatur.

Nach Matsuyama würde $\alpha' = 57 \cdot 10^{-4}$ erreichen können, eine Größenordnung, die nur für niedrigschmelzende Metalle gilt. Für Metalle der Platingruppe liegt α' bei $-1 \cdot 10^{-4}$ bis $-2 \cdot 10^{-4}$ und bei den üblichen Platin-Iridiumdrähten bei $-1 \cdot 10^{-4}$. Es liegt also kein Grund vor, τ durch $\tau_0 [1 + \alpha' (t - t_0)]$ zu ersetzen, oder bei τ eine wesentliche Fehlerquelle zu suchen. Würden die Werte Matsuyamas richtig sein, so würde τ bei $190^\circ = 0$ werden, und da Platin-Iridium sich tatsächlich noch über diese Temperaturen hinaus ziemlich linear verhält, wäre es möglich, torsionsfreie Drähte herzustellen.

Bei der Bestimmung physikalischer Größen in der Drehwaage ist stets größte Vorsicht erforderlich. Nur bei besonderer Sorgfalt liegt die Genauigkeit bei mehr als $\pm 1\%$.

H. Shaw und E. Lancaster-Jones†) sind bei ihren Untersuchungen an Örtlingwaagen zu der Überzeugung gekommen, daß allein die Störung durch Konvektionsströme große Bedeutung habe, daß aber eine Gesetzmäßigkeit im allgemeinen nicht zu erkennen sei. Daß Eötvös dagegen im Laboratorium schon eine Gesetzmäßigkeit so genau feststellte, daß er auf konstante Temperatur reduzieren konnte, scheint auch ihnen entgangen zu sein. Die Gesetzmäßigkeit

*) Zeitschr. f. pr. Geol. 1925, S. 169.

***) S. 324: $\lambda \frac{\sum Fl}{\tau}$ ist von der Lage des Balkens im Kasten abhängig und der Geschwindigkeit der Temperaturänderung proportional.

****) Japan. Journ. of Astr. and Geophys. 2, 93, Tokio 1924.

†) Mining Mag. 1927, S. 210.

der Störungen ist auch kaum zu erkennen, wenn man die Betrachtungen auf die Nullage n_0 oder die stündlichen Registrierungen der Ruhelagen beschränkt.

Den regelmäßigen Verlauf der scheinbar ungesetzmäßigen Störungen der Ruhelage zeigt Fig. 1.

Fig. 1 ist eine Drehwaagenaufnahme in natürlicher Größe. Während der Registrierzeit hat die Waage nicht umgesetzt; durch Einstellen auf Dauerlicht wurde die momentane Lage der Gehänge jederzeit festgehalten. Die Heizung des Raumes erfolgte durch elektrische Öfen. Die Lufttemperatur stieg während der Heizperiode um 7°C , im Innern der Waage nur um etwa 4.5° . Länge der Heizperiode 3 Stunden.

Während der Registrierzeit änderte sich das Gravitationsfeld und somit $\gamma \frac{k}{\tau}$ nicht. Somit ist die Schwankung der Ruhelage um 11 Skalenteile bei Waage I und 1 Skalenteil bei Waage II auf die Störglieder zurückzuführen. 1 Skalenteil entspricht für U_{yz} und U_{Δ} über 3.5 Eötvös. Beim Abstellen der Heizung änderte

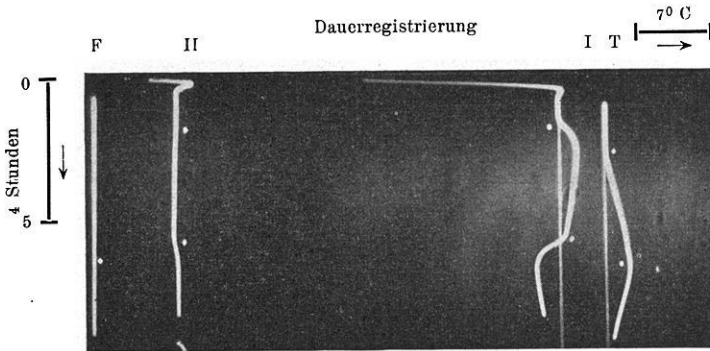


Fig. 1. Drehwaage Ask. 667 (Modell Z 40), Aufnahme in natürlicher Größe

Waage I die Ruhelage innerhalb 1 Stunde um 8 Skalenteile, trotzdem sich die Temperatur in derselben Zeit nicht einmal um 1° änderte. ϵ war bei beiden Gehängen Null, desgleichen ließ sich ein magnetischer Einfluß nicht nachweisen. Die Torsionsdrähte beider Gehänge haben lineare kleine Temperaturkoeffizienten der Nullage. Die Ruhelage ändert sich aber bei Waage I sehr stark. Stellt man jedoch beispielsweise die Quereinstellung des Kreuzschlittens für den Torsionskopf der Waage II (Fig. 1) von 6.0 auf 7.0 (s. Fig. 2a), so erhält man bei gleicher Temperaturschwankung eine ähnliche Kurve (4.3 Skalenteile Schwankung) wie bei Waage I (Fig. 1).

Bei der Quereinstellung 6.0 wandert beim Temperaturanstieg die Ruhelage wenig zu den kleineren Zahlen, bei 7.0 jedoch stark zu den größeren Zahlen. Es ist zu erwarten, daß bei 6.1 bis 6.2 die Störung der Gleichgewichtslage durch

Temperaturschwankungen etwa Null wird, Fig. 2c bestätigt dies*). Die sechs verschiedenen Einstellungen der Fig. 2a bis 2f zeigen die stetige Abhängigkeit der Störung nach Größe und Richtung von der Stellung des Kreuzschlittens.

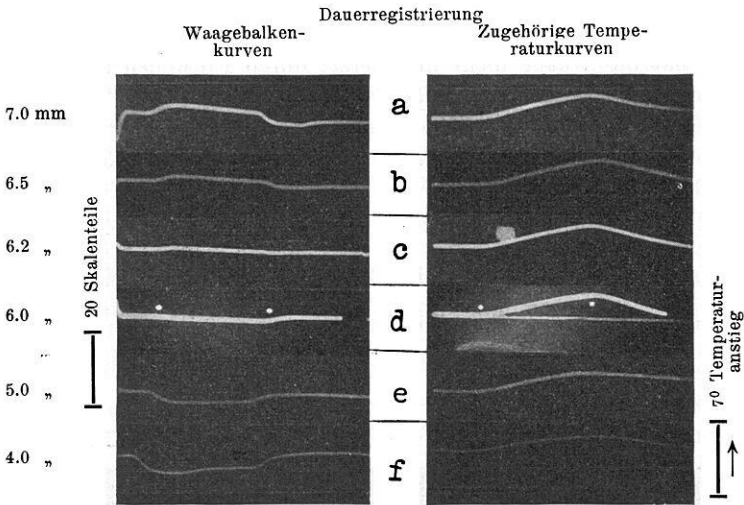


Fig. 2. Drehwaage Ask. 667 (Modell Z 40)
 Temperaturanstieg in der Waage max. 4.5° . Temperaturanstieg der Außenluft max. 7.0° .
 0 ————— 2 Stde.

Daß die Abhängigkeit der Ablenkung von der Kreuzschlitteneinstellung während der Heizperiode linear und sehr genau ist, beweisen Fig. 3 und 4.

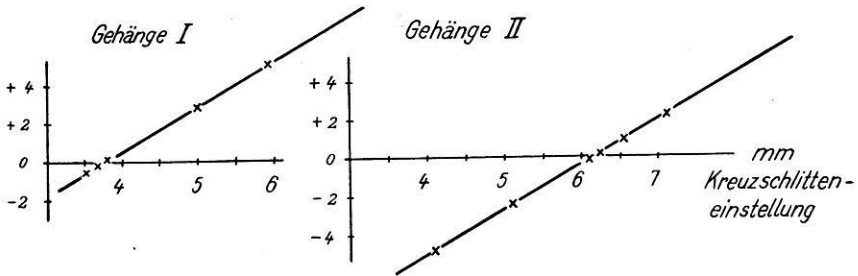


Fig. 3 u. 4. Abhängigkeit der Gleichgewichtsstörungen (in Sktle.) von der Quereinstellung des Kreuzschlittens (in mm)

Die Möglichkeit, ein Minimum der Temperatursteigerung einzustellen, ist auch bei den großen Waagen Eötvösscher Form gegeben. Die Fig. 5a bis 5e

*) Herr Klein (Askania Werke A.-G.) hat meines Wissens als erster nachgewiesen, daß bei Waagen mit z-Gehänge eine Justierung möglich ist, bei der die Störung ganz oder fast ganz verschwindet.

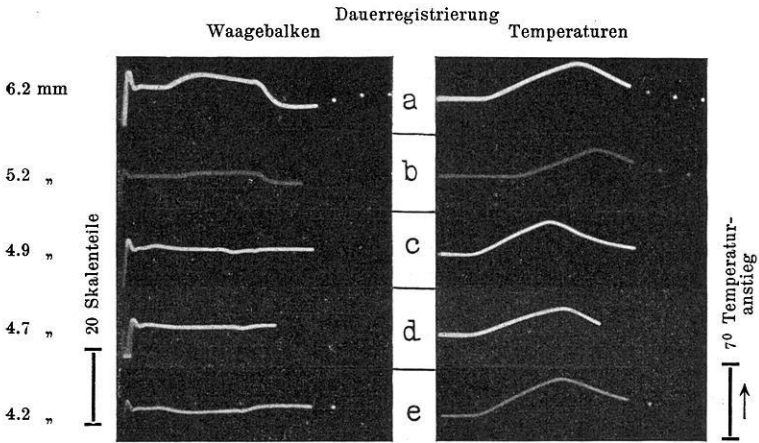


Fig. 5. Drehwaage Ask. 38 (Modell Eötvös)



Fig. 6

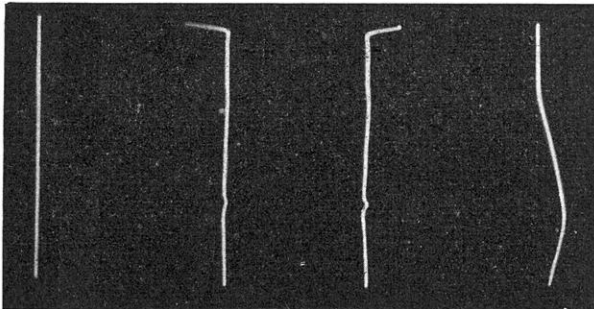


Fig. 7

Bei Fig. 7 wurde die Waage um 90° gedreht. Ausschlag etwa 30 Sktle.

geben die Aufnahmen mit der Waage Ask. 38 I wieder. Die Versuchsbedingungen waren die gleichen wie bei dem z -Modell. Bei der Waage 38 bleiben noch kleine kurzperiodische Störungen (10 bis 30 Minuten) mit etwa $\frac{1}{2}$ Skalenteil Amplitude übrig (Fig. 5 c). Sind die Hauptstörungen stärker, so werden die kurzperiodischen Störungen überdeckt (Fig. 5 a, 5 d, 5 e).

Änderungen der Justierung um einige Zehntel Millimeter beeinflussen die Störung der Ruhelage schon merklich. Da im Prüfkeller der Geologischen Landesanstalt das Gravitationsfeld sehr gestört ist, erreichen die Werte $n - n_0$ bis 30 Skalenteile, die Lageänderungen der Gewichte der Waagebalken also 1.5 mm. Es war deshalb zu prüfen, ob dadurch eine Änderung der Störung eintritt, denn sonst kann die Störung in einem Azimuth positiv und im anderen negativ sein. Nach Fig. 6 und 7 ist bei der untersuchten Waage bei Ausschlägen bis zu 30 Skalenteilen die Störung der Gleichgewichtslage unabhängig vom Ausschlag*).

Somit können die Störungen der Ruhelage durch die Justierung des Kreuzschlittens soweit beseitigt werden, daß selbst in den Tropen die Messungen auch dann verwertbar sind, wenn eine Temperaturumkehr in die Meßzeit fällt. Dabei ist zu beachten, daß durch Fadenwechsel die Einstellung auf den günstigsten Punkt verloren gehen kann. Die Neueinstellung kann jedoch durch einige Heizungen in Verbindung mit Dauerregistrierungen leicht erfolgen. Im Notfalle genügt für die Heizung eine Stallaterne oder vier bis sechs Kerzen, die sich schließlich fast überall auftreiben lassen. In tropischen Gebieten mit täglich gleichmäßigem Temperaturverlauf gibt auch die scharfe Temperaturumkehr nach Sonnenaufgang ein gutes Kriterium, und ohne Zeitverlust kann danach eine Waage auf den günstigsten Punkt justiert werden.

Die wesentliche Beeinflussung der Störung der Ruhelage nach Größe und Richtung durch kleine Verschiebungen in dem verhältnismäßig breiten Gehängeraum läßt sich schwerlich durch Wärmestrahlung erklären, wohl aber durch Luftströme. Die Regelmäßigkeit und die Reproduzierbarkeit der gezeigten Aufnahmen lassen den Schluß zu, daß die Luftströme in der Waage geordnet (laminar) fließen, also so langsam, daß sie nicht zur Wirbelbildung neigen. Die bisherigen Versuche lassen noch keinen Schluß über Sitz und Entstehung der Luftströme zu.

Im innersten Gehäuse der Drehwaage können Luftbewegungen aus den verschiedensten Ursachen entstehen, z. B. durch:

1. Barometerschwankungen, je Millimeter Hg 1.5 ccm.
2. Wärmeausdehnung der Luft, je Grad Temperaturänderung etwa 4 ccm.
3. Konvektionsströme,
 - a) durch verschiedene Temperatur der Wandung des inneren Kastens,
 - b) bei schlechter Dichtung auch infolge der verschiedenen Temperatur der drei voneinander isolierten Kästen,

*) Während der Drucklegung durchgeführte Versuche zeigten, daß bei einer stark temperaturempfindlichen Waage die Größe und Richtung der Störung auch vom Ausschlag abhängig sein kann.

- c) durch Schornsteinwirkung, wenn das innere Gehäuse oben und unten Verbindung mit der Außenluft hat,
- d) durch den Temperaturunterschied zwischen Gehänge und Gehängegehäuse, mehrere Tausend Kubikzentimeter.

Welche Art der Konvektionsströme die Störungen der Ruhelage erzeugen, läßt sich schwer ohne eingehende Versuche abschätzen. Beachtenswert ist, daß zur Erwärmung des Gehänges um nur 1° rund 7 Grammkalorien erforderlich sind. Bei dem geringen Abstand des Gehänges von den Wandungen erfolgt die Erwärmung zum großen Teil durch Wärmeleitung. Immerhin werden mehr als 20% der Wärme durch Konvektion auf das Gehänge übertragen, dazu müssen mehr als 5000 ccm Luft am Gehänge vorbeistreichen. Da die Luft von allen Seiten kommt, sind bei einer unsymmetrischen Lage des Gehänges im Gehäuse erhebliche Störungen zu erwarten.

Durch Abdichten der Gehäusewandungen lassen sich die Störungen nicht beseitigen, Konvektion nach 3b und 3c hat also keinen überragenden Einfluß, desgleichen wohl kaum eine ungleiche Erwärmung der Wandungen, denn Aluminium hat eine hohe Wärmeleitfähigkeit.

Wahrscheinlich werden die verschiedenen Arten von Luftströmungen verschiedenen Einfluß auf die Gleichgewichtslage haben, denn bei verschiedenen Waagen treten auch verschiedene Formen der Störkurven auf. Weitere Untersuchungen können erst zeigen, ob sich die einzelnen überlagernden Störglieder trennen lassen und ob die Ursachen sicher festzulegen sind.

Bei einer wesentlichen Verkleinerung der Drehwaagen besteht die Gefahr, daß die Störungen durch Konvektion im Verhältnis zur Empfindlichkeit stark zunehmen. Eötös*) führt bei der von ihm gebauten Miniaturdrehwaage mit einem τ von nur 0.002 und $K = 90$ das Auftreten erheblicher Störungen auf Konvektionsströme zurück. Die Verwendung dreier isolierter Metallzylinder und in Kupferschlangen zirkulierenden Wassers beseitigte die Fehler nicht. Gleiche Erfahrungen machte er mit einem Modell mit $\tau = 0.04$ und $K = 2000$. Bei den großen Waagen ist bekanntlich τ etwa 0.5 und $K \approx 26000$. Aus dem gleichen Grunde hat man wohl auch von neueren Konstruktionen extrem kleiner Waagen verschiedener Werkstätten wenig gehört.

Die Durchführung der Versuche wurde mir liebenswürdigerweise durch Herrn Prof. Barsch ermöglicht, indem er mir die Drehwaagen und das Laboratorium der Preußischen Geologischen Landesanstalt zugänglich machte. Es ist mir ein Bedürfnis, an dieser Stelle der Geologischen Landesanstalt meinen Dank auszusprechen, insbesondere auch Herrn Prof. Barsch für die tatkräftige Unterstützung während der Arbeiten.

*) Vgl. Anm. S. 301.

Erwiderung auf den Aufsatz von R. Tomaschek und W. Schaffernicht: Die Flut der festen Erde*)

Von E. Kleinschmidt, Stuttgart

Meine Ausführungen auf S. 197 dieses Bandes und die in den Annalen der Physik**) enthaltenen wenden sich gegen den Satz der Herren Verfasser***): „Man sieht, daß also die Gesamtbewegung des Erdbodens durch den halbtägigen Mondeinfluß rund $\frac{1}{2}$ m für Marburg beträgt“.

Ich stimme mit den Verfassern vollkommen überein, daß in die Gleichungen zwischen γ , δ , h und k nur $\delta_{el.}$ eingesetzt werden darf. $\delta_{el.}$ muß aber größer als 1 sein, woran ich oben auf S. 197 erinnert habe. An einem $\delta_{beob.} < 1$ sind also solche Korrekturen (auch wegen etwaiger Schollenbewegungen, Meereszeiten) anzubringen, daß es ≥ 1 wird. Die Berechnung der Hubhöhe in Marburg unter Verwendung von $\delta_{beob.} = 0.55$ ist demnach nicht nur fraglich, sondern unzulässig.

Man kann aber die Hubhöhe auf anderen Wegen genügend genau ermitteln.

Nehmen wir einmal an, $\delta_{beob.} = 0.55$ sei richtig, d. h. die Methode der Partialtiden, die elastische Trägheit des Apparates u. a. brächten keinen Fehler herein; für $\delta_{el.}$, das ja ≥ 1 sein muß, setzen wir 1.1 (Schweydar hatte 1.2 gefunden). Dann muß die Differenz $1.1 - 0.55 = 0.55$ durch Senkung des Bodens beim Durchgang des Mondes durch den Meridian hervorgerufen werden. Für Marburg ist die Amplitude der theoretischen halbtägigen Mondflut $3.03 \cdot 10^{-8}$ g, durch die Senkung des Bodens muß eine Zunahme der Schwere um $0.55 \times 3.03 \cdot 10^{-8} = 1.67 \cdot 10^{-8}$ g eintreten. Auf 100 cm Annäherung an den Erdmittelpunkt nimmt an der Erdoberfläche die Schwere um $31 \cdot 10^{-8}$ g zu. Die erforderliche Zunahme würde also durch eine Senkung von $\frac{100 \cdot 1.67}{31} = 5.4$ cm hervorgebracht und die

ganze Hubhöhe wäre etwa 11 cm und nicht 46 cm, wie die Verfasser in Tabelle 5***) angaben. Diese Hubhöhe käme dann durch die Meereszeiten oder durch Kippbewegungen von Schollen zustande. Sie erreicht ein Ausmaß, das schon eher verständlich wäre.

Trotzdem erscheint mir auch dieser Wert noch recht zweifelhaft, u. a. aus folgendem Grunde. Schweydar hat in Freiberg für die von M_2 bewirkte Lotschwankung eine Phasenverschiebung von wenigen Grad gefunden. Das kann nur sein, wenn sich der Boden beim Meridiandurchgang hebt, δ also > 1 ist, sofern man sich nicht sehr gesuchte, der Schweydarschen Bestimmung von $\delta = 1.2$ zudem widersprechende Vorstellungen von der Flutbewegung machen will. Bei einer Senkung des Bodens müßte sich eine Phasenverschiebung der

*) Diese Zeitschr. 9, 199, 1933.

**) Bd. 17, S. 727, 1933.

***) Ann. d. Phys. 15, 823, 1932.

Lotschwankung von etwa 180° ergeben. Nach den Messungen der Verfasser ist $\delta_{\text{beob.}}$ in Berchtesgaden etwa gerade so groß wie in Marburg (0.57 gegen 0.55). Will man daher eine Kippachse annehmen, so müßte sie etwa parallel der Linie Marburg—Berchtesgaden und noch südwestlich von dem nur 300 km von der Verbindungslinie abliegenden Freiberg verlaufen. Das müßte doch wohl als merkwürdiger Zufall angesprochen werden.

Ich halte daher meine Bedenken, daß noch rechnerische oder apparative Einflüsse in dem Wert $\delta_{\text{beob.}} = 0.55$ stecken, aufrecht.

Auf die weiteren Ausführungen der Verfasser in vorstehendem Aufsatz möchte ich im jetzigen Zeitpunkt allerdings nicht eingehen, obwohl ich manches zu sagen hätte. Es erscheint mir vielmehr zweckmäßiger, den Fortgang der experimentellen Untersuchungen abzuwarten.

Bemerkung hierzu

Von **R. Tomaschek** und **W. Schaffernicht**

Da neue Gesichtspunkte nicht vorliegen, können wir auf unsere ersten Ausführungen hinweisen. Eine theoretische Berechnung aus den δ -Werten ist ohne Hinzunahme neuen experimentellen Materials nicht möglich, vor allem, solange nicht die starke Phasenverschiebung weiter verfolgt ist, denn der Einfluß des Potentials der Deformation ist von derselben Größenordnung wie der der Verschiebung. Wir möchten ferner bezüglich der möglichen Deformationen der Erdkruste auf die Arbeiten von Stetson aufmerksam machen, der aus der mit Mondperiode verlaufenden Breitenänderung auf starke seitliche Verschiebungen der Erdkruste (in der Größenordnung von 1 m) schließt (Nature, London **131**, 437, 1933), was ebenfalls auf wesentlich abweichende Flutbewegungen, als bisher angenommen, hinweist.

Die Mitschwingensreduktion von Pendelbeobachtungen

Zu den Ausführungen von E. A. Ansel

Von **H. Schmehl**, Potsdam

Es wird der Nachweis erbracht, daß die Ausstellungen, die von E. A. Ansel an den Furtwänglerschen Momentanformeln für die Mitschwingensreduktion*) und in seiner „Erwiderung zu der Arbeit von H. Schmehl“**) gemacht werden, nicht zulässig sind.

E. A. Ansel hat in zwei Arbeiten „Das Mitschwingen als Fehlerquelle bei der Reduktion von Pendelbeobachtungen“*) und „Erwiderung zu der Arbeit von H. Schmehl“**) ausgeführt,

*) Gerlands Beitr. z. Geophys. **25**, 36—52; Berichtigung hierzu: ebenda **26**, 92.

) Zeitschr. f. Geophys. **9, 261—262.

1. daß die Furtwänglerschen Momentanformeln*)

$$\left. \begin{aligned} \delta_1 &= -\gamma_1 - \gamma_2 a \cos \varphi \\ \delta_2 &= -\gamma_2 - \gamma_1 \frac{1}{a} \cos \varphi \end{aligned} \right\} (60)$$

zur Reduktion von Schwingungszeiten wegen des Mitschwingens bei Schwere-
messungen nach dem Zweipendelverfahren nur mit Vorsicht benutzt werden dürfen,
da sie mit der Zeit veränderliche Werte für die Korrekturen liefern.

2. daß die (bei Vernachlässigung der Dämpfung) beobachteten Schwingungs-
zeiten und daher auch die Reduktionen auf starres Stativ konstant seien; für
die letzteren gibt Ansel folgende Formeln an:

$$\left. \begin{aligned} \Delta_1 &= -\gamma + \gamma a_0 \\ \Delta_2 &= -\gamma + \gamma \frac{1}{a_0} \end{aligned} \right\} (61)$$

3. daß die Diskrepanz zwischen den Formeln (60) und (61) ihren Grund
darin hat, daß die Formeln (61) auf der Basis ungedämpfter Schwingungen,
die Formeln (60) unter der Annahme gedämpfter Schwingungen abgeleitet wurden.

Ich will hier den Nachweis erbringen, daß diese Ausführungen Ansel auf
einem Irrtum beruhen und daher nicht anerkannt werden können.

Ansel gelangt bezüglich der Amplituden und Phasen, mit denen die beiden
Pendel nach der Zeit t schwingen, zu folgenden Ausdrücken**), wenn mit a_1^0 und a_2^0
die Anfangsamplituden der Pendel zur Zeit $t = 0$ bezeichnet werden:

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= a_1^0 \sqrt{1 - \frac{\pi^2}{T^4} \gamma_2 (\gamma_1 - \gamma_2 a_0^2 - (T_2 - T_1) a_0) \frac{\sin^2 w t}{w^2}} \\ a_2 &= a_2^0 \sqrt{1 - \frac{\pi^2}{T^4} \gamma_1 \left(\gamma_2 - \gamma_1 \frac{1}{a_0^2} + (T_2 - T_1) \frac{1}{a_0} \right) \frac{\sin^2 w t}{w^2}} \end{aligned} \right\} (62)$$

und

$$\left. \begin{aligned} \tan \alpha &= \frac{\pi}{T^2} \left(a_0 \gamma_2 + \frac{T_2 - T_1}{2} \right) \frac{\tan w t}{w} \\ \tan \alpha' &= \frac{\pi}{T^2} \left(\frac{1}{a_0} \gamma_1 - \frac{T_2 - T_1}{2} \right) \frac{\tan w t}{w} \end{aligned} \right\} (63)$$

Um aus den beiden letzten Gleichungen die Schwingungszeiten der Pendel
abzuleiten, vertauscht Ansel den tan mit dem arc, d. h. er setzt***)

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \frac{\pi}{T^2} \left(a_0 \gamma_2 + \frac{T_2 - T_1}{2} \right) t \\ \pi - \alpha' &= \frac{\pi}{T^2} \left(-\frac{1}{a_0} \gamma_1 + \frac{T_2 - T_1}{2} \right) t \end{aligned} \right\} (64)$$

*) Hier wie im folgenden sind die in Zeitschr. f. Geophys. 8, 427 u. f. erklärten
Bezeichnungen benutzt.

**) Gerlands Beitr. z. Geophys. 25, 48 (38).

***) In Zeitschr. f. Geophys. 9, 262, Zeile 5, schreibt Ansel irrtümlich u statt
 $u/2 \gamma$, ferner ψ_2 statt $\pi - \psi_2$.

und erhält hieraus

$$\left. \begin{aligned} \Delta_1 &= -\gamma + \gamma a_0 \\ \Delta_2 &= -\gamma + \gamma \frac{1}{a_0} \end{aligned} \right\} (65)$$

Die von Ansel vorgenommene Vertauschung des tan mit dem arc mag bei gewissen idealen Versuchsbedingungen wohl zulässig sein; bei der Vergleichung von formelmäßigen Reduktionsausdrücken ist die dadurch erzeugte Vernachlässigung von nichtlinearen Gliedern in t nicht statthaft. Denn verwendet man statt der Näherungswerte (64) die Formeln (63), so erhält man, wie ich bereits gezeigt habe*), die Ausdrücke

$$\left. \begin{aligned} \Delta_1 &= -\gamma_1 - \frac{T_2 - T_1}{2} + \frac{T^2}{\pi t} \cdot \alpha \\ \Delta_2 &= -\gamma_2 - \frac{T_2 - T_1}{2} + \frac{T^2}{\pi t} \cdot \alpha' \end{aligned} \right\} (66)$$

worin α und α' aus (63) zu entnehmen sind. Diese Werte Δ_1 und Δ_2 stimmen, wie ich ebenfalls an gleicher Stelle nachgewiesen habe, mit den von mir aus den Furtwänglerschen Momentanformeln abgeleiteten Reduktionsausdrücken genau überein. Die Ausdrücke Δ_1 und Δ_2 sind also von der Zeit t abhängig.

Es läßt sich auch leicht zeigen, daß die Ausdrücke (66) nichts anderes sind als die zeitlichen Integrale über die Furtwänglerschen Reduktionsausdrücke (60). Das soll hier in der Weise geschehen, daß wir Furtwänglers Formeln aus (66) mit alleiniger Verwendung der Ansel'schen Gleichungen (62) und (63) ohne jegliche Vernachlässigung herleiten.

Die Reduktionsausdrücke Δ_1 und Δ_2 stehen mit den Momentanreduktionen δ_1 und δ_2 in dem Zusammenhang

$$\Delta_1 = \frac{1}{t} \int_0^t \delta_1 dt \qquad \Delta_2 = \frac{1}{t} \int_0^t \delta_2 dt \dots \dots \dots (67)$$

woraus die Beziehungen

$$\delta_1 = \frac{d(\Delta_1 \cdot t)}{dt} \qquad \delta_2 = \frac{d(\Delta_2 \cdot t)}{dt} \dots \dots \dots (68)$$

folgen. Setzt man hierin für Δ_1 seinen Wert aus (66) ein, so wird

$$\delta_1 = -\gamma_1 - \frac{T_2 - T_1}{2} + \frac{T^2}{\pi} \cdot \frac{d\alpha}{dt} \dots \dots \dots (69)$$

Aus (63) ergibt sich aber

$$\frac{d\alpha}{dt} = \frac{\pi}{T^2} \left(a_0 \gamma_2 + \frac{T_2 - T_1}{2} \right) \frac{\cos^2 \alpha}{\cos^3 w t} \dots \dots \dots (70)$$

*) Zeitschr. f. Geophys. 8, 436.

oder mit Beachtung von (62) und (63)

$$\frac{d\alpha}{dt} = \frac{\pi}{T^2} \left(-a\gamma_2 \cos \varphi + \frac{T_2 - T_1}{2} \right) \dots \dots \dots (71)$$

Es ist also

$$\delta_1 = -\gamma_1 - \gamma_2 a \cos \varphi$$

in vollständiger Übereinstimmung mit (60). Der Momentanausdruck δ_2 ergibt sich in entsprechender Weise.

Sowohl das Amplitudenverhältnis a als auch der Phasenunterschied φ sind für $T_2 - T_1 \neq 0$ von der Zeit abhängig. Wenn Ansel den erwähnten tan mit dem arc vertauscht, so ist diese Vernachlässigung gleichbedeutend damit, daß man in Furtwänglers Formeln das mit der Zeit veränderliche Amplitudenverhältnis a in der ganzen Beobachtungszeit durch das Anfangsamplitudenverhältnis a_0 und den mit der Zeit veränderlichen Phasenunterschied φ in der ganzen Beobachtungszeit durch den Anfangsphasenunterschied $\varphi_0 = 180^\circ$ ersetzt.

Es geht daher nicht gut an, eine klassische, allen praktischen Anforderungen gerecht werdende Reduktionsformel nur deshalb „zur Benutzung mit Vorsicht“ zu empfehlen, weil diese Formel mit einer ziemlich rohen und nur bei idealen Versuchsbedingungen geltenden Näherungsformel nicht übereinstimmt.

Getrennt von den bisherigen Erläuterungen läßt sich auch leicht einsehen, daß die Mitnahme von Dämpfungsgliedern meinerseits nicht die von Ansel betonte Diskrepanz begründen kann, denn man gelangt offenbar zu dem gleichen Ergebnis, wenn man eine Rechnung einmal mit Dämpfungsgliedern unter Verwendung von Dämpfungsfaktoren κ_1 und κ_2 durchführt und späterhin κ_1 und κ_2 gleich Null setzt, und ein zweites Mal diese Rechnung ohne Mitnahme von Dämpfungsgliedern bewirkt.

Wie sich aus Furtwänglers und meinen Darlegungen ergibt, spielt bei dem Mitschwingensproblem bezüglich der Dämpfung lediglich der Unterschied $\kappa_2 - \kappa_1$ eine Rolle, d. h. setzt man für beide Pendel von vornherein gleiche Dämpfungskoeffizienten voraus, wie es heute in der Praxis fast immer zulässig ist, und welchen Fall ich besonders behandelt habe, so muß man formelmäßig und rechnerisch zu den gleichen Ergebnissen gelangen, als wenn man diese auf der Basis ungedämpfter Schwingungen ableitet.

Durch die vorstehenden Nachweise wird nicht nur Ansel's Schlußfolgerung in dem zweiten Teile seiner Abhandlung „Das Mitschwingen als Fehlerquelle bei der Reduktion von Pendelbeobachtungen“, sondern auch seine „Erwiderung“ zu meiner Arbeit „Ein Beitrag zum Zweipendelverfahren bei relativen Schweremessungen“ bedeutungslos.

Potsdam, Geodätisches Institut, den 27. September 1933.

(Mitteilung aus dem Institut für Praktische Mathematik an der Technischen Hochschule Darmstadt, Prof. Dr. A. Walther.)

Aufsuchen versteckter Periodizitäten *)

Von Dipl.-Ing. **P. Terebesi**, Budapest — (Mit 5 Abbildungen)

Für die praktisch wichtige Aufgabe des Aufsuchens versteckter Periodizitäten in einem gegebenen Funktionsverlauf wird als Ergebnis einer kritischen Würdigung der vielen vorhandenen Verfahren empfohlen, zunächst Näherungswerte der versteckten Perioden durch Periodogrammanalyse zu bestimmen, und zwar instrumentell mit dem harmonischen Analysator Mader-Ott, dann die Genauigkeit durch Trennung der einzelnen periodischen Bestandteile mit der immer zum Ziele führenden „Destillation“ nach Nikolaus Bernstein zu erhöhen.

Bei der mathematischen Bearbeitung geophysikalischer, insbesondere meteorologischer Versuchsergebnisse spielt das Aufsuchen versteckter Periodizitäten eine wesentliche Rolle.

Eine Summe von rein periodischen Komponenten etwa der Form

$$y = f(x) = \left. \begin{aligned} & \sum_k \left(a_k \cos \frac{2\pi}{p_k} x + b_k \sin \frac{2\pi}{p_k} x \right) \\ & = \sum_k c_k \sin \left(\frac{2\pi}{p_k} x + \psi_k \right) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (1)$$

ist, wenn die p_k inkommensurabel sind, nicht periodisch. Praktisch müssen sogar rein periodische Vorgänge von der Form (1) (mit kommensurablen p_k) oft als nichtperiodisch behandelt werden, wenn nämlich die Gesamtperiode so lang ist, daß die zur Untersuchung des Vorganges angestellte Versuchsreihe sich nicht über eine volle Periode erstreckt. Die Verhältnisse werden noch mannigfaltiger, wenn Summen gemischt aus periodischen und nichtperiodischen Gliedern vorkommen oder wenn es sich um Zusammensetzung gedämpfter Schwingungen handelt.

Das Problem des Aufsuchens versteckter Periodizitäten besteht darin, eine gegebene Funktion $y = f(x)$ in der Form (1) darzustellen, d. h. die Konstanten a_k , b_k und p_k zu ermitteln. Gegenüber der gewöhnlichen harmonischen Analyse, bei der die p_k als Bruchteile p/k (mit $k = 1, 2, 3, \dots$) einer Grundperiode p von vornherein bekannt und nur die Fourier-Koeffizienten a_k und b_k zu bestimmen sind, tritt hier als neu und sehr erschwerend die Aufgabe hinzu, auch die p_k selbst festzulegen.

*) Teil einer von der Technischen Hochschule Darmstadt zur Erlangung der Würde eines Doktor-Ingenieurs genehmigten Inaugural-Dissertation.

Eine vorzügliche ausführliche Zusammenstellung verschiedenster Verfahren zum Aufsuchen versteckter Periodizitäten findet man bei K. Stumpff: Analyse periodischer Vorgänge*); wir werden deshalb hier nur die Grundlagen wiederholen und namentlich die seit dem Erscheinen der Arbeit von Stumpff neu zugekommenen Abhandlungen diskutieren. Unser Ziel ist, die bequemsten Lösungswege herauszuheben und zu zeigen, daß das so häufig vorkommende Aufsuchen versteckter Periodizitäten heute nicht mehr eine Angelegenheit weniger Spezialisten zu sein braucht, sondern jedem Praktiker zugänglich ist.

1. Periodogramm-Analyse. Die eine Gruppe der Methoden zur Lösung des gestellten Problems ist eine unmittelbare Erweiterung der harmonischen Analyse und wird als Periodogramm-Analyse bezeichnet. Die Grundlagen sind folgende:

Die vier Integrale

$$\left. \begin{aligned} J_1 &= \frac{\nu}{n\pi} \int_0^{\frac{n}{\nu} \frac{2\pi}{\nu}} \cos \mu x \cos \nu x \, dx = \frac{1}{n\pi} \frac{\mu \nu}{\mu^2 - \nu^2} \sin n \mu \frac{2\pi}{\nu} \\ J_2 &= \frac{\nu}{n\pi} \int_0^{\frac{n}{\nu} \frac{2\pi}{\nu}} \sin \mu x \sin \nu x \, dx = \frac{1}{n\pi} \frac{\nu^2}{\mu^2 - \nu^2} \sin n \mu \frac{2\pi}{\nu} \\ J_3 &= \frac{\nu}{n\pi} \int_0^{\frac{n}{\nu} \frac{2\pi}{\nu}} \sin \mu x \cos \nu x \, dx = -\frac{1}{n\pi} \frac{\mu \nu}{\mu^2 - \nu^2} \left(\cos n \mu \frac{2\pi}{\nu} - 1 \right) \\ J_4 &= \frac{\nu}{n\pi} \int_0^{\frac{n}{\nu} \frac{2\pi}{\nu}} \cos \mu x \sin \nu x \, dx = \frac{1}{n\pi} \frac{\nu^2}{\mu^2 - \nu^2} \left(\cos n \mu \frac{2\pi}{\nu} - 1 \right) \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

(dabei sollen μ und ν beliebige, auch irrationale, von einander verschiedene positive Zahlen sein; n ist irgendeine positive ganze Zahl; die Integration erstreckt sich über n volle Perioden $2\pi/\nu$ des einen Faktors) streben mit wachsendem n gegen Null, falls $\mu \neq \nu$ ist. Bei $\mu = \nu$ werden die Integrale J_1 und J_2 unabhängig von n gleich 1, die Integrale J_3 und J_4 gleich Null.

Wird daher eine Summe von der Form (1) mit $\cos \nu x$ oder $\sin \nu x$ multipliziert und bei passendem, genügend großem n zwischen Null und $n \frac{2\pi}{\nu}$ integriert, so

*) Sammlung geophysikalischer Schriften, herausgegeben von C. Mainka, Nr. 6. Berlin, Gebr. Bornträger, 1927.

ist das Ergebnis im allgemeinen wenig von Null verschieden, bis auf den Fall, daß ν mit irgendeinem $2\pi/p_k$ mehr oder weniger übereinstimmt. Führt man die Integration für verschiedene, versuchsweise angenommene ν aus und trägt die Werte der Integrale zur Abszisse ν oder $2\pi/\nu$ auf, so wird die so erhaltene „Periodenfunktion“ an den Stellen Extrema aufweisen, wo $2\pi/\nu$ mit einer der versteckten Perioden p_k nahezu übereinstimmt. Störungen kommen dadurch herein, daß die Integrale (2) für $\mu \neq \nu$ bei endlichem n nur nahezu, aber nicht restlos verschwinden. Sie treten um so mehr zurück, je größer n gewählt wird.

Praktisch führt man die Integration auf die für eine harmonische Analyse erforderliche Integration zurück. Für die beiden n -ten Fourier-Koeffizienten a_n und b_n einer periodischen Funktion $f(x)$ mit der Periode P gelten die Gleichungen

$$\left. \begin{matrix} a_n \\ b_n \end{matrix} \right\} = \frac{2}{P} \int_0^P f(x) \begin{matrix} \cos \\ \sin \end{matrix} n \frac{2\pi}{P} x dx \dots \dots \dots (3)$$

Setzt man den oberen Integrationsgrenzen in (2) entsprechend $P = n \frac{2\pi}{\nu}$, so gehen die Integrale (3) in

$$\left. \begin{matrix} \alpha_\nu \\ \beta_\nu \end{matrix} \right\} = \frac{\nu}{n\pi} \int_0^{n \frac{2\pi}{\nu}} f(x) \begin{matrix} \cos \\ \sin \end{matrix} \nu x dx \dots \dots \dots (4)$$

über. Die α_ν und β_ν lassen sich also einerseits als Fourier-Koeffizienten der Funktion $f(x)$ für die Periode $n \frac{2\pi}{\nu}$ bestimmen. Andererseits sind sie nach (1) und (2)

Summen aus den für $\mu = \frac{2\pi}{p_k}$ gebildeten J mit Koeffizienten a_k und b_k :

$$\begin{aligned} \alpha_\nu &= \sum_k (a_k J_1 + b_k J_3), \\ \beta_\nu &= \sum_k (a_k J_4 + b_k J_2). \end{aligned}$$

Man trägt $\gamma_\nu = \sqrt{\alpha_\nu^2 + \beta_\nu^2}$ als Ordinate in Abhängigkeit von ν zur Abszisse $2\pi/\nu$ auf. Die so erhaltene Kurve heißt Periodogramm. Sie wird an gewissen Stellen Maxima aufweisen. Die Abszissen $2\pi/\nu$ der Maxima sind Näherungswerte für die Perioden p_k der einzelnen periodischen Glieder in (1) und die Ordinaten Näherungswerte für die Amplituden c_k .

Zur Bestimmung der Fourier-Koeffizienten α_ν und β_ν von $f(x)$ für die Periode $n \frac{2\pi}{\nu}$, auf die es hiernach hauptsächlich ankommt, hat man bisher fast ausschließlich rechnerische Verfahren angewandt (Periodogrammanalyse nach A. Schuster, vgl. die Schemaverfahren zur harmonischen Analyse), wobei man

die Integrale durch Summen ersetzt. Dabei müssen einzelne getrennte Werte von $f(x)$ herausgegriffen werden. Demgegenüber scheint es grundsätzlich vorteilhafter, einen stetigen Kurvenzug für die Funktion $f(x)$ zu benutzen, den man gegebenenfalls durch Verbinden diskreter Beobachtungspunkte zu einer stetigen Kurve gewinnt. Dies ist möglich bei Gebrauch des harmonischen Analysators, der die Fourier-Koeffizienten α_r und β_r bequem und genau instrumentell liefert. Die systematische Heranziehung des harmonischen Analysators zum Aufsuchen versteckter Periodizitäten ist ein Hauptpunkt, auf den ich die Praktiker hinweisen möchte. Dadurch werden alle ermüdenden numerischen Rechnungen vermieden und durch einfache mechanische Vorrichtungen ersetzt.

Der harmonische Analysator von Mader-Ott*), den ich verwendet habe, gestattet die Ermittlung der Integrale (3) für ganzzahlige $n = 1, 2, \dots, 25$ und für Periodenlängen $P \leq 36$ cm durch Umfahren der Kurve $y = f(x)$. Man zeichnet die Funktion $f(x)$ so auf, daß die Gesamtlänge der Abszisse 36 cm nicht überschreitet. Dann führt man die Analyse aus, wie in der Gebrauchsanweisung für periodische Kurven angegeben ist. Als Periode P wählt man zunächst das gesamte Abszissenintervall und nimmt $n = 1, 2, 3, \dots$. Nachher wiederholt man das Verfahren für kleinere P . Zweckmäßig justiert man den Analysator über die Kurvenmitte und verkleinert die Grenzen von beiden Enden her gleichmäßig. Beispiele S. 320 ff.

2. Algebraisierung nach Felix Bernstein. Wie die numerischen Methoden zur Periodogrammanalyse, so verwendet auch ein von Felix Bernstein**) angegebenes Verfahren — jedenfalls soweit es bisher angewandt worden ist — getrennte, gleichabständige Ordinaten. Die Grundlage des Verfahrens ist die „Lagrange-Transformation“

$$L(\tau) = \sum_{q=0}^{\infty} f(x_q) e^{-\tau x_q},$$

durch welche das Problem „algebraisiert“ wird. Die Bestimmung der unbekanntenen Perioden läuft darauf hinaus, die Summen $L(\tau)$ für verschiedene τ zu bilden und algebraische Gleichungen zu lösen. Dabei kann man die Summation im Endlichen abbrechen, wenn τ nicht zu klein gewählt wird, in Übereinstimmung damit, daß die Funktion $f(x)$ nur in einem endlichen Intervall bekannt ist. Als Mangel des Verfahrens macht sich aber geltend, daß bei Vergrößerung von τ ein immer größerer Teil der bekannten $f(x_q)$ durch den Faktor $e^{-\tau x_q}$ unterdrückt wird. D. h.: Praktisch

*) Der harmonische Analysator Mader-Ott, Druckschrift Ad. 341 der Firma A. Ott, Kempten-Allgäu.

) F. Bernstein: Über die numerische Ermittlung verborgener Periodizitäten. Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech. **7, 441—444, 1927. — A. Glogowski: Beiträge zur Auffindung verborgener Periodizitäten. Münster, Helios-Verlag, 1929. — H. Münzner: Günstigste Bestimmung der Umkehrung der Laplace-Transformierten zur Auffindung verborgener Periodizitäten. Göttingen 1932.

verwendet die Methode nach F. Bernstein nur die ersten 10 bis 20 gleichabständigen Ordinaten; das Resultat wird von den Meßfehlern dieser Ordinaten ausschlaggebend beeinflusst. Glogowski rechnet in seiner Dissertation nach dieser Methode ein fingiertes Beispiel durch. Er bestimmt rechnerisch 120 Ordinaten y_0 bis y_{119} der Funktion $y = 8 \sin 0.63 x - 5 \sin 0.17 x$ und bekommt durch sein Verfahren nach durchgeführter Analyse gute Resultate, während das zum Vergleich herangezogene Whittakersche Periodogrammverfahren*) mehr oder weniger versagt. Ich habe seine Rechnungen nachgeprüft und gefunden, daß die von ihm berechneten 120 Ordinaten vom Index 36 ab, also y_{36} bis y_{119} sämtlich falsch sind. Bei seinem Verfahren bleibt dieser Umstand ohne Einfluß auf das Resultat. Rechnet man mit den richtigen Ordinaten, so erhält man auch durch das Whittakersche Verfahren richtige Ergebnisse. Vgl. die Tabellen 1 und 2.

Tabelle 1
Ergebnisse der Periodogramm-Analyse nach Whittaker

p	9	10	11	12
γ nach Glogowski	4.4	6.4	6.8	5.3
γ richtig	0.42	7.67	0.78	

Münzner berechnet theoretisch die Anzahl der Ordinaten, welche noch berücksichtigt werden müssen. Ich fand, daß praktisch noch weniger genügen. Um die höheren Ordinaten zu berücksichtigen, schlägt Münzner vor, sie teils in richtiger, teils in umgekehrter Reihenfolge in die Rechnung hereinanzuziehen, gibt aber selbst zu, daß die Rechenarbeit dadurch wesentlich steigt.

Zusammenfassend scheint jedenfalls, daß die theoretisch höchst geistreiche Methode von F. Bernstein in der Praxis starken Einwänden ausgesetzt ist. Auch die Bestimmung der mittleren Fehler der gewonnenen Perioden, worauf F. Bernstein mit Recht hohes Gewicht legt, wird in der Praxis wohl ziemlich illusorisch.

3. Destillation nach Nikolaus Bernstein. Nikolaus Bernstein**) stellt sich als Hauptaufgabe die Trennung der einzelnen Glieder in (1) und entwickelt dazu eine von ihm als Destillation bezeichnete Methode. Es sollen gewisse Näherungswerte für die Perioden bekannt sein, etwa durch eine Periodogramm-analyse. (N. Bernstein gibt auch selber eine neue Art der Periodogramm-analyse an, die aber außer der interessanten Herleitung gegenüber den bekannten Methoden nichts wesentlich Neues bringt.)

*) Vgl. die angeführte Arbeit von K. Stumpff, ferner H. Burkhardt: Trigonometrische Reihen und Integrale, Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften, Bd. II, 1. Teil, 2. Hälfte, S. 819—1354; E. T. Whittaker und G. Robinson, The Calculus of Observations, 2. Aufl., Kap. 13, S. 343—362. London, Glasgow, Bombay, Blackie and Son, 1926.

**) N. Bernstein: Analyse aperiodischer trigonometrischer Reihen. Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech. 7, 476—485, 1927.

Man berechnet folgende Funktionen:

$$y^{\overline{1}} = f^{\overline{1}}(x) = f(x) - f(x + p_1) \dots \dots \dots (5)$$

$$y_{\overline{1}} = f_{\overline{1}}(x) = f(x) + f\left(x + \frac{p_1}{2}\right) \dots \dots \dots (6)$$

wobei p_1 einer der Näherungswerte für eine wahre Periode ist. In den Funktionen $y^{\overline{1}}$ oder $y_{\overline{1}}$ kann kein sinusförmiges Glied mit der Periode p_1 vorhanden sein. Denn für das k -te Glied $f_k(x)$ in der Entwicklung von $f(x)$ gelten folgende Gleichungen:

$$c_k \sin\left(\frac{2\pi}{p_k} x + \psi_k\right) = f_k(x) = f_k(x + p_k) = -f_k\left(x + \frac{p_k}{2}\right).$$

In (5) und (6) liefert also $f_1(x)$ den Beitrag 0.

In $y^{\overline{2}} = f^{\overline{1}}(x) - f^{\overline{1}}(x + p_2)$ und $y_{\overline{2}} = f_{\overline{1}}(x) + f_{\overline{1}}(x + p_2/2)$ fehlt weiter das Glied mit der Periode p_2 usw. Wenn man diese Methode genügend oft wiederholt, eliminiert man sämtliche sinusförmigen Glieder, und es bleibt eventuell nur ein nichtperiodischer Rest übrig. Es ist noch bemerkenswert, daß durch die Destillation (5) alle harmonischen Obertöne und durch (6) alle ungeraden Harmonischen mit eliminiert werden.

Selbstverständlich werden nur diejenigen sinusförmigen Glieder restlos eliminiert, deren Perioden mit den angesetzten p_1, p_2, \dots genau übereinstimmen. Da die Perioden nur angenähert bekannt sind, wird allgemein ein kleiner Rest übrig bleiben, der durch wiederholtes Anwenden der Methode beliebig klein gemacht werden kann.

Der Rest, der bei einer einmaligen Destillation übrig bleibt, läßt sich leicht abschätzen. p sei die wahre Periode und $p(1 + \epsilon)$ die durch Näherung ermittelte und in die Destillation eingeführte, wobei $\epsilon \ll 1$ ist. Betrachten wir nun das Glied der trigonometrischen Reihe mit der Periode p nach der Destillation (5):

$$\begin{aligned} c \left\{ \sin\left(\frac{2\pi}{p} x + \psi\right) - \sin\left[\frac{2\pi}{p} (x + p(1 + \epsilon)) + \psi\right] \right\} \\ = c \left\{ \sin\left(\frac{2\pi}{p} x + \psi\right) - \sin\left(\frac{2\pi}{p} x + \psi\right) \cos(1 + \epsilon) 2\pi \right. \\ \left. - \cos\left(\frac{2\pi}{p} x + \psi\right) \sin(1 + \epsilon) 2\pi \right\}. \end{aligned}$$

Da $\epsilon \ll 1$ ist, können wir $\cos(1 + \epsilon) 2\pi \approx 1$ und $\sin(1 + \epsilon) 2\pi \approx \epsilon \cdot 2\pi$ setzen. Der Rest ist also:

$$R \approx -c \cdot \epsilon \cdot 2\pi \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{p} x + \psi\right),$$

d. h. die Amplituden vor und nach der Destillation verhalten sich wie $1 : 2\pi \epsilon$. Ähnlich läßt sich zeigen, daß bei Destillation nach Gleichung (6) das Amplitudenverhältnis $1 : \pi \epsilon$ ist.

Besteht die Funktion aus n rein periodischen Gliedern, so wird nach $n - 1$ Destillationen nur eine der Perioden übrig bleiben bzw. die Amplitude c_n des n -ten periodischen Gliedes überwiegen. Man kann dann die Periode p_n mit großer Genauigkeit an der Restkurve messen (vgl. die durchgerechneten Beispiele S. 320 ff.). Nun greift man wieder auf die gegebene Funktion zurück und wiederholt die Destillation, wobei man diesmal p_n zuerst eliminiert. Am Schluß kommt p_{n-1} sehr genau, usw. Auch Periodogrammanalyse der Destillate, die ja weniger Komponenten enthalten, erweist sich manchmal als nützlich.

Selbstverständlich erscheinen in den Destillaten die Amplituden und Phasen der übriggebliebenen Glieder der Reihe verzerrt. Im $(n - 1)$ -ten Destillat lassen sich Periode, Amplitude und Phase des n -ten Gliedes sehr genau bestimmen. Während die Periode p_n durch die Destillation unverändert bleibt, müssen die ursprüngliche Amplitude c_n und Phase ψ_n aus den gemessenen des $(n - 1)$ -ten Destillats berechnet werden. Bezeichnen wir mit

$$c'_n \text{ die Amplitude, } \psi'_n \text{ die Phase nach } n - 1 \text{ Destillationen (5)}$$

$$c''_n \text{ ,, ,, } \psi''_n \text{ ,, ,, ,, } n - 1 \text{ ,, (6)}$$

und mit p_k die destillierten Perioden, dann gelten nach Nikolaus Bernstein die Beziehungen:

$$c_n = \frac{c'_n}{2^{n-1} \prod_{k=1}^{n-1} \sin \frac{\pi p_k}{p_n}} = \frac{c''_n}{2^{n-1} \prod_{k=1}^{n-1} \cos \frac{\pi p_k}{p_n}},$$

$$\psi_n = \psi'_n - \frac{\pi}{p_n} \sum_{k=1}^{n-1} p_k + \frac{\pi}{2} (n - 1) = \psi''_n - \frac{\pi}{2 p_n} \sum_{k=1}^{n-1} p_k.$$

Durchgeführt wird die Destillation zweckmäßig numerisch. Man schreibt eine Tabelle gleichabständiger Ordinaten auf einen langen Papierstreifen untereinander auf. Dann nimmt man noch einen weiteren Papierstreifen zu Hilfe, auf den in einem gewissen, von der zu destillierenden Periode abhängenden Abstand zwei Marken gezeichnet sind. Legt man die beiden Papierstreifen nebeneinander, so zeigen die beiden Marken auf diejenigen Zahlen, die addiert [Gleichung (6)] bzw. subtrahiert [Gleichung (5)] werden müssen (Fig. 1). Dann schiebt man die Marken eine Stelle weiter, rechnet die Summe bzw. Differenz aus usw. Diese Methode wurde mir von Herrn N. Bernstein brieflich mitgeteilt. In seiner Veröffentlichung ist die Praxis der Rechnung nicht beschrieben. Noch zweckmäßiger verfährt man in der folgenden Weise: Man schneidet in zwei Kartonstreifen je ein kleines Fensterchen, befestigt sie in geeignetem Abstand entsprechend der zu destillierenden Periode mit Reißnägeln auf dem Reißbrett und zieht dann den Papierstreifen mit den Ordinatenwerten unter dem Fensterchen durch (Fig. 2). Man muß dann immer die Zahlen in den Fensterchen ablesen, addieren bzw. subtrahieren und nachher den Papierstreifen in der Pfeilrichtung

eine Stelle weiter ziehen. Im kleinen Fensterchen oben links erkennt man die Ordnungszahl der Ordinate. Mit einer Schreibbadiiermaschine kann man den Streifen mit den Ordinaten besonders bequem herstellen und auch die übrige Rechnung sicher und schnell durchführen.

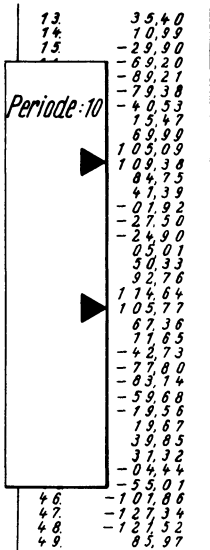


Fig. 1

Praktische Ausführung der Destillation nach Nikolaus Bernstein

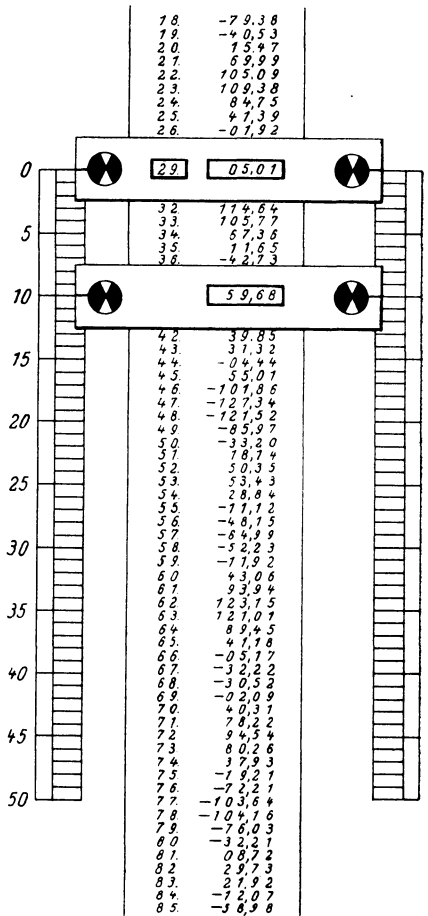


Fig. 2. Schablone für die Destillation

4. Zahlenbeispiele. Um die Methode der Periodogrammanalyse und der Destillation im einzelnen zu prüfen und zu erläutern, wurden zwei Beispiele durchgerechnet. Zuerst wurde die von Glogowski*) als Beispiel verwendete Funktion: $y = 8 \sin 0.63 x - 5 \sin 0.17 x$ (vgl. S. 317) untersucht. Nachdem die 120 Ordinaten neu berechnet waren, ließ sich die kürzere Periode: $p_1 = \frac{2\pi}{0.63} \approx 10$ durch

*) Vgl. S. 316, Fußnote **).

eine Periodogrammanalyse genau ermitteln und nach ihrer Destillation auch die andere: $p_2 = \frac{2\pi}{0.17} \approx 37$. Die Periodogrammanalyse wurde auf verschiedenen Wegen durchgeführt, und zwar nach Whittaker, nach N. Bernstein und mit dem Analysator. Fig. 3 zeigt das mit dem Analysator gefundene Periodogramm.

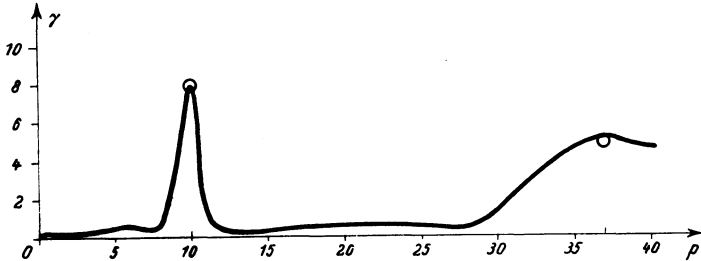


Fig. 3. Zahlenbeispiel 1. Periodogramm mit dem Analysator

Die kleinen Kreise zeigen die wahren Amplituden an. Die Funktion auch nach der Methode Glogowski neu zu untersuchen erübrigt sich. Denn die ersten 36 Ordinaten waren schon bei seiner Rechnung richtig und die übrigen beeinflussen das Resultat nicht mehr (vgl. S. 316—317). Fig. 4 zeigt den Verlauf der Funktion und der Destillate f^{I} und f^{II} , an denen die Perioden gemessen wurden. Tabelle 2 gibt einen Vergleich zwischen den wahren und den nach verschiedenen Methoden berechneten Perioden und Amplituden.

Tabelle 2
Beispiel 1 von Glogowski

Wahre Periodenlängen	10.0	37.0
Nach Whittaker	10.0	39.5
Nach N. Bernstein	10.0	35.0
Mit dem Analysator	10.0	36.7
Durch Destillation	10.0	37.0
Nach Glogowski	10.0	36.3
Wahre Amplitude	8.00	5.00
Durch Destillation	7.95	4.98
Nach Glogowski	8.02	4.97

Als zweites Beispiel wurde ein etwas schwierigerer Fall durchgerechnet. Die Perioden wurden nur wenig verschieden gewählt und zu drei Gliedern mit größeren Amplituden wurden noch drei weitere mit kleineren addiert. Letztere sollen etwa periodische Meßfehler oder ähnliche Störungen darstellen, um zu beweisen, daß man die Perioden und Amplituden durch die Destillation auch dann noch genau ermitteln kann, wenn in dem Destillat noch weitere kleine Reste übrig bleiben.

Von der Funktion

$$\begin{aligned}
 f(x) = & -5.3 \cos 13 x + 3.2 \cos 17 x \\
 & + 4.1 \sin 13 x + 4.3 \sin 17 x + 2.8 \sin 20.5 x \\
 & + 0.2 \cos 21 x + 0.3 \cos 22 x \\
 & + 0.4 \sin 21 x - 0.2 \sin 22 x + 0.6 \sin 19 x
 \end{aligned}$$

wurden die Ordinaten von $x=0$ bis $x=3.06$ mit der Argumentenspanne $\Delta x = 0.0175$, also insgesamt 176 Ordinaten berechnet, graphisch aufgetragen und

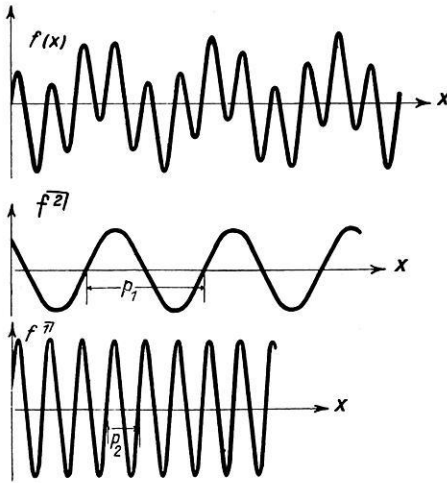


Fig. 4. Zahlenbeispiel 1
Destillation nach Nikolaus Bernstein

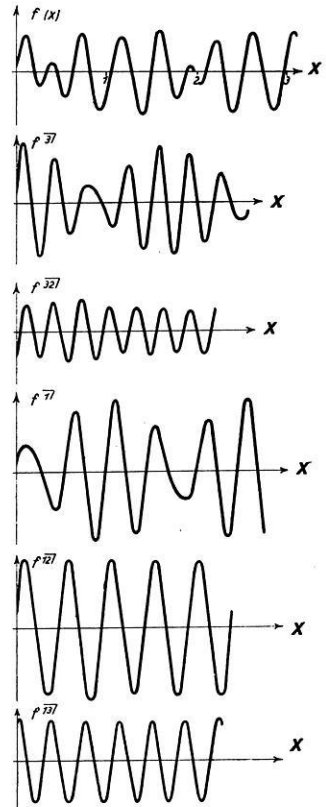


Fig. 5. Zahlenbeispiel 2
Funktion und Destillate

die so erhaltene Kurve analysiert. Fig. 5 zeigt die Destillation der Kurve nach N. Bernstein. Es wurden, wie erwähnt, lediglich die Perioden für die Kreisfrequenzen 13 ($p = 0.483$), 17 ($p = 0.370$) und 20.5 ($p = 0.306$) ermittelt, die weiteren kommen mit verhältnismäßig kleinen Amplituden vor. Tabelle 3 zeigt

das Ergebnis der Analyse. Man erkennt, daß nach der Destillation die Perioden mit guter Genauigkeit bestimmt werden können.

Tabelle 3. Beispiel 2

	p_1	p_2	p_3
Wahre Periodenlänge	0.306	0.370	0.483
Periodogramm nach N. Bernstein . . .	0.308	0.372	0.495
Mit dem Analysator	0.309	0.368	0.493
Durch Destillation	0.304	0.370	0.483

Es wurden folgende Periodenlängen destilliert:

$$\begin{aligned}
 p_1 &= 0.297 \approx 17 \Delta x \\
 p_2 &= 0.367 \approx 21 \Delta x \\
 p_3 &= 0.489 \approx 28 \Delta x
 \end{aligned}
 \quad \Delta x = 0.0175 = \text{Argumentenspanne.}$$

Bemerkungen zu F. Ackerls Berechnung der Geoidundulationen

Von **Karl Jung**, Potsdam

In Heft 4/5, S. 265, dieser Zeitschr. bringt F. Ackerl die Ergebnisse seiner Berechnungen des Geoids aus den nach dem Verfahren von Prey auf das Geoid reduzierten Schwerewerten. Wegen eines Vorzeichenfehlers in den Berechnungen und Widersprüchen ihrer theoretischen Grundlagen mit bekannten, gesicherten Ergebnissen der Potentialtheorie können die angegebenen Zahlen die Gesatlt des Geoids nicht beschreiben.

1. Formel (8), S. 270, läßt unmittelbar erkennen, daß für jede einzelne Ordnung n die Undulation ζ und die scheinbare Schwereanomalie $g - \gamma$ verschiedene Vorzeichen haben. Es ist danach im allgemeinen zu erwarten, daß im Ergebnis die Fälle mit verschiedenen Vorzeichen von ζ und $g - \gamma$ wesentlich häufiger vorkommen als die Fälle mit gleichem Vorzeichen. Eine Durchzählung der Tabelle 2, S. 265, zeigt jedoch, daß dort unter 544 Fällen nur 71 Fälle mit verschiedenem und 473 Fälle mit gleichem Vorzeichen von ζ und $g - \gamma$ zu finden sind.

Es liegt nahe, anzunehmen, daß bei der Berechnung der ζ aus den $g - \gamma$ ein Vorzeichenfehler unterlaufen ist. Diese Annahme wird durch Stichproben gestützt. Für die Pole der Erde gilt:

$$g - \gamma = \sum_{n=3}^{\infty} A_n^0 P_n(\pm 1), \quad \zeta = -\frac{a}{\gamma} \sum_{n=3}^{\infty} \frac{A_n^0}{n-1} P_n(\pm 1),$$

wobei für den Nordpol $P_n(1) = 1$, für den Südpol $P_n(-1) = (-1)^n$ zu setzen ist. Die Werte A_n^0 hat Ackerl in einer früheren Arbeit*) veröffentlicht:

n	3	4	5	6	7	8	9
A_n^0	+ 10.56	— 4.11	— 3.54	+ 15.07	+ 1.16	— 11.02	+ 5.95
n	10	11	12	13	14	15	16
A_n^0	+ 4.46	+ 2.02	— 4.72	— 2.35	+ 8.40	— 5.43	— 4.79

(Einheit: 10^{-2} cm · sec⁻²).

Mit $a = 6,37 \cdot 10^6$ m, $\gamma \approx A_0^0 = 97984.67 \cdot 10^{-2}$ cm · sec⁻² berechnet man hieraus: für den Nordpol $\zeta = -352$ m, für den Südpol $\zeta = +292$ m, während sich in Tabelle 2 die umgekehrten Vorzeichen finden.

Die Undulation ζ müßte also bei richtiger Anwendung der Formel (8) in Tabelle 2 das andere Vorzeichen haben. Dem falschen Vorzeichen entsprechend wurde bei Berechnung der wahren Schwereanomalie $g - \gamma'$ die Differenz zwischen scheinbarer und wahrer Schwereanomalie mit falschem Vorzeichen angebracht. In Tabelle 2 dürften die Werte von $g - \gamma'$ bei richtiger Rechnung nicht so klein sein, sondern müßten im allgemeinen dasselbe Vorzeichen wie $g - \gamma$ bei wesentlich größeren Zahlenwerten haben.

Bei der Ableitung der Formel (8), S. 269/270, ist kein Vorzeichenfehler unterlaufen.

Nach der Verbesserung findet man, daß Verteilung und Größe der wahren Schwereanomalien die Annahme gewaltiger Massenüberschüsse unter den Hebungsgebieten und großer Massendefizite unter den Senkungsgebieten notwendig machen, deren Beträge alle bisherigen Erkenntnisse und Annahmen bei weitem übertreffen und äußerst unwahrscheinlich sind.

2. Nun gelten aber die Reihenentwicklungen der Formeln (5) bis (8) im allgemeinen nur außerhalb der die Massen einschließenden Kugel, sie lassen sich bei der Erde mit hinreichender Genauigkeit bis nahe an die Oberfläche anwenden. Daß ihre Anwendung im Innern der Massen unstatthaft ist und mit bekannten Ergebnissen der Potentialtheorie im Widerspruch steht, wurde mehrfach gezeigt**). Auch der Übergang von Formel (3), S. 269, zu Formel (4) ist, wie demnächst gezeigt werden soll, ebenfalls nur im Außenraum zulässig. Das von Ackerl angewandte Verfahren und seine theoretischen Grundlagen gelten nicht für die nach der Methode von Prey reduzierten Schwerewerte. Aus potentialtheoretischen Gründen ist es prinzipiell unmöglich, aus den nach Prey berechneten Schwereanomalien allein, ohne Annahmen über die außerhalb vom Geoid gelegenen Massen, die Geoidundulationen zu bestimmen***). Auch gegen die von Ackerl ausgeführte Interpolation der Schwerewerte über die Ozeane hat man Bedenken erhoben†).

*) Die Schwerkraft am Geoid, Wien. Ber. IIa, **141**, 1932, 5. bis 7. Heft.

***) Karl Jung: Gerlands Beitr. **29**, 1931; **37**, 1932; Harold Jeffreys: ebenda **31**, 1931.

***) Karl Jung: ebenda **37**, 235—237, 1932.

†) Karl Jung: ebenda **36**, 221, 1932; Harold Jeffreys: ebenda **39**, 377, 1932.

Stellungnahme zu dem vorangehenden Aufsatz des Herrn Dr. Jung

Von **F. Ackerl**, Wien

In der auf den S. 269/270 dieser Zeitschrift von mir entwickelten Theorie wird die in den Außenraum des Geoids gerichtete Normale positiv gewählt. Jede in den Innenraum des Geoids gerichtete Größe muß daher negativ eingeführt werden. Solche Größen sind die Schwerkraftbeschleunigung und die Hebungen des Geoids, da diese vom Geoid aus gezählt werden. Hingegen werden bei diesen Festsetzungen die Senkungen des Geoids durch positive Werte von ζ gegeben. Wählt man also die in den Außenraum des Geoids gerichtete Normale positiv, so bedeuten positive ζ Senkungen und negative ζ Hebungen des Geoids.

Bei meiner numerischen Rechnung habe ich jedoch die in den Innenraum des Geoids gerichtete Normale positiv gewählt, weil ich die Schwerkraftbeschleunigung — wie üblich — positiv in die zahlenmäßige Rechnung einführte. Infolgedessen treten in meiner numerischen Bearbeitung die in den Innenraum des Geoids gerichteten Größen mit positivem Vorzeichen auf und ich erhielt daher für die Hebungen positive und für die Senkungen negative ζ -Werte.

In der Tabelle zu meiner Abhandlung habe ich jedoch, um mit der von der Theorie gegebenen Formel für ζ in Übereinstimmung zu bleiben, die Hebungen mit negativem und die Senkungen mit positivem Vorzeichen eingetragen.

Ich habe somit weder einen Vorzeichenfehler begangen, noch die Vorzeichen der ζ -Werte unrichtig gedeutet.

Hinsichtlich der übrigen Einwände verweise ich auf den kürzlich von Hopfner in dieser Zeitschrift veröffentlichten Artikel: „Die praktische Lösung der zweiten Randwertaufgabe der höheren Geodäsie“.

Beiträge zur Kenntnis der Erdbebenkunde und seismisch-akustischen Phänomene Nord-Rhodesiens

Von Dr. **Herbert P. T. Rohleder**, London,
z. Z. Tanga, Tanganyika Territory (Deutsch-Ostafrika)

(Mit 2 Abbildungen)

Die Kenntnis der seismischen Verhältnisse Nord-Rhodesiens sowie vor allem der akustisch-seismischen Phänomene (Bodenknalle, Bergschläge und wie ähnliche Bodengeräusche in den verschiedenen Teilen der Erde heißen) ist bisher eine recht lückenhafte. Gehören diese Erscheinungen zu den wenigen der Natur-

wissenschaften, denen der Forscher nicht systematisch-experimentell nachgehen kann, wo er vielmehr auf den Zufall und dann zumeist auf das lückenhafte und nicht ganz zuverlässige Material von Laien angewiesen ist.

Um so wichtiger ist es für den, der Gelegenheit hat, in bislang unerforschten Gebieten der Erde zu arbeiten, durch eigene Beobachtung und Umfragen diesen Naturerscheinungen nachzugehen und hierüber zu berichten.

Als ein solcher Versuch seien die folgenden Notizen zu betrachten, die Verfasser während 3¹/₂jähriger Tätigkeit im Nord-Rhodesischen Urwald sammelte. Statistisches Material über frühere Erdbeben verdankt er den Veröffentlichungen der Nord-Rhodesischen Regierung (Meteorological Reports and Statistics, Northern Rhodesia 1906—1931), die ihm gütigerweise vom Meteorological Office in South Kensington zur Verfügung gestellt wurden.

Bevor wir die Seismologie und Bodengeräusche behandeln, seien zunächst einige Worte über den geologischen Aufbau Nord-Rhodesiens gesagt.

Afrika ist ein uralter Kontinent. Ganz besonders trifft dies auf Nord-Rhodesien zu, jene britische Kronkolonie zwischen 9 und 18^o südlicher Breite und 22 und 34^o östlicher Länge, die im Norden vom Belgischen Kongo, im Westen von Portugiesisch-Westafrika (Angola), im Süden von Süd-Rhodesien und im Osten von Nyassaland begrenzt wird.

Das ganze Land baut sich aus fossilereen, metamorphen und Sedimentgesteinen präkambrischen Alters auf, die nur in wenigen Gebieten von Gesteinen jüngeren Alters, Karroo und Kalahari (Perm—Tertiär) überlagert werden.

Plutonische Massen, zumeist Granitmassive, untergeordnet auch Gabbromassive und solche intermediärer Gesteine, die erwiesenermaßen zwei verschiedenen Intrusionsperioden angehören*), sind vielfach über Hunderte von Quadratkilometern erschlossen, und darüber hinaus sind unmittelbare Einflüsse unweit in der Tiefe gelegener, plutonischer Massen innerhalb des sedimentären Daches leicht zu erkennen: Kontaktmetamorphe Einflüsse, die häufig zu hybriden Gesteinstypen führen, typische Kontaktminerale, pneumatolytische Vorgänge, Thermalquellen usw. Man geht daher nicht zu weit, jedenfalls den nördlichen Teil Nord-Rhodesiens als ein großes krypto-plutonisches Massiv zu betrachten, d. h. eine gewaltige kristalline Masse, die in vielen Teilen bereits heute freigelegt worden ist, dort, wo dies noch nicht geschehen ist, von einem relativ dünnen, sedimentären Dach bedeckt ist, in welchem die regionalen Einflüsse der Granitintrusion fast durchweg zu erkennen sind.

Dagegen fehlen, im Gegensatz zu Ostafrika, vom südlichen Ägypten bis zum Nyassaland, die jungen Laven, die der komplizierten Grabentektonik folgen. Lediglich von letzterer, wie später näher ausgeführt, sind die Ausläufer, jedoch ohne Spuren irgendwelchen extrusiven Vulkanismus zu erkennen.

*) Nach Anschauung fast aller britischer Geologen werden die nordrhodesischen Kupfervorkommen mit der jüngeren Granitintrusion in Zusammenhang gebracht.

Die basaltischen Laven, welche man mit der Bahn an den Viktoriafällen durchfährt, sind trotz ihrer erstaunlichen Frische Karroo (also mesozoischen) Alters.

Östlich der Eisenbahnlinie Livingstone—Elizabethville, die von Broken Hill bis zur Kongogrenze der Wasserscheide zwischen Kafue und Luangwafluß folgt, sind — je mehr man sich dem letzteren Fluß nähert — die Auswirkungen der ostafrikanischen Grabentektonik in wachsendem Maße zu erkennen. Das Luano-, Luangwa- und Lukusashi-Tal — in gleichem Maße als Schlafkrankheitsherd, wie seines Großwildreichtums wegen bekannt — sind typische „Gräben“ und als die letzten westlichen Ausläufer des ostafrikanischen „Rift Valley-Systems“ zu betrachten. Diese Gräben, bis zu 30 km breit und 300 bis 700 m tiefer als das Niveau der präkambrischen Festebene zeigen am Talboden die fast horizontal gelagerten Karroosedimente, die in den sie begrenzenden Partien des Plateaus durchweg der Erosion und Denudation anheimgefallen sind.

Südlich des Tanganyikasees, in der Fortsetzung der Längsachse des letzteren, tritt zwischen Mpulungu und Abercorn ein Längstal als Ausläufer des Grabens deutlich hervor, das sich jedoch wenige Meilen von Abercorn allmählich verliert.

Es liegt nun auf der Hand, rezente Krustenbewegungen mit der jugendlichen Grabentektonik in Verbindung zu bringen, gewissermaßen erstere als letzte Zuckungen der ersterbenden ostafrikanischen Tektonik zu betrachten.

Ein Blick auf die Kartenskizze, welche die Verteilung der Erdbeben in Nord-Rhodesien zeigt, läßt scharf erkennen, daß diese Annahme stimmt. Am südlichen Ende des Tanganyikasees tritt eine Gabelung ein, und zwar in südwestlicher und südöstlicher Richtung. Es stimmt dies genau überein mit der Zerlegung der tektonischen Kräfte in zwei Komponenten, ebenfalls in südwestlicher und südöstlicher Richtung. Das Südende des Sees zeigt durch die beiden Ausbuchtungen selbst diese Tendenz an, der südöstliche Flügel geht nach dem Merusee, der südöstliche nach dem Nyassasee. In auffallender Weise folgen die Erdbebenlinien diesen tektonischen Komponenten.

In südwestlicher Richtung über Mporokoso-Johnson. Falls nach Mwinilunga—Chavuma im Grenzgebiet von Portugiesisch-Westafrika*).

Das relativ intensive Schüttergebiet Kansanshi, Solwesi, Kasempa wäre nur als ein südlicher Seitenarm dieses Flügels zu deuten.

Interessant ist diesem Zusammenhang eine Äußerung von L. Hawkes, wonach die bekannte Kabompoklamm, die in dieses Schüttergebiet fällt, ebenfalls ein Grabenrest (und damit das einzige solche Vorkommen westlich der Bahn-

*) Die Verbindung vom Mwerusee nach Mwinilunga sowie die Abzweigung nach Kansanshi, Solwesi durch das Gebiet des Belgischen Kongos ist rein konstruktiv. Es wäre interessant, diese Hypothese aus dem statistischen Material des Kongos nachzuprüfen, doch steht Verfasser zur Zeit dieses nicht zur Verfügung.

linie Livingstone—Ndola) darstellen würde. Hawkes*) sagt: „At the Kabompo River a well defined depressed track 8 miles across and trending north eastward was regarded as a ‚Graben‘“. Doch muß betont werden, daß diese Ansicht einzig dasteht, da sonst alle Geologen, einschließlich der Kollegen des Verfassers, die dieses Gelände kürzlich geologisch kartierten, der Meinung sind, daß es sich hierbei um reine Erosion handelt.

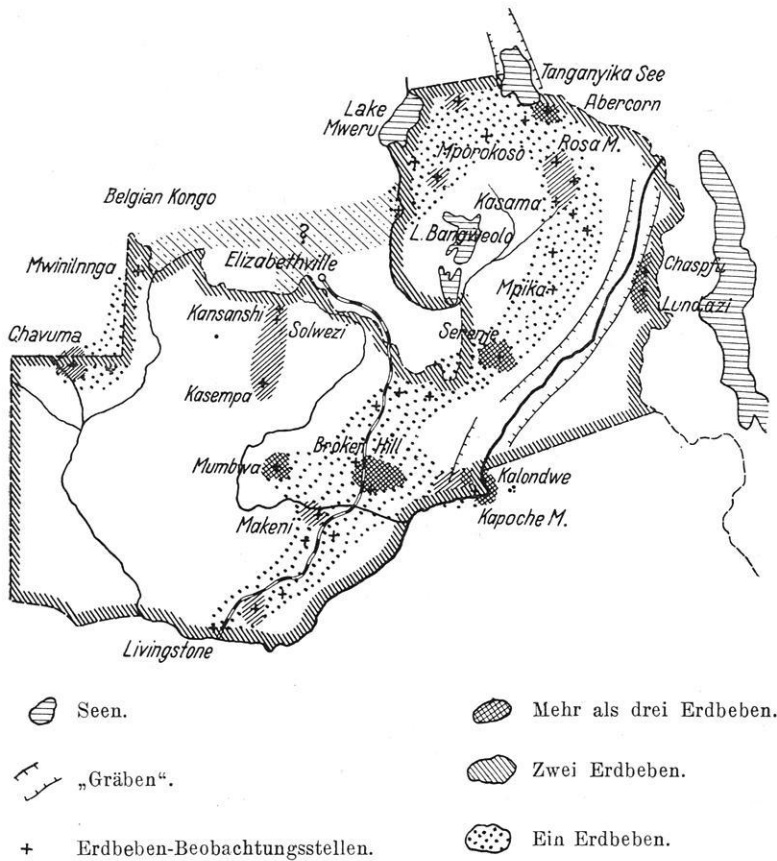


Fig. 1

Der südöstliche Flügel beschreibt einen Bogen zwischen dem Bangweolo und Nyassasee, ungefähr der Great North Road folgend (Kasama, Mpika, Serenje), indem er sich über Süd in südsüdwestlicher Richtung fortsetzt, nach Broken Hill und Livingstone.

*) Quarterly Journal Geol. Soc. London 88, 515.

Auffallend ist die Orientierung parallel zum Lukusashi Luangwa-Graben und Sambesital. Einzelne Herde finden sich auch erklärlicherweise östlich des Grabens (Chasefu, Lundazi, Kalondwe). Statistisches Material für das benachbarte Nyassaland stand Verfasser nicht zur Verfügung. Das Maximum für Mwumbwa ist schwer zu erklären, es wurde vom Verfasser in den südöstlichen Flügel einbezogen, könnte aber möglicherweise mit Kasempa Solwesi Kansanshi in Verbindung stehen.

Was das statistische Material und seine Auswertung anbetrifft, so muß zunächst betont werden, daß es sich hierbei um recht ungleichwertiges Zahlenmaterial handeln dürfte, da fraglos in dem letzten Jahrzehnt weitergehend beobachtet wurde als in früheren Jahren. Dennoch fällt ein Maximum wie für das Jahr 1927 auf. Allgemein heißt es in den amtlichen Berichten, daß die Beben recht schwacher Intensität sind, sie werden als „tremors“ und nicht „earthquakes“

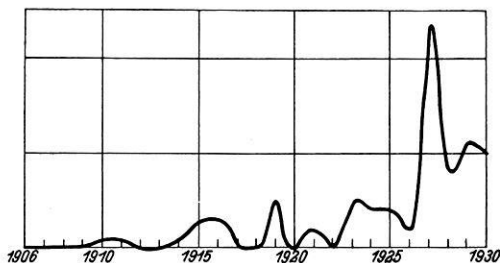


Fig. 2

Graphische Darstellung der Erdbebenhäufigkeit in Nord-Rhodesien während der Jahre 1906—1931

bezeichnet; namentlich der nördliche Teil des Landes wird betroffen, während der Südosten (Barotseland) bislang als völlig erdbebenfrei gilt. Als Maximum der Dauer werden beim Erdbeben vom 23. Juli 1927 2 Minuten angegeben.

Von 1906 bis 1931 wurden 91 Erdbeben von 36 verschiedenen Stellen berichtet; von diesen fanden 47 zwischen 6 Uhr abends und 6 Uhr morgens statt. 32 zwischen 6 Uhr morgens und 6 Uhr abends; bei 12 wurde keine Tagesstunde angegeben.

Die Erdbebenhäufigkeit in den Jahren 1906 bis 1931 wird — unter dem bereits erwähnten Vorbehalt — hier graphisch und zahlenmäßig (umstehend) dargestellt.

Vom Wesen der unterirdischen Bodengeräusche wissen wir heute praktisch nicht mehr, als daß sie in den verschiedensten Teilen der Erde unter den verschiedensten Namen in sehr ähnlicher Form vorkommen.

Das Phänomen wurde an zwei, möglicherweise drei verschiedenen Stellen vom Verfasser und seinem jeweiligen europäischen Reisebegleiter vernommen, andere Berichte stammen von Kollegen des Verfassers.

Das erstmal Ende September 1929 südlich des Zusammenflusses von Lufanjama und Kafuefluß, auf dem westlichen Ufer des letzteren. Das Geräusch war wie die Detonation eines schweren Geschützes in großer Ferne. Die Geräusche wurden nur tagsüber vernommen, häufig in unregelmäßigen Abständen, etwa eine Woche lang. Die Witterung war trocken und schwül, stark bewölkter Himmel, da nur wenige Wochen vor Einsetzen der ersten Regen. Die Möglichkeit,

1906	—	1919	5
1907	—	1920	—
1908	—	1921	2
1909	—	1922	—
1910	1	1923	5
1911	1	1924	4
1912	—	1925	4
1913	—	1926	2
1914	1	1927	23
1915	3	1928	8
1916	3	1929	11
1917	—	1930	10
1918	—	1931	8
Lundazi	11	Mwinilunga	2
Mumbwa	10	Serenje	2
Chasefu	7	Broken Hill-Mine	1
Solwesi	7	Chinsale	1
Abercorn	5	Chisamba	1
Kawambwa	4	Johnson Falls	1
Chavuma	3	Kalunga Ngombe	1
Chilambavale	3	Katondwe	1
Katondwe	3	Kizombwe	1
Chienji	2	Livingstone	1
Grange Chillala	2	Mbereshi	1
Kasama	2	Moorings	1
Kansanshi	2	Mpika	1
Kapoche-Mission	2	Mporokoso	1
Kasempa	2	Musofu-Mission	1
Kasisi	2	Norwood	1
Makeni	2	Rosa-Mission	1
Malole	2	Shiwa Ngandu	1

daß es sich um Sprengungen in Luanshya (Roan Antelope-Mine) handeln könne, wie zuerst geglaubt, muß als unmöglich zurückgewiesen werden, da die Entfernung zu groß ist (über 160 km)*).

Ein ähnlicher Bericht liegt von dem damaligen Begleiter des Verfassers vor, und zwar aus dem gleichen Gebiet (zwischen Kafue und Luswishifluß, vom

*) Eisenbahnzüge zwischen Kapiri Mposchi und Kashitu wurden erwiesenermaßen des Nachts noch in 16 km Entfernung gehört, tagsüber sehr viel geringer. Sprengungen im Steinbruch von Kashitu waren nur etwa 8 km weit hörbar, dies natürlich nur tagsüber, da nachts nicht gearbeitet wurde.

13. Januar 1930, 10 Uhr vormittags (also in der Mitte der Regenzeit). Zu dieser Zeit war leichtbewölkter Himmel. Die Detonation, die nur den Bruchteil einer Sekunde währte, soll in diesem Falle „von oben“ gekommen sein. Das Geräusch war metallisch, an die Detonation eines schweren Zehn-Inch-Geschützes erinnernd, eine leichte Erschütterung war bemerkbar. Zu sehen war nichts; sämtliche Neger nahmen diese Naturerscheinung wahr.

Ein ähnliches Geräusch wurde am 29. September 1930 um 8 Uhr abends vom Verfasser und seinem Kollegen einige Meilen südöstlich vom Dorfe Moitera, in der Provinz Solwesi, vernommen; zu der Zeit war klarster Sternenhimmel und vollkommene Windstille. Das Geräusch wurde von uns beiden zweimal kurz hintereinander vernommen; es hörte sich an wie eine Explosion in großer Ferne (die Intensität des Geräusches war nicht größer als die eines in weiter Entfernung fahrenden Eisenbahnzuges). Das zweitemal war das Geräusch stärker, und eine ganz leichte Erschütterung war bemerkbar. Die Dauer war etwa eine Sekunde.

Trotz des völlig wolkenlosen Himmels und obgleich nicht die geringste Lichterscheinung wahrgenommen werden konnte, besteht doch eine gewisse Möglichkeit, daß es sich um Donnerschläge in weiter Entfernung handelte, da gerade zu dieser Zeit die ersten, zumeist schwachen Gewitter der Regenzeit aufzutreten pflegen. 2 $\frac{1}{2}$ Stunden später fiel der erste noch leichte Regen, und es wurde stürmisch. Ein Gewitter gab es jedoch weder in der Nacht noch an den folgenden Tagen.

Zwei Berichte über ein ähnliches Phänomen von zwei damals zusammenarbeitenden Geologen, vom Gebiet des N' Fembweflusses liegen noch vor, doch weichen die Berichte stark voneinander ab, es scheint, daß es sich in dem Bericht des einen um einen Meteorfall handelt (1. Juli 1929). Das Geräusch folgte einem ungewöhnlich schönen Meteorfall, allerdings erst nach 3 oder 4 Minuten, wird vom Beobachter selbst als Explosionserscheinung des Meteoritenkörpers gedeutet und gehört daher wohl kaum zu den unterirdischen Bodengeräuschen.

Nach dem anderen, viel genaueren Bericht, wurde am 1. Juli 1929 um etwa 4 Uhr nachmittags ein Geräusch wahrgenommen, das anscheinend von oben und zwar aus nördlicher Richtung kam, im „crescendo“ anstieg und wieder allmählich abebbte; das Ganze dauerte etwa 4 Sekunden. Bevor das Geräusch einsetzte, soll eine ganz ungewöhnliche Ruhe feststellbar gewesen sein. Erschütterungen waren nicht zu bemerken. Es war zur Mitte der Trockenzeit, bei leicht bewölktem Himmel. Sämtliche damals anwesenden Eingeborenen nahmen diese Erscheinung wahr, zeigten keine besondere Verwunderung und erklärten, daß ähnliche Phänomene nicht ungewöhnlich seien.

Die letzte Beobachtung wurde vom Verfasser und seinem Begleiter am 12. Mai 1932 etwa um 9 $\frac{1}{2}$ Uhr abends in der Nähe des Dorfes Mushala, unmittelbar am Kabompofluß (Nordwest-Rhodesien), gemacht. Es handelte sich um einen kurzen, kanonenschußartigen Schlag. Es war zu Beginn der Trockenzeit, bei klarem Sternenhimmel, ohne eine einzige Wolke.

Zusammenfassend muß man bekennen, daß trotz dieser verschiedenen Beobachtungen sich dem wahren Wesen der unterirdischen Bodengeräusche auch hiermit nicht näherkommen läßt. Sie treten auch hier ohne merkliche Bodenerschütterungen auf, kommen zur Regen- und Trockenzeit vor, tagsüber und auch nachts; es erscheint jedoch dem Verfasser, daß im allgemeinen diese Geräusche im Gefolge ungewöhnlicher Schwüle auftreten, eine Erscheinung, die auch schon anderweitig festgestellt worden ist.

Mikroseismische Bodenunruhe und Gebirgsbau

(Im westlichen Europa)

Von **Robert Schwinner**, Graz — (Mit 3 Abbildungen)

Mikroseismische Bodenunruhe über weiten Flächen Europas entsteht nur durch Brandung an dessen felsigen Küsten; Flachküstenbrandung pflanzt sich nicht weit fort. Es ist also das Grundgebirge, das diese Erschütterung fortleitet, dessen Bau somit aus der Verbreitung der Unruhe erschlossen werden kann. Nach den bezüglichlichen Ergebnissen von Tams in Hamburg kann die bisher angenommene Gebirgsverbindung Schottland—Norwegen nicht bestehen.

Veranlassung und Ausgangspunkt des Folgenden war das Kärtchen, in welchem Gutenberg die Mikroseismen des westlichen Europa in ihrer Beziehung zur Brandung an gewissen Küsten darstellte*). Die darin gegebene Abgrenzung der Bereiche, welche von Brandung in Skandinavien, in Schottland, in der Biskaya beunruhigt werden, stimmen zum Teil so auffällig mit Grenzlinien der Großtektonik überein, daß man wohl den Ursachen solcher Zusammenhänge und denen des manchmal ebenso überraschenden Abweichens von den gebräuchlichen Bildern der Tektoniker nachgehen mußte.

Bei genauerem Zusehen zeigen sich allerdings Schwierigkeiten. Mikroseismen können auf verschiedene Ursachen zurückgehen**), es ist schwer, sie nach diesen zu sondern, und wenn dies nicht gelänge***), wird die ohnedem nicht sehr schlüssige Korrelationsrechnung noch problematischer. Doch in der Hauptsache werden sicherlich in den hier zu betrachtenden Gebieten des westlichen Europa die Mikroseismen durch die Brandung an den atlantischen Küsten angeregt. Es ist physi-

*) B. Gutenberg: Die seismische Bodenunruhe. Handb. d. Geophys. IV, 293, Fig. 143a. Berlin 1932. Zum erstenmal in: Veröffentl. d. Intern. Seism. Ass. Straßburg 1921.

**) H. Landsberg: Beitrag zum Thema Seismische Bodenunruhe. Zeitschr. f. Geophys. 9, 156—161, 1933. Die lokalen Ursachen (Sturm, Frost usw.) scheinen allerdings nicht allzu störend zu wirken.

***) Gutenberg gibt an, daß die Brandungsunruhe nach Periode (4 bis 10 sec) und Regelmäßigkeit zu erkennen ist; wie ausschließlich dieses Kennzeichen ist, kann ich nicht beurteilen.

kalisch auch sehr plausibel, daß regelmäßige Impulse, wie sie eine starke Brandung gibt, entsprechende Schwingungen in der Erd feste anregen können. Für die geologische Deutung ist nun die Beobachtung sehr wichtig, daß Brandung an Flachküsten selbst auf verhältnismäßig nahen Stationen (wie Nord- und Ostsee in Hamburg) in ihrem Einfluß auf die Mikroeisemen ganz zurücktritt*). Das sagt nämlich, daß die Impulse, welche die Brandung auf lockeres Deckgebirge ausübt, schlecht fortgepflanzt werden. An felsigen Steilküsten ist das Grundgebirge entblößt, durch dieses geht also die Fortpflanzung, sein Bau bestimmt Art und Stärke der fortgepflanzten Schwingungen. Deswegen fallen die von Gutenberg angegebenen Abgrenzungen der Schütterbereiche verschiedener Brandungsküsten mit den Grenzen großer tektonischer Einheiten zusammen.

Um den ersten Versuch Gutenbergs auszubauen, wird noch viel Einzelarbeit nötig sein. Glücklicherweise liegen bezügliche, fast erschöpfende Untersuchungen von einem wichtigen Punkt vor. Dank den Arbeiten von Tams und Schülern (besonders Mendel) ist nunmehr einwandfrei nachgewiesen, daß wohl Brandung an der norwegischen Küste in Hamburg Bodenunruhe erregt, Brandung an der schottisch-irischen Küste dagegen durchaus nicht. Das ist nicht zu verstehen nach der bisher geltenden Auffassung, daß das kaledonische Faltengebirge von Südwestnorwegen sich unmittelbar ins schottische Hochland fortsetze. Wo ein solcher einheitlicher, sozusagen gewalzter Balken angeschlagen wird, kann für die Fortpflanzung ins Hinterland wenig ausmachen — abgesehen von der Entfernung natürlich. Man kann aber das Faltengebirgssystem der kaledonischen Ära auch anders ergänzen, nämlich so, daß die schottischen Ketten sich nicht gerade SW—NO fortsetzen, sondern mit ungefähr rechtem Winkel in SO—NW umbiegen in die Faröer—Island-Schwelle, und daß die norwegischen Ketten gegen Süden und nahe der Elbmündung in SO umschwenken und ihre Fortsetzung in einer unter den jungen Aufschüttungen der norddeutschen Ebene begrabenen Gebirgsschwelle**), bis zu den Westsudeten hin, finden. In diesem Falle ist ganz klar, daß Hamburg mit der norwegischen Küste gut mitschwingt, es liegt sozusagen auf dem gleichen Balken. Impulse, die von der schottischen Westküste herkommen, müßten dagegen zuerst sämtliche Trennungsf lächen und Dislokationszonen des schottischen Faltengebirges queren — was jedesmal Energie kostet —, dann die Nordseesenke, deren Untergrund stofflich verschieden ist von dem der Faltengebirge — deswegen ist eben das eine Gebirge und das andere Senke geworden! Auch das kostet Energie, ähnlich wie beim Verqueren des Stillen Ozeans***) fest-

*) E. Tams: Einige Korrelationen zwischen seismischer Bodenunruhe in Hamburg und der Brandung in West- und Nordeuropa. Zeitschr. f. Geophys. 9, 23—31, 1933. Sonst hat schon Gutenberg (l. c. S. 292) im allgemeinen festgestellt, daß Bodenunruhe, die sich von der Nordseeküste aus fortpflanzt, besonders stark geschwächt wird.

**) Diese, die sogenannte Pompeckjsche Schwelle, ist zuerst aus geologischen Gründen für die geologische Vergangenheit gefordert worden, und daß sie heute noch besteht, ist durch geophysikalische Untersuchungen erwiesen. Weiteres über die geologische Seite der vorgeschlagenen Annahme in Geol. Rundsch. 1934.

***) Handb. d. Geophys. IV, S. 255ff.

zustellen ist, wenn auch natürlich nicht ebensoviel. Zuletzt müssen diese Wellen wieder ein Faltengebirge queren, das nach Ausweis der geophysikalischen Erkundung etwa von den nordfriesischen Inseln zur Elbmündung zieht. Kein Wunder, wenn in Hamburg davon nichts mehr zu spüren ist.

Nebenstehend gebe ich eine Skizze, in welcher nach den Gebirgszusammenhängen (wie ich sie derzeit vermute) die Bereiche gekennzeichnet sind, welche bei Brandung in Norwegen, Schottland, Biskaya voraussichtlich mitschwingen sollten; also den Versuch einer geologischen Prognose für die weitere

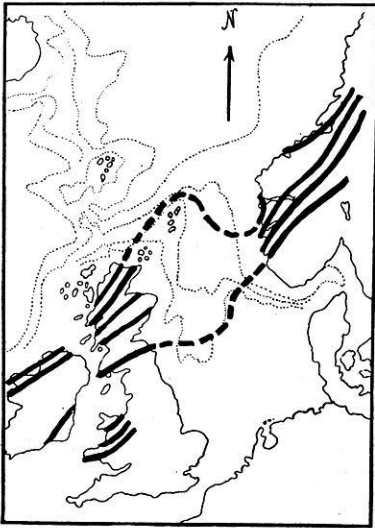


Fig. 1 a

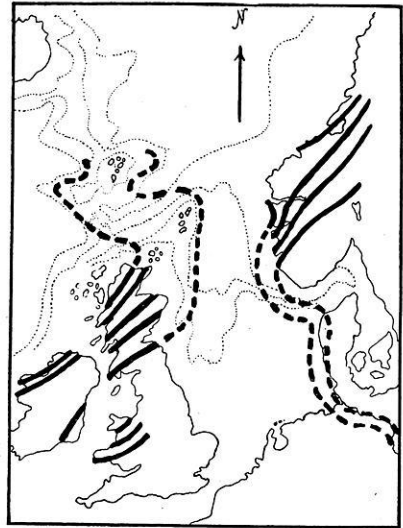


Fig. 1 b

Fig. 1 a und 1 b. Das Kaledonische Gebirge in Schottland und Norwegen, ergänzt über den von der Nordsee seicht überfluteten Teil:
a) nach der bisher geltenden Auffassung; b) wie hier vorgeschlagen

Ausarbeitung der Gutenbergschen Karte. Daß die bezüglichen Schüttergebiete sich klar trennen, kann man nur im Westen erwarten; weiter gegen Osten mögen die Wege von den verschiedenen Anregungsstellen mehr gleichwertig werden. Auf die große Erstreckung hin finden sich in den alten Faltengebirgssträngen immer auch Unterbrechungen durch junge Störungen, die ebenso Energie verschlucken wie die streichenden, und in den Sudeten berühren sich die kaledonische Leitungsbahn (von Norwegen) und die variskische (von der Biskaya), nur die Leitung von England über die Ardennen her würde stumpf enden, doch könnte diese Behinderung dadurch ungefähr wettgemacht werden, daß von dieser Brandungsküste der Weg zu jener mitteldeutschen Scharung näher ist, als von den beiden anderen Anregungsstellen. Wohlverstanden, die hier gegebene Skizze beansprucht nicht mehr

zu sein als ein Hilfsmittel der weiteren Arbeit. Es ist für die geophysikalische Erkundung eine Erleichterung, statt unabsehbarer Möglichkeiten einige klar definierte Fragen vor sich zu haben. Je nach dem Ergebnis wird das tektonische Bild, das

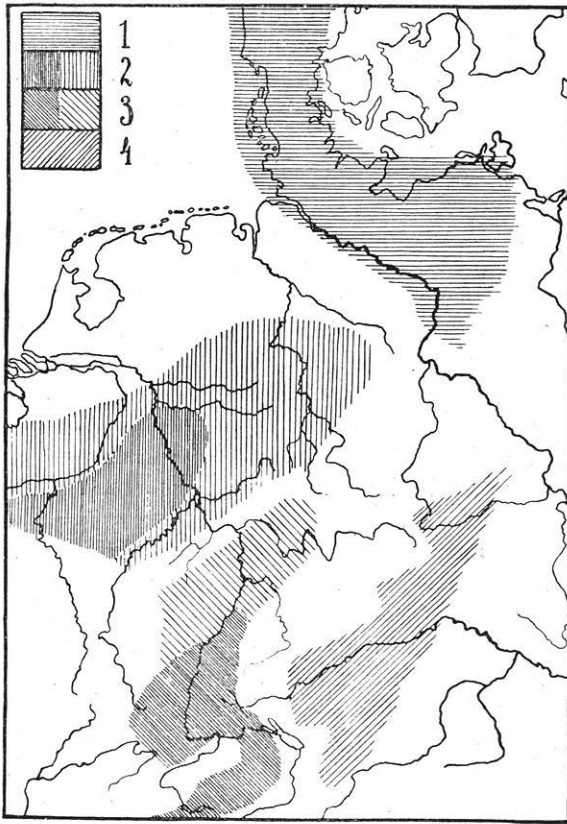


Fig. 2. Schraffiert sind die Gebiete, in denen nach unmittelbarem Zusammenhang im Gebirgsbau voraussichtlich mikroseismische Bodenunruhe entsteht, bei Brandung: 1. (horizontal schraffiert) in Norwegen; 2. (vertikal schraffiert, und zwar schwächer, dort, wo der Zusammenhang weniger unmittelbar oder sicher schien) in Schottland-Irland; 3. (NW—SO schraffiert, wieder stark und schwach) in der Biskaya; 4. (SW—NO schraffiert) an der Riviera und in Dalmatien — vielleicht auch noch von der Biskaya beeinflusst. Selbstverständlich, die Erschütterung pflanzt sich von den eigentlichen Leitern auch seitlich fort auf die (weiß gelassenen) Zwischenräume, doch ist zu vermuten, daß sie in dieser Richtung rascher abnimmt.

der Skizze zugrunde liegt, bestätigt sein, oder es wird geändert werden müssen, wie wir hier nach den Hamburger Ergebnissen bereits die Auffassung vom Kaledonischen Gebirge geändert haben.

Die Entwicklung der erdmagnetischen Forschung in Bayern

Von F. Burmeister, München

Erdmagnetische Beobachtungen begannen in Bayern vor rund 100 Jahren. In diese Zeit fällt die Gründung des Magnetischen Observatoriums in München, dessen Tätigkeit bis in die Gegenwart dargelegt wird. 1932 wurde das Institut durch eine neue Magnetwarte in Maisach ersetzt.

Eines der ältesten wissenschaftlichen Institute für die Erforschung des Erdmagnetismus war das von J. von Lamont an der Münchener Sternwarte gegründete Magnetische Observatorium. Schon 1836 hatte er mit der Vornahme magnetischer Terminbeobachtungen begonnen, die in den „Resultaten des magnetischen Vereins“ veröffentlicht sind. Es gelang ihm auch, vom Staat die Mittel zur Errichtung eines besonderen Instituts zu erhalten. Im Februar 1840 wurde ein unterirdischer Bau ausgeführt und mit magnetischen Instrumenten Gaußscher Konstruktion ausgestattet. Da Lamont selbst eine große mechanische Begabung besaß, erkannte er bald die Unzweckmäßigkeit der bis dahin fast allgemein verwendeten Gaußschen Apparate und baute nun eigene neue Instrumente, wobei vor allem die bisher gebräuchlichen schweren mehrlängigen Magnete durch kleine leichte ersetzt wurden. Es ist hier nicht der Ort, die großen Verdienste Lamonts auf diesem Gebiete eingehend zu würdigen. Er ist der geniale Schöpfer der magnetischen Beobachtungskunst, sowohl als Verfertiger von Instrumenten — nicht weniger als 45 Magnettheodoliten wurden für staatliche Institute und einzelne Beobachter in seiner Werkstatt hergestellt — wie auch als Begründer der neuen Beobachtungsmethoden, die sich überall Eingang verschafft haben.

Der Betrieb des magnetischen Observatoriums wurde von Lamont muster­gültig durchgeführt. Bis 1847 wurden die Apparate bei Tage stündlich und bei Nacht zu acht Terminstunden abgelesen. Wenn auch in der späteren Zeit mehrfach Veränderungen an den Beobachtungsräumen notwendig waren, zum Teil durch Umbauten der Sternwarte bedingt, so wurden die magnetischen Beobachtungen doch regelmäßig fortgeführt, nur beschränkte sich Lamont auf stündliche Ablesungen von 7 bis 18 Uhr. Diese Einteilung wurde auch nach Lamonts Tode 1879 bis Ende des Jahres 1882 beibehalten, mußte dann aber aus verschiedenen Gründen, wozu namentlich der Mangel an Personal gehörte, auf vier Terminstunden beschränkt werden. Als darauf 1887 ein Ersatz der allmählich unbrauchbar gewordenen Apparate aus finanziellen Gründen nicht möglich war, wurden die magnetischen Beobachtungen gänzlich eingestellt, jedoch in der Absicht, dieselben in nicht zu ferner Zeit unter günstigeren Bedingungen wieder aufzunehmen.

Schon wenige Jahre nach Gründung des Observatoriums nahm Lamont auch eine erdmagnetische Aufnahme des damaligen Königreichs Bayern in Angriff. In den Jahren 1849 bis 1858 hat er in Bayern an mehr als 240 Orten die magnetischen Elemente bestimmt, so daß sein Stationsnetz eine Dichte aufweist, wie sie

auch in neuerer Zeit nur selten durchgeführt ist. In zwei umfangreichen Werken: „Magnetische Ortsbestimmungen in Bayern“, I. und II. Teil, München 1854 und 1858, und „Magnetische Karten von Deutschland und Bayern“, München 1854, sind die Beobachtungen veröffentlicht. Lamont beschränkte sich bei seinen Messungen aber nicht allein auf Bayern, sondern dehnte sie auch über große Teile von Europa aus und bereiste zu diesem Zweck 1856 bis 1858 außer verschiedenen Teilen Deutschlands noch Frankreich, Spanien, Portugal, Belgien, Holland und Dänemark*). Bei allen diesen Vermessungen diente das magnetische Observatorium in München als Stützpunkt, wodurch es eine besondere Bedeutung erhielt.

Die Unterbrechung der magnetischen Beobachtungen in München im Jahre 1886 sollte länger dauern, als ursprünglich beabsichtigt war. Erst 1896 wurde mit dem Neubau bestehend aus einem unterirdischen Variationsraum und einer eisenfreien Holzhütte für absolute Messungen begonnen. Zum Observator wurde F. von Schwarz, früher Direktor des Astronomisch-physikalischen Observatoriums in Taschkent, ernannt. Ein schweres Leiden zwang ihn jedoch schon 1902, ein Jahr vor seinem Tode, zum Rücktritt von seinem Amte. Sein Nachfolger wurde Prof. Dr. I. B. Messerschmitt. Die instrumentelle Ausrüstung des neuen Instituts setzte sich zusammen aus drei Variometern von Edelmann, einem Registrierapparat von Stückrath, einem Magnettheodoliten und einem Nadelinklinatorium von Bamberg, letzteres wurde später durch einen Erdinduktor von Edelmann ergänzt. Außerdem wurde später noch ein Magnettheodolit von Tesdorpf für Vermessungszwecke angeschafft. Leider ließ sich damals noch nicht voraussehen, daß die schnelle Ausdehnung der Stadt München und die Einführung des elektrischen Straßenbahnbetriebes bald zu einer großen Störungsquelle für das neue Observatorium werden würde. So hatte man schon nach wenigen Jahren mit wachsenden Schwierigkeiten zu kämpfen. Die Registrierung der Vertikalintensität versagte von Anfang an und auch bei den anderen Elementen zeigten sich die störenden Einflüsse immer mehr, besonders nachdem das Straßenbahnnetz eine Erweiterung erfahren hatte. Die ständig zunehmende Verschlechterung der Verhältnisse führte schließlich 1914 zur Einstellung der Beobachtungen der Horizontalintensität, so daß nur noch die Deklination als einziges Element registriert wurde.

Diese alsbald nach der Neugründung des Instituts auftretenden Schwierigkeiten gaben Veranlassung, schon damals die endgültige Verlegung des Observatoriums an einen störungsfreien Ort außerhalb Münchens zu erwägen. Aus verschiedenen Gründen kam der Plan nicht zur Ausführung, besonders weil eine Trennung von der Sternwarte vermieden werden sollte, zumal auch für diese ein Neubau in absehbarer Zeit notwendig war. Nach dem 1912 erfolgten Tode Messerschmitts wurde F. Bidlingmaier zu seinem Nachfolger berufen, leider sollte

*) Untersuchungen des Erdmagnetismus an verschiedenen Punkten des südwestlichen Europas, München 1858, und Magnetische Untersuchungen in Norddeutschland, Belgien, Holland und Dänemark, München 1859.

seiner Tätigkeit schon nach zwei Jahren ein Ziel gesetzt werden, er fiel in den ersten Monaten des Krieges. Der Krieg und die nachfolgende Inflation haben dann weiterhin jede Neuorganisation unmöglich gemacht, auch blieb die Observatorenstelle des Instituts bis 1920 unbesetzt.

Nach seinem Amtsantritt betrachtete es der Verfasser als notwendigste Aufgabe, zunächst die Bearbeitung und Veröffentlichung der früheren Beobachtungen vorzunehmen, von denen noch zwölf Jahrgänge gänzlich unreduziert vorlagen*). Alsdann erforderte die neue bayerische Landesaufnahme, die Messerschmitt in den Jahren 1903 bis 1911 ausgeführt hatte, eine endgültige Bearbeitung. Wie in anderen deutschen Ländern war auch in Bayern zu Beginn des Jahrhunderts eine neue magnetische Aufnahme in Angriff genommen worden, die allerdings infolge Überlastung des Beobachters fast acht Jahre erforderte. Insgesamt umfaßte die neue Vermessung 166 Punkte. Die Verteilung der Stationen ist nicht besonders günstig, nachteilig wirkte sich ferner die lange Zeitdauer aus, wodurch eine Unsicherheit in der Reduktion auf eine gemeinsame Epoche und in den Magnet- und Instrumentalkonstanten eintrat. Ein großer Mangel haftet ihr auch durch das Fehlen der Z-Registrierung in München an. Obwohl eine Teilbearbeitung der Ergebnisse vom Beobachter schon ausgeführt war, ergab sich später die Notwendigkeit, das gesamte vorliegende Beobachtungsmaterial einer vollständigen Neubearbeitung zu unterziehen und dabei den Anschluß an die Vermessung der Nachbarländer zu sichern**).

Inzwischen mußte 1925 auch die Beobachtung der Deklination in München als zwecklos und undurchführbar eingestellt werden. Obwohl in einer ausführlichen Denkschrift die Notwendigkeit für das Weiterbestehen der Magnetwarte dargelegt wurde, scheiterten alle Versuche zur Verlegung an der schlechten Finanzlage des Staates. Da eine Änderung der Verhältnisse vorerst nicht zu erwarten war, wurde ein geeigneter Ort außerhalb Münchens ausgewählt, an dem mehrmals im Jahre absolute Messungen vorgenommen werden sollten und zwar unter Benutzung der Potsdamer Registrierung, um den Verlauf der Säkularvariation in Bayern einigermaßen verfolgen zu können. Dies war auch notwendig, um die Ergebnisse der bayerischen Landesaufnahme in späterer Zeit verwertbar zu machen. Außer dem Punkt Maisach, 26 km westlich von München, wurden noch zwei weitere Stationen Wunsiedel und Hintersee bei Berchtesgaden, also im Nordosten bzw. Südosten Bayerns als Säkularstationen bestimmt. Diese drei Punkte sind im Juli 1926 eingehend vermessen und an das Observatorium Potsdam angeschlossen worden***). Von Beobachtungen im Westen Bayerns wurde abgesehen, da hier die Säkular-

*) F. Burmeister: Magnetische Beobachtungen in München 1909—1920. Veröffentl. d. Erdphys. Warte, Heft 4.

***) F. Burmeister: Erdmagnetische Landesaufnahme von Bayern. Veröffentl. d. Erdphys. Warte, Heft 5. München 1929.

***) F. Burmeister: Ergebnisse der erdmagnetischen Messungen an bayerischen Säkularstationen im Jahre 1926. Sitzungsber. d. Bayer. Akad. d. Wissensch., math.-naturw. Abt., 1930, Heft 1.

stationen Korntal bei Stuttgart und Gräfenhausen bei Darmstadt einen ausreichenden Ersatz boten.

Im Laufe der Zeit stellte es sich heraus, daß die Lage des Maisacher Punktes gute Vorbedingungen für einen künftigen Neubau des Münchener Observatoriums bot. Er ist 2,2 km südlich vom Bahnhof Maisach (Linie München—Augsburg) entfernt und liegt am Rande des Staatswaldes mit freier Sicht auf zahlreiche Miren im Norden und Osten. Die Umgebung ist nicht bebaut, auf der etwa 380 m östlich vorbeiziehenden Straße Maisach—Fürstenfeldbruck herrscht nur sehr geringer Verkehr. Günstig war ferner die bequeme Erreichbarkeit mittels zweier Bahnlinien in $\frac{3}{4}$ stündiger Fahrzeit von München.

Zwecks näherer Untersuchung auf Störungsfreiheit wurde daher 1927 eine kleine eisenfreie Holzhütte aufgestellt und während eines Jahres Proberegistrierungen in allen drei Elementen ausgeführt, deren Ergebnisse voll befriedigten. Nachdem somit die einwandfreie Beschaffenheit des Platzes festgestellt war, wurde dem zuständigen Ministerium ein Bauplan eingereicht und die Bewilligung der erforderlichen Geldmittel nachgesucht. Leider blieben diese Bemühungen, die sich über zwei Jahre erstreckten, wiederum ohne Erfolg. Ein letzter Versuch ist dann noch 1931 unternommen worden, indem die Rockefeller-Stiftung um Unterstützung gebeten wurde. Die anfänglich aussichtsreichen Verhandlungen führten schließlich doch nicht zum Ziel, nachdem durch die einsetzende allgemeine Weltwirtschaftskrise auch die Einkünfte dieser Stiftung beeinträchtigt wurden, so daß sie nicht in der Lage war, neue Projekte zu finanzieren und sich darauf beschränken mußte, die in Ausführung begriffenen fertigzustellen.

Unter diesen Verhältnissen erwies sich der Plan, dem Münchener Observatorium eine neue modern eingerichtete Arbeitsstätte zu schaffen, als auf Jahre hinaus undurchführbar. Es blieb nur noch der Ausweg offen, unter möglichster Ausnutzung des vorhandenen Materials aus laufenden Mitteln ein Hilfsobservatorium einzurichten.

Einrichtung der Magnetwarte in Maisach. Nach Prüfung der in Maisach vorhandenen Räumlichkeiten fiel die Wahl auf den sogenannten Maisacher Sommerkeller, einer Gartenwirtschaft, die sich in dem 1765 erbauten ehemaligen Lagerkeller der Brauerei Maisach befindet. Das eigentliche 7.5 m unter dem Erdboden gelegene Kellergewölbe wird jetzt nicht mehr benutzt. Die Brauerei erklärte sich damit einverstanden, einen Teil des Raumes für den beabsichtigten Zweck gegen einen mäßigen Pachtzins zur Verfügung zu stellen. Zunächst wurden auch hier Proberegistrierungen vorgenommen. Gelegentliche kleine Störungen waren als solche leicht erkennbar, doch hielten sie sich in so geringen Grenzen, daß der Wert der Registrierung dadurch nicht beeinträchtigt wurde. Besonders günstig ist die konstante Temperatur des Raumes, die Tagesschwankung ist nicht vorhanden, die jährliche Schwankung beträgt weniger als 4° C.

Nach diesen befriedigenden Voruntersuchungen wurde Anfang 1932 mit der Einrichtung des Variationsraumes begonnen und die Apparate aufgestellt, nachdem sich der Wirtschaftspächter Herr A. Hupfer freundlicherweise bereit erklärt

hatte, die tägliche Bedienung, wie Bogenwechsel, Temperaturablesung, Uhrvergleich usw., zu übernehmen. Ein Teil des Kellers von der Größe 9.5×6.5 m wurde durch eine Holzwand von dem übrigen Raum abgetrennt und ein großer Doppelpfeiler für den Registrierapparat sowie drei quadratische Pfeiler aus eisenfreiem Beton für die Variometer gesetzt. Die Variometer sind vor der Neuaufstellung einer gründlichen Renovierung unterzogen worden. Unifilar und Bifilar erhielten in der Werkstätte von Edelmann, München, neue Justiervorrichtungen für die Magnet- und Basisspiegel. Die Lloydsche Waage hat G. Schulze, Werkstätte für Feinmechanik in Potsdam, kostenlos mit neuen Achatlagern versehen, wofür an dieser Stelle noch besonders der Dank ausgesprochen sei. Das Instrument, welches früher fast ständig versagte, arbeitet jetzt nach dieser Verbesserung völlig einwandfrei. Der alte Registrierapparat von Stückrath erfuhr eine teilweise Umarbeitung. Früher für Benzinbeleuchtung eingerichtet, dient jetzt eine Osram-Illuminationslampe von 15 Watt als Lichtquelle. Die bisherige mechanische Vorrichtung der Stundenmarkierung mittels Ablendung durch kleine Schirme war gänzlich unbrauchbar geworden und wurde vom Mechaniker Bode durch einen Unterbrecher ersetzt, der mit dem Laufwerk gekoppelt ist und die Beleuchtungslampe zur vollen Stunde für etwa 2 Minuten ausschaltet. Die Kontrolle des Laufwerkes auf regelmäßigen Gang geschieht mittels einer in den oberen Räumen befindlichen Uhr mit Rieflerpendel. Eine neben ihr angebrachte Lampe ist in den Stromkreis der Registrierbeleuchtung eingeschaltet und erlischt zur vollen Stunde gleichzeitig mit letzterer. Die Hauptuhr selbst wird durch telephonischen Vergleich mit der Münchener Sternwarte kontrolliert. Die ziemlich starke Lichtquelle der Registrierung erlaubt es, statt des üblichen hochempfindlichen Bromsilberpapiere ein Orthobrompapier von Gevaert zu verwenden, wodurch die Papierkosten sich fast auf die Hälfte verringern. Die Empfindlichkeit der Variometer ist zum Teil durch ihre optische Einrichtung bedingt, sie beträgt pro Millimeter Ordinate bei D 1.2', bei H 5.65 γ , dagegen erhielt die Waage eine neue halbrunde Linse von 1.20 m Brennweite, wodurch die Empfindlichkeit auf 3.80 γ erhöht werden konnte. Die Bestimmung des Skalenwertes geschah zuerst noch nach der magnetischen Methode mittels Ablenkungen, wurde aber bald durch das viel bequemere galvanische Verfahren ersetzt, dessen maßgebende Größen magnetisch bestimmt wurden. Jedes Variometer ist mit zwei konzentrischen Kupferringen versehen worden, die alle durch einen gemeinsamen Stromkreis miteinander verbunden sind. Die benutzte Stromquelle ist ein 2 Volt-Akkumulator (Akomet), die Stromstärke ist etwa 20 Milliamp.

Nachdem die Variometer einige Monate zufriedenstellend gearbeitet hatten, wurde mit dem Neubau eines Holzhauses für absolute Messungen begonnen. Eine etwa 100 m vom Kellergebäude in nordöstlicher Richtung gelegene kleine Waldlichtung erwies sich als der geeignetste Platz. Das Baumaterial lieferte die in München befindliche absolute Hütte, die zu diesem Zwecke abgebrochen wurde. Das neue Haus erhielt aber eine gänzlich geänderte Gestalt. Seine Größe beträgt 4.40×6.50 m, es ist doppelt verschalt und mit drei Seitenfenstern, zwei Oberlicht-

fenstern von je 1 qm Größe sowie einem Vorbau mit Doppeltür versehen. Im Innern sind vier Sandsteinpfeiler mit Marmorplatten auf vom Fußboden isolierten Betonsockeln aufgestellt. Die Heizung des Raumes erfolgt durch einen transportablen eisenfreien Petroleumofen. Die beiden Hauptpfeiler tragen den Stationstheodoliten Bamberg und den Erdinduktor Edelmann. Für diesen dient jetzt statt des früher gebrauchten Spiegelgalvanometers ein kleines Magnet-Saitengalvanometer von Edelmann als Strommesser. Es ist in der Nordostecke des Raumes auf einer Konsole aufgestellt und kann mittels eines Ablesefernrohres von dem etwa 5 m entfernten Induktor aus beobachtet werden. Der Galvanometerfaden wird durch ein kleines Lämpchen beleuchtet und erscheint als Projektion auf einer statt des Okulars eingesetzten Mattscheibe mit Skala. Die Beobachtungen der Inklination lassen sich auf diese Weise äußerst schnell und bequem ausführen. Natürlich muß das Galvanometer bei Messungen der übrigen magnetischen Elemente von seinem Platz entfernt werden. Der Theodolit Bamberg hat einige Verbesserungen erfahren. Vor allem erhielt sein früher aufsetzbarer Schwingungskasten jetzt eine Grundplatte aus Marmor, so daß er gesondert auf einem der beiden kleineren Pfeiler aufgestellt werden konnte. Die Beobachtung geschieht mittels eines Edelmannschen Ablesefernrohres aus 1.2 m Abstand, so daß die Größe des Schwingungsbogens sehr klein gehalten werden kann und bei der Auswertung nicht mehr ins Gewicht fällt.

Die Messungen der Deklination und des Ablenkungswinkels erfolgen in der üblichen Weise. Als Miren dienen die Kirchtürme von Aufkirchen und Malching in 6,8 bzw. 3,1 km Entfernung, bei schlechter Sicht ist eine Ersatzmire in Gestalt einer mit Strichmarke versehenen Marmorplatte vorhanden, die an der Nordwand des Kellergebäudes, 96 m vom Theodoliten entfernt, einzementiert ist. Die Koordinaten der neuen Station sind $\varphi = 48^{\circ} 12.06'$ nördl. Br. und $\lambda = 11^{\circ} 15.60'$ östl. Gr.

Die absoluten Messungen werden künftig eine wesentliche Verbesserung erfahren, da dem Verfasser von der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft ein moderner Stationstheodolit aus den Werkstätten von G. Schulze, Potsdam, zur Verfügung gestellt wurde. Für dieses große Entgegenkommen möchte der Verfasser der Notgemeinschaft auch an dieser Stelle seinen verbindlichsten Dank aussprechen. Der Anschluß des neuen Instruments an den Standard des Observatoriums in Niemeck ist kürzlich erfolgt.

Durch die Errichtung der Magnetwarte in Maisach ist ein ausreichender Ersatz für die frühere Münchener Station geschaffen worden, der allen Anforderungen entsprechen dürfte. Die recht erheblichen Mühen, die zur Erreichung des Zieles notwendig waren, sind belohnt durch das Bewußtsein, der Tradition des deutschen Erdmagnetismus eine würdige Stätte geschaffen zu haben. Sachlich füllt das neue Observatorium in der Verteilung der deutschen Registrierstationen eine bisher vorhandene empfindliche Lücke aus, da bei den derzeit in Betrieb befindlichen Warten (Niemeck, Wilhelmshaven, Gr. Raum bei Königsberg) der Süden des Reiches bei der praktischen Erforschung des Erdmagnetismus ausfiel.

Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen

X. Boden- und Gebäudeschwingungen in Rastatt nach dem Erdbeben vom 8. Februar 1933

Von **Fr. Gerecke** und **A. Ramspeck**, Göttingen — (Mit 6 Abbildungen)

Nach dem Erdbeben in Rastatt wurden dort für einige Gebäude die Vergrößerungsfunktionen bestimmt. Aus den Vergrößerungsfunktionen werden Schlüsse gezogen auf die Spannungen, die das Beben in den betreffenden Gebäuden hervorgerufen hat.

1. Aufgabestellung. In einer früheren Arbeit von A. Ramspeck*) ist der Versuch gemacht worden, den schädigenden Einfluß von Erschütterungen auf Gebäude als reine Schubwirkung aufzufassen. Es war gezeigt worden, daß der „mittlere Schubwinkel“ des Hauses bei vorgegebener Bodenamplitude nur von der Vergrößerungsfunktion des Hauses abhängt. Eine Erschütterung ist dann als schädlich zu bezeichnen, wenn der „mittlere Schubwinkel“ einen bestimmten Betrag überschreitet, der von den Festigkeitswerten des Baumaterials abhängt.

Unter „mittlerem Schubwinkel“ ist dabei der Winkel gegen die Vertikale verstanden, um den sich eine Seitenwand des Hauses während der Schwingung geneigt hätte, wenn sie während dieser Schwingung eine Ebene geblieben wäre. Da diese Annahme der wirklichen Verformung eines Gebäudes während der Schwingungen keine Rechnung trägt, können die aus diesen „mittleren Schubwinkeln“ berechneten Spannungen nur eine rohe Annäherung darstellen. In der erwähnten Arbeit von A. Ramspeck ist aber gezeigt worden, daß die aus dem „mittleren Schubwinkel“ berechneten Spannungen größenordnungsmäßig mit den aus der Erdbebenerfahrung zu erwartenden übereinstimmen.

Zur Nachprüfung der Ergebnisse dieser Arbeit wurden nach dem Erdbeben von Rastatt vom 8. Februar 1933 dort einige Gebäude nach der von A. Ramspeck angegebenen Methode untersucht und ihre Vergrößerungsfunktion bestimmt. Aus den Vergrößerungsfunktionen ließen sich dann angenäherte Werte für die Schubspannungen berechnen, die das Beben in den untersuchten Gebäuden hervorgerufen hatte.

Wenn es als erlaubte Annäherung angesehen werden darf, daß man die Wirkung einer Erschütterung auf ein Gebäude als die Wirkung einer reinen Scherschwingung auffaßt, so müssen die so berechneten Schubspannungen größenordnungsmäßig mit den aus den Erdbebenwirkungen sich ergebenden Spannungen übereinstimmen.

*) Zeitschr. f. Geophys. 9, 44—59, 1933.

2. Kurze Zusammenstellung einiger Erdbebenwirkungen. Ein Rundgang durch die Stadt ergab zunächst, daß alle Gebäude ohne Rücksicht auf Bauart, Baugrund und Baumaterial infolge des Erdbebens Risse in Wänden und Decken aufwiesen. Diese Risse waren im allgemeinen 1 bis 5 mm breit und folgten nicht den Mauerfugen, sondern liefen quer durch die Bausteine hindurch. Während die Risse in Decken und Fußböden anscheinend regellos verliefen, wurden an den Gebäudeecken häufig Vertikalrisse beobachtet. Auch horizontal verlaufende Risse wurden hier und da festgestellt.

Wie uns berichtet wurde, sind in Rastatt über 1400 Schornsteine eingestürzt. Betten und andere schwere Möbelstücke wurden um 20 cm verschoben. Leichtere Gegenstände, wie Vasen usw., fielen um. Eine allerdings sehr schwache, nachträglich eingezogene Innenwand in der Leopoldskaserne ist infolge des Erdbebens eingestürzt. Pendeluhrn blieben stehen. Alte Baurisse in den Wänden wurden durch das Beben verbreitert.

An zwei Fabrikschornsteinen von etwa 25 m Höhe wurden im oberen Drittel Risse festgestellt, die spirilig um den Schornstein herumliefen.

Besonders interessant erscheint die Wahrnehmung vieler örtlicher Beobachter, daß in den Gebäuden von Rastatt Verkehrserschütterungen jetzt viel stärker verspürt werden als vor dem Erdbeben.

3. Gang der Untersuchungen. Von einer Anzahl von Gebäuden wurde nach der früher beschriebenen Schwungradmethode (l. c.) die Eigenperiode bestimmt. Ferner wurden in diesen Gebäuden die durch den Straßenverkehr bewirkten Erschütterungen im Keller oder Erdgeschoß und im Obergeschoß in der früher geschilderten Weise gleichzeitig registriert.

Auf diese Weise wurden untersucht die Häuser:

Haus 1: Transformatorenhaus Rauenthaler Straße.

Haus 2: Wohnhaus Karlstraße.

Haus 3: Rathaus.

Haus 4: Wohnhaus Schloßstraße.

Haus 5: Wohnhaus Flößerbachweg.

Für die Untersuchungen standen zwei ganz gleichartige Horizontalseismographen — H_1 und H_2 — zur Verfügung, die nach Angaben von Prof. G. Angenheister im Geophysikalischen Institut der Universität Göttingen gebaut worden sind. Sie haben eine Eigenperiode von etwa 0.1 sec und sind mit Luftdämpfung versehen.

Zur Kontrolle wurde gelegentlich noch ein dritter Horizontalseismograph, H_B , — mit Öldämpfung und einer Eigenperiode von 1 sec — verwendet. Er wurde so neben einem der beiden anderen Seismographen aufgestellt, daß die Schwingungsebenen parallel waren und die Schwingungen beider Seismographen auf denselben Filmstreifen registriert werden konnten.

Fig. 1 zeigt eine solche Registrierung mit Kontrollapparat.

Ebenso wie früher wurden gleichzeitig mit den Seismographenschwingungen Zeitsignale mitregistriert, die die genaue Festlegung gleicher Zeitpunkte auf den im Keller und im Obergeschoß aufgenommenen Seismogrammen ermöglichen.

Die Seismographen wurden vor und nach den Untersuchungen sorgfältig auf dem Schütteltisch des Geophysikalischen Instituts zu Göttingen geprüft; in dem bei den Untersuchungen durchmessenen Periodenbereich waren sie frei von schädlichen Eigenschwingungen.

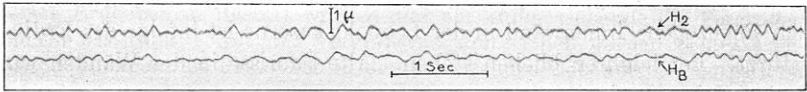


Fig. 1. Bodenschwingungen in Rastatt,

aufgenommen mit zwei Horizontalseismographen H_2 und H_B

H_2 : Eigenperiode = 0.1 sec, Luftdämpfung; H_B : Eigenperiode = 1 sec, Öldämpfung

4. Ergebnisse der Untersuchungen. Von Haus 2 und 3 konnte die Vergrößerungsfunktion nicht bestimmt werden, da die Eigenperiode dieser Häuser außerhalb des vom Schwungrad durchlaufenen Periodenbereiches lag. Für das Haus 1 ließ sich die Vergrößerungsfunktion für beide aufeinander senkrechte Richtungen, für Haus 4 und 5 für je eine Richtung bestimmen.

Haus 1 (Fig. 2). Das Haus hat rechteckigen Grundriß; die Langseite ist 10.75 m, die Schmalseite 7.50 m lang. Die Höhe bis zum Dachfirst beträgt etwa 16 m. Das Mauerwerk besteht bis zum zweiten Stock aus Naturstein (Wandstärke 50 cm), dann aus Ziegelstein (Wandstärke 40 cm). Das Haus ist 1.50 m unter dem Straßenniveau verankert. Durch die der Straße zugekehrte Wand geht ein Diagonalriß vom Dach bis zur Erdoberfläche.

Registriert wurde im Erdgeschoß dieses Hauses und in 11.85 m über der Straßenoberfläche. Aus den Seismogrammen ergaben sich folgende Daten für die Vergrößerungsfunktion*):

a) für Schwingungen parallel der Schmalseite: $T_0 = 0.26 \text{ sec}$, $v(y) = 0.8$, $\rho = 0.026$ oder $\varepsilon = 1.7 : 1$.

b) für Schwingungen parallel der Langseite: $T_0 = 0.23 \text{ sec}$, $v(y) = 1.0$, $\rho = 0.03$ oder $\varepsilon = 1.7 : 1$.

Haus 4 (Fig. 3). Dies Haus ist ein einstöckiges Haus, das mit einer Schmalwand an ein gleichartiges Gebäude anschließt und auf den drei anderen Seiten frei steht. Registriert wurde zu ebener Erde und in einer Höhe von 2.20 m über der Straßenoberfläche. Die Vergrößerungsfunktion ließ sich nur für Schwingungen

*) T_0 = Eigenperiode, $v(y)$ = „Statische Vergrößerung“,
 ρ = „Dämpfungsgrad“, ε = Dämpfungsverhältnis.

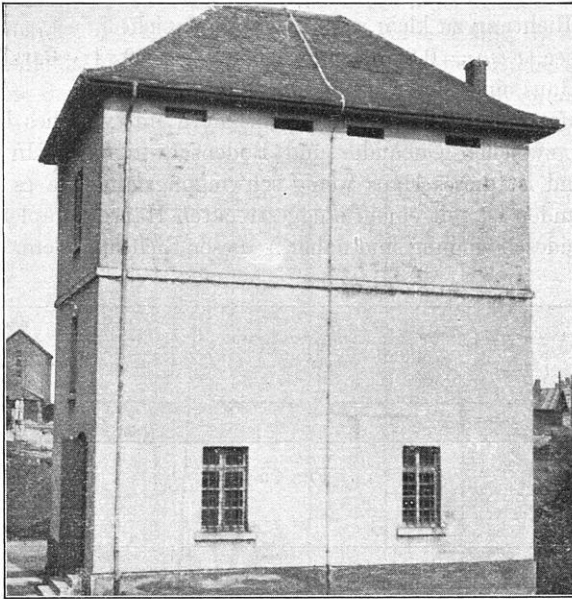


Fig. 2. Transformatorenhaus Rauenthalerstraße (Haus 1)



Fig. 3. Wohnhaus Schloßstraße (Haus 4)

parallel der Schmalwand berechnen, da die Amplituden der Gebäudeschwingung in der anderen Richtung zu klein waren. Es ergab sich:

$T_0 = 0.14 \text{ sec}$, $v(y) = 0.8$, $\rho = 0.004$ oder $\varepsilon = 1.2:1$. Parallel der Längswand hat dies Haus eine Eigenperiode von 0.04 sec.

Die hier aufgezeichneten Schwingungen liefern ein typisches Beispiel für die Rückkoppelung zwischen Gebäude- und Bodenschwingung. In der Richtung seiner Längswand ist dieses Haus wenig schwingungsfähig, da es hier mit einer Seite fest verbunden ist mit einem langgestreckten Häuserkomplex. Die Amplituden der Gebäudeschwingung sind daher in dieser Richtung klein. Es wird wenig

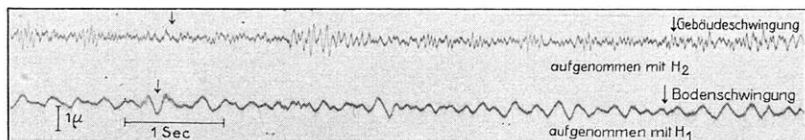


Fig. 4 a

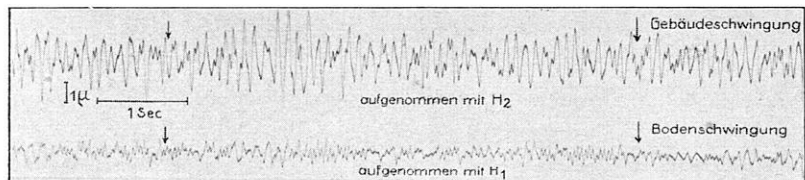


Fig. 4 b

Fig. 4. Rückkoppelung zwischen Gebäude- und Bodenschwingung

- a) Boden- und Gebäudeschwingung parallel der Längswand des Hauses 4
 - b) "
- Die Pfeile bezeichnen gleiche Zeitmomente

Schwingungsenergie auf den Boden übertragen, und die Bodenschwingungen haben daher hauptsächlich die dem Boden eigentümlichen Perioden (Fig. 4a). In der Richtung der Schmalwand aber sind die Gebäudeamplituden sehr groß, die auf den Boden übertragene Energiemenge also ebenfalls. Der Boden schwingt daher in dieser Richtung fast nur in denselben Perioden wie das Haus (Fig. 4b).

Haus 5. Registriert wurde im Keller des Hauses und in etwa 10 m Höhe über der Erdoberfläche. Parallel der Straßenfront des Gebäudes ergab sich: $T_0 = 0.17 \text{ sec}$, $v(y) = 2.0$, $\rho = 0.01$ oder $\varepsilon = 1.4:1$.

Fig. 5 zeigt die Vergrößerungskurven der Häuser 1, 4 und 5.

Aus den Seismogrammen der Bodenschwingung, die bei der Untersuchung eines jeden Gebäudes aufgenommen wurden, läßt sich die relative Häufigkeit ablesen, mit der jede Periode in der Gesamtheit der Bodenschwingungen vor-

kommt. Zu beachten ist dabei allerdings der Einfluß der Rückkoppelung zwischen Boden und Gebäude, der sich besonders beim Haus 4 (Fig. 4) stark bemerkbar macht. Durch die Rückkoppelung werden hauptsächlich Bodenschwingungen in der Eigenperiode des Gebäudes angeregt. Um den dadurch entstehenden Fehler zu kompensieren, wurde beim Auszählen der Perioden jedesmal die Eigenperiode

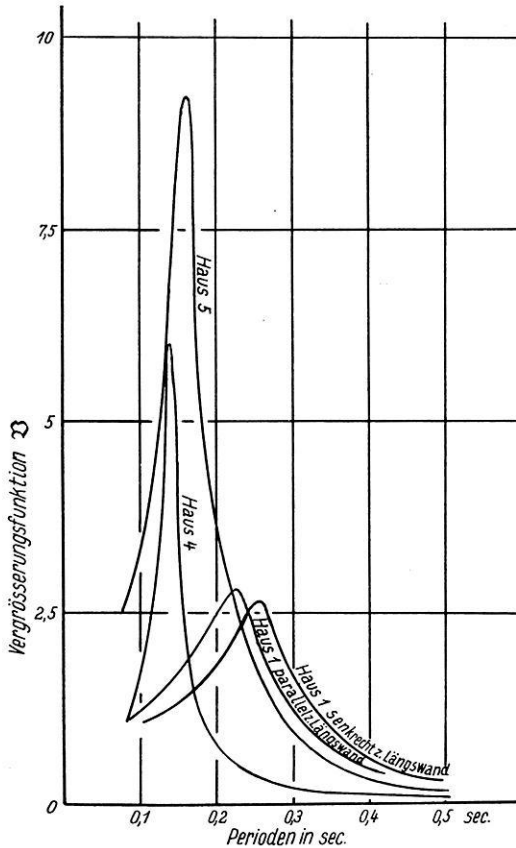


Fig. 5
Die Vergrößerungsfunktionen der Häuser 1, 4 und 5

des betreffenden Hauses nicht mitgezählt. Die sich so ergebende Periodenhäufigkeitskurve ist in Fig. 6 dargestellt.

Aus der Figur folgt, daß Schwingungen von der Periode 0.3 sec besonders oft unter den Schwingungen des Rastatter Untergrundes auftreten.

Da größere Maschinen von entsprechender Umlaufzahl in Rastatt nicht vorhanden sind, muß also bei 0.3 sec eine Eigenperiode des Rastatter Untergrundes liegen.

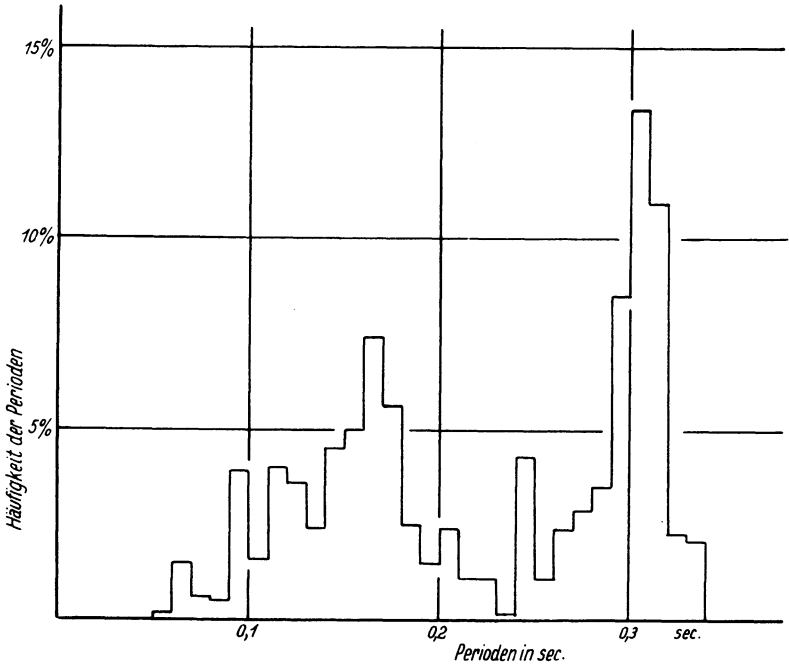


Fig. 6. Periodenhäufigkeitskurve des Rastatter Untergrundes
 Schematische Darstellung der Häufigkeit, mit der einzelne Perioden in der allgemeinen Boden-
 unruhe vorkommen, dargestellt in Prozenten der Gesamtzahl der ausgezählten Perioden

5. Berechnung der von dem Beben hervorgerufenen Schubspannungen.

Wäre die Periode und Amplitude der zerstörenden Schwingungen des Rastatter Bebens genau bekannt, so könnte man für die untersuchten Gebäude aus ihrer Vergrößerungsfunktion die maximalen „mittleren Schubwinkel“ berechnen, um die die Gebäude während des Bebens von der Vertikalen abgewichen sind. Aus den Schubwinkeln φ lassen sich dann die Schubspannungen in roher Annäherung berechnen nach der Formel

$$K = \varphi \cdot G,$$

wo K die Schubspannung und G der Schubmodul ist.

Da alle untersuchten Gebäude Risse in den Mauern aufwiesen, müssen während des Bebens die Schubspannungen so groß gewesen sein, daß an schwachen Stellen des Mauerwerks die Grenze der Schubfestigkeit bereits erreicht wurde. Andererseits müssen die Schubspannungen kleiner gewesen sein als die mittleren Schubfestigkeitswerte des Mauerwerks, da ja nirgends ein Haus völlig zerstört worden ist.

In dieser Betrachtung wurde nicht berücksichtigt, daß Gebäudeschäden auch durch Setzung des Baugrundes infolge des Erdbebens eingetreten sein können. Die

Untersuchungen wurden vielmehr so durchgeführt, als ob alle Gebäudeschäden nur durch Schwingungen verursacht worden seien, wie man das bei festem Baugrund erwarten darf.

Ein Seismogramm der Bodenbewegung während des Bebens in Rastatt selbst existiert nicht. Man ist darum gezwungen, über die Natur des Bebens gewisse Annahmen zu machen. Da der Rastatter Untergrund eine Eigenperiode von 0.3 sec hat und da ferner im Stuttgarter Seismogramm dieses Bebens auch eine Periode von 0.3 sec auftritt, wollen wir annehmen, daß die zerstörenden Bodenschwingungen des Bebens die Periode 0.3 sec gehabt hätten. (Die genaue Bestimmung der zerstörenden Bebenperiode spielt übrigens keine große Rolle, wie später an einem Zahlenbeispiel gezeigt wird, solange die Bebenperiode von der Eigenperiode der Gebäude verschieden ist.) Aus den unter 2. geschilderten Erdbebenwirkungen darf man ferner schließen, daß es sich um ein Beben von VII. bis VIII. Grad der Sieberg-Mercallischen Erdbebenskala gehandelt hat. Wir nehmen darum die maximale Bodenbeschleunigung zu 250 mm/sec^2 an. Für die Periode 0.3 sec ergibt sich dann eine maximale Bodenamplitude von 0.6 mm.

Aus dieser Bodenamplitude und den Vergrößerungsfunktionen lassen sich die maximalen „mittleren Schubwinkel“ der untersuchten Gebäude berechnen. Es ergibt sich so:

- Haus 1: $\varphi = 0.75 \cdot 10^{-4}$,
- Haus 4: $\varphi = 0.55 \cdot 10^{-4}$,
- Haus 5: $\varphi = 0.50 \cdot 10^{-4}$.

Die diesen Winkeln entsprechenden Schubspannungen sind, wenn man $G = 50000$ bis 100000 annimmt:

- Haus 1: $K = 4$ bis 7.5 kg/cm^2 ,
- Haus 4: $K = 3$ bis 6 kg/cm^2 ,
- Haus 5: $K = 2.5$ bis 5 kg/cm^2 .

(Hätte man statt der Bebenperiode von 0.3 eine Periode von 0.8 sec bei derselben Bodenbeschleunigung von 250 mm/sec^2 angenommen, so hätten sich Schubspannungen zwischen 3 und 6 kg/cm^2 ergeben. Der Unterschied zwischen den für 0.3 und 0.8 sec berechneten Schubspannungen ist also nur gering, da bei gleichbleibender Bodenbeschleunigung die Bodenamplitude zwar mit dem Quadrat der Periode wächst, die Vergrößerungsfunktion aber ungefähr in demselben Maße abnimmt.)

Zum Vergleich seien Werte für die Schubfestigkeit einiger Baustoffe angegeben (s. Hütte I).

- Ziegelmauerwerk ungefähr 10 kg/cm^2
- Natursteine 20 bis 100 kg/cm^2
- Mörtel 2 bis 40 kg/cm^2

Die aus den Vergrößerungsfunktionen berechneten Schubspannungen während des Bebens sind also tatsächlich etwas kleiner als die Schubfestigkeiten, wie es zu erwarten war.

Zu beachten ist noch, daß die Vergrößerungsfunktionen der Gebäude durch das Beben etwas verändert worden sein können. Infolge eines starken Erdbebens lockern sich die einzelnen Teile eines Gebäudes in ihrem Verband. Damit wird die Dämpfung eines Gebäudes gegenüber Erschütterungen geringer. Tatsächlich werden auch jetzt in den Häusern von Rastatt Verkehrserschütterungen stärker verspürt als vor dem Beben. Außerdem wird auch das Maximum der Resonanzkurve eines Hauses — vielleicht infolge der verringerten Dämpfung — nach einem Beben nach größeren Perioden hin verschoben, wie K. Suyehiro*) nach dem großen japanischen Beben vom 1. September 1923 festgestellt hat. Die Beträge der Vergrößerungsfunktionen werden damit nach einem Erdbeben etwas größer sein als vorher.

Herr Baurat Weigele vom Stadtbauamt Rastatt gab uns liebenswürdigerweise alle erforderlichen Auskünfte und vermittelte uns die Erlaubnis, in einigen öffentlichen und privaten Gebäuden Messungen vorzunehmen. Wir sind ihm für die freundliche Unterstützung unserer Arbeiten zu aufrichtigem Dank verpflichtet.

Auch Herrn Mechaniker Riehn vom Geophysikalischen Institut der Universität Göttingen danken wir für seine freundliche Hilfe bei den experimentellen Arbeiten.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Juli 1933.

Bemerkungen zur angewandten Seismik

Von **H. Reich**, Berlin — (Mit 1 Abbildung)

Es wird die Bedeutung der „Verwitterungsschicht“ in der Seismik näher umrissen. Hier mitgeteilte Formeln für den senkrechten Strahlengang führen in dem von O. v. Schmidt gegebenen Beispiel aus Venezuela zu derselben guten Übereinstimmung in der Berechnung der Schichtneigung wie nach den von O. v. Schmidt angegebenen Formeln.

O. v. Schmidt**) hat in dieser Zeitschrift einige interessante Mitteilungen über Probleme und Ergebnisse in der angewandten Seismik veröffentlicht. In einem vor Jahresfrist erschienenen Aufsatz nimmt er zur Frage des Strahlenganges bei dem Verfahren Stellung, das in der angewandten Seismik als das Mintropsche Refraktionsverfahren bekannt ist. Er kommt auf Grund seiner Erfahrungen in Venezuela zu einer völligen Ablehnung des senkrechten Strahlenganges und setzt sich für den schrägen Strahlenverlauf (Fermatsches Prinzip) ein. Man steht heute in der Seismik wohl ganz allgemein auf diesem Standpunkt,

*) Proc. Amer. Soc. Civ. Eng., May 1932, p. 97.

**) O. v. Schmidt, Angewandte Seismik, Zeitschr. f. Geophys. 4, 134—146, 1928; Theorie der 3-Schichten-Seismik, ebenda 7, 37—56, 1931; Brechungsgesetz oder senkrechter Strahl? ebenda 8, 376—396, 1932.

und auch ich möchte mich — allerdings mit Vorbehalt — zu dieser Anschauung bekennen. Ich kann aber nicht einsehen, daß durch die Ausführungen von O. v. Schmidt ein wesentliches Beweismaterial für die Richtigkeit dieser Anschauung beigebracht ist.

Richtig und auch durch eigene Beobachtungen vielfach bestätigt ist das, was O. v. Schmidt über die „Verwitterungsschicht“ schreibt. Man wird allerdings sehr oft beobachten, daß sich die in der Geologie als Verwitterungsschicht zu bezeichnende Zone durchaus nicht mit dieser seismischen „Verwitterungsschicht“ deckt. Das mag daran liegen, daß für die Seismik weniger die chemischen Umsetzungen, die wir in der Geologie und der Petrographie als Verwitterung und Zersetzung beschrieben finden, maßgebend sind, als vielmehr physikalische Veränderungen: Diese machen sich in der Lockerung des Gefüges fester Gesteine, in der dabei auftretenden Bildung von Porenräumen und schließlich in den dadurch bedingten Änderungen der elastischen Konstanten bemerkbar. Und diese sind es, die für die angewandte Seismik maßgebend sind. Auch bei lockeren Gesteinen sind es nicht die oben gekennzeichneten Umsetzungen (Entkalkung, Oxydation usw.) die seismisch wesentlich sind, als vielmehr die Änderungen im prozentualen Porenraum und dessen prozentuale Füllung mit Wasser. Es ist nicht angängig, im norddeutschen Diluvium an oberflächennahen Schichten gemessene Geschwindigkeiten selbst in räumlich sehr geringer Entfernung miteinander zu vergleichen. Gerade das von O. v. Schmidt vielfach angezogene Versuchsfeld bei Sperenberg zeigte eindeutig, daß im diluvialen Sand bei tiefem Grundwasserstand recht geringe Geschwindigkeiten auftreten können. Solche geringen Geschwindigkeiten sind von den verschiedensten Beobachtern immer wieder in lockeren Bildungen von der Art mancher diluvialer Ablagerungen festgestellt worden. Jeder, der länger in Norddeutschland seismisch gearbeitet hat, kennt diese geringen Anfangsgeschwindigkeiten, die in alluvialen Dünen ebenso vorkommen können wie in diluvialen Kiesrücken.

Ob durch die theoretischen Darlegungen über den Weg des Energiemaximums wirklich ein *Beweis* dafür erbracht ist, daß es so sein muß, leuchtet mir nicht ein. Sagt doch O. v. Schmidt selbst (1932, S. 381), daß die Energieverhältnisse solcher Grenzwellen, wie er sie annimmt, „noch nicht quantitativ erfaßt“ sind. Unverständlich blieb mir z. B., wie man sich nach O. v. Schmidt eine Energieübertragung „durch die summierten Transversalkomponenten“ denken soll (1932, Anm. S. 386). Wir wissen zwar, daß von den seismischen Strahlen ein Weg ähnlich dem von O. v. Schmidt beschriebenen zurückgelegt wird. Eine allerseits befriedigende physikalische Erklärung hierfür steht jedoch noch aus. Daher kann auch kein theoretischer Beweis für diesen Strahlengang erbracht werden, es kann höchstens die Vorstellung, die der Bearbeiter von diesem Vorgang hat, dargestellt und erläutert werden. Das hat O. v. Schmidt getan, und nichts mehr.

Der wesentlichste Punkt der O. v. Schmidtschen Arbeit ist die Tiefenberechnung aus Venezuela für drei Schichten. Ich habe die von O. v. Schmidt (1932, S. 394) gegebenen numerischen Daten eingesetzt und unter Benutzung der

für den senkrechten Strahlengang geltenden Formeln Tiefe und Neigung der einzelnen Schichtglieder berechnet. Ich bin zu den folgenden Formeln gekommen, bei denen die von O. v. Schmidt (1931, S. 54) angegebenen Formelzeichen sinn- gemäß verwendet worden sind (für b und d siehe die Figur).

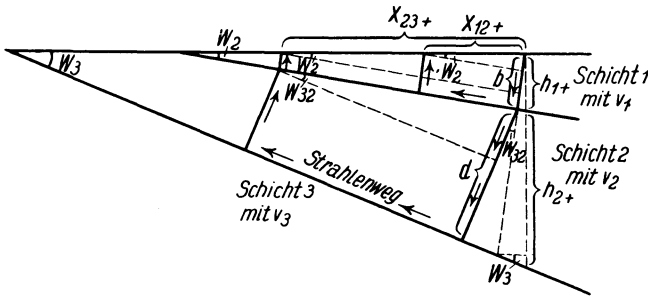


Fig. 1. W in der Figur = ω im Text

Für 2 Schichten.

$$\frac{x_{12\pm}}{v_1} = \frac{2b}{v_1} \mp \frac{x_{12\pm} \sin \omega_3}{v_1} + \frac{x_{12\pm} \cdot \cos \omega_2}{v_2}$$

$$h_{1\pm} = \frac{x_{12\pm}}{2 \cos \omega_2} \left(1 \pm \sin \omega_2 - \cos \omega_2 \frac{v_1}{v_2} \right),$$

$$2 \sin \omega_2 = \frac{v_1 - v_1}{v_2 - v_2},$$

$$v_2 = \frac{2 \cos \omega_2 \cdot v_{2+} \cdot v_{2-}}{v_{2+} + v_{2-}}$$

Für 3 Schichten.

$$\frac{x_{23\pm} \cdot \cos \omega_2}{v_2} = \frac{2d}{v_2} \mp \frac{x_{23\pm} \cdot \cos \omega_3 \cdot \sin \omega_{32}}{v_2} + \frac{x_{23\pm} \cdot \cos \omega_2 \cdot \cos \omega_{32}}{v_3}$$

$$h_{2\pm} = \left(b + \frac{d}{\cos \omega_{32}} \right) (\cos \omega_2 + \sin \omega_2 \operatorname{tg} \omega_3) - h_{1\pm},$$

$$2 \sin \omega_{32} = \frac{v_3}{v_{3-} \cdot \cos \omega_2} - \frac{v_2}{v_{3+} \cdot \cos \omega_2} - \frac{2 \operatorname{tg} \omega_2 \cdot v_2}{v_1}$$

$$v_3 = \frac{2 \cos \omega_2 \cdot \cos \omega_{32} \cdot v_{3+} \cdot v_{3-}}{v_{3+} + v_{3-}}$$

Unter Benutzung dieser Formeln ergeben sich die folgenden Werte für die gesuchten Größen h_{1+} , h_{1-} , h_{2+} , h_{2-} , ω_2 und ω_{32} , wobei die von

O. v. Schmidt errechneten Werte jeweils in Klammern beigefügt sind. Zunächst für die obere Schicht:

$$\begin{aligned}\omega_2 &= 0^\circ 17' \text{ (} 0^\circ 18' \text{)} \\ h_{1-} &= 11.2 \text{ m (} 11.6 \text{ m)} \quad h_{1+} = 18.9 \text{ m (} 19.6 \text{ m)}.\end{aligned}$$

Aus diesen beiden gefundenen Tiefen ergibt sich unabhängig vom Vorherigen:

$$\omega_2 = 0^\circ 11' \text{ (} 0^\circ 12' \text{)}.$$

Für die dritte Schicht folgt dann:

$$\begin{aligned}\omega_{32} &= 0^\circ 31' \text{ (} 0^\circ 35' \text{)} \quad \omega_3 = 0^\circ 48' \text{ (} 0^\circ 56' \text{)} \\ h_{1+} + h_{2+} &= 148.4 \text{ m (} 194.6 \text{ m)} \\ h_{1-} + h_{2-} &= 116.7 \text{ m (} 155.6 \text{ m)}.\end{aligned}$$

Hieraus errechnet sich ein Neigungswinkel (ω_3) für Schicht 3 von $0^\circ 46'$ ($0^\circ 53'$). Die beiden unabhängigen Berechnungen ergeben also eine Differenz von nur 2 Bogenminuten gegen 3 Bogenminuten bei O. v. Schmidt.

„Diese überraschend gute Übereinstimmung der Tiefenberechnung“ kann somit gar nichts „endgültig klarlegen“; denn bei Annahme des senkrechten Strahlenganges ist die Übereinstimmung noch besser als bei der von O. v. Schmidt gemachten Annahme.

Nur eines kann die Sache hier tatsächlich klären, das ist eine Bohrung: Die absoluten Differenzen in der Tiefenberechnung nach dem einen oder anderen Verfahren sind groß genug, um die Entscheidung für die eine oder andere Berechnungsart zu erbringen. Leider wird aber ein Bohrresultat für die Schicht 3 nicht mitgeteilt. Bei Schicht 2 sind die Differenzen zu gering, und außerdem ist die Grenze Schicht 1/2 nach dem eigenen Urteil von O. v. Schmidt ganz unscharf.

Ähnlich ist es mit der Festlegung von Verwerfungen. Es kommt in der Praxis, auf die O. v. Schmidt besonderen Wert legt, nicht darauf an, ob theoretische und beobachtete Laufzeitkurven übereinstimmen, sondern ob die auf Grund von seismischen Beobachtungen gemachten Angaben mit der Wirklichkeit, d. h. mit den Bohraufschlüssen übereinstimmen. Ich möchte aber gerade in bezug auf die Feststellung von Verwerfungen bezweifeln, ob jemals Laufzeitkurven in ihren Beziehungen zu aufgeschlossenen Verwerfungen so genau festgelegt werden konnten, daß eine einwandfreie Entscheidung über die Art des Strahlenganges zu treffen war. Eine Laufzeitkurve über tektonischen Brüchen muß nämlich auch bei senkrechtem Strahlengang ganz ähnlich aussehen wie das von O. v. Schmidt (1932, S. 382, Fig. 2) gegebene Bild.

Der Zweck dieser Zeilen soll nicht sein, eine Lanze für den auch mir verdächtigen senkrechten Strahlengang zu brechen. Es soll vielmehr nur gezeigt werden, daß das Hauptproblem des Mintropschen Refraktionsverfahrens auch durch die im übrigen durchaus wertvollen Untersuchungen von O. v. Schmidt keineswegs restlos gelöst ist.

Zu vorstehender Arbeit von H. Reich „Bemerkungen zur angewandten Seismik“

Von O. v. Schmidt, Berlin

Die in vorliegenden „Bemerkungen zur angewandten Seismik“ enthaltene eingehende Kritik meiner letzten Arbeit begrüße ich aufrichtig, besonders da ich durch diese mit Einzelheiten über das Rechnen „nach dem senkrechten Strahl“ bekannt geworden bin, die ich bisher nicht sonderlich beachtet habe. Die in meinem Beispiel aus Venezuela vorliegende gute Übereinstimmung der Neigungswinkel — einmal aus den Scheingeschwindigkeiten, das andere Mal aus den Tiefen berechnet — spricht also wohl für eine präzise Messung und eine regelmäßige Tektonik, sagt aber — wie H. Reich richtig gefunden hat — nichts über den Weg der Bebenstrahlen aus. In diesem Punkte stimme ich vollkommen mit den Ausführungen von H. Reich überein und danke für die eingehende Überprüfung und Richtigstellung.

Anderer Ansicht bin ich allerdings über den Wert meines Beweismateriales für oder wider das Brechungsgesetz. Die Theorie vom senkrechten Strahl wurde seinerzeit aufgestellt, da drei Tatsachen nach der alten Theorie nicht erklärbar waren: 1. die geringen Emergenzwinkel, 2. das Wiederaufbiegen des Strahles in Schicht 2 und 3. der Energietransport. Nachdem es mir gelungen scheint, diese drei Punkte unter Zugrundelegung des alten Brechungsgesetzes zu erklären, ist die neue Theorie des senkrechten Strahles nicht mehr notwendig, gemäß dem allgemeinen Ökonomieprinzip: „Neue Theorien nur, wenn die alten nicht mehr zur Erklärung ausreichen“.

Es handelt sich also bei meiner Arbeit in der Hauptsache nicht um Beweise für das Brechungsgesetz (das braucht eigentlich gar keine Beweise, solange nichts dagegen spricht), sondern um Beweise gegen den senkrechten Strahl.

Für den wesentlichsten Punkt meiner Arbeit halte ich aber nicht die Tiefenberechnung aus Venezuela, sondern den Gedanken, daß es sich bei der angewandten Seismik um summierte Grenzwellen handelt, die eine gekoppelte Longitudinal- und Transversalschwingung darstellen und sich mit der Longitudinalgeschwindigkeit V_2 (oder nahezu mit ihr) in der Grenzschicht von 2 fortpflanzen.

Trotzdem etwas derartiges in der Experimentalphysik noch wenig bekannt ist, so müssen wir das Vorhandensein derartiger Grenzwellen auf Grund der Tatsachen der Seismik anerkennen. In theoretischer Hinsicht sprechen für das Vorhandensein derartiger gekoppelter Grenzschwingungen vor allem die Arbeiten von Uller, dann auch die Arbeit von Bornitz „Über die Ausbreitung der von Großkolbenmaschinen erzeugten Bodenschwingungen in die Tiefe“, die auf einen überraschend großen Anteil der von der Grenzschicht mitgeführten Energie schließen läßt.

Erkennt man aber das Vorhandensein derartiger Grenzwellen an, so ergibt sich die Summation der Energie (das Wellenpaket) zwangsläufig nicht als Hypothese, sondern als geometrisch logische Notwendigkeit. Die etwas umständliche Ableitung der Summation vereinfacht sich, wenn wir mit Planwellen operieren: fällt eine Planwelle unter dem Grenzwinkel auf die Schicht 2, so ergibt eine einfache geometrische Überlegung, daß sich alle an der Grenze von Schicht 2 weiterlaufenden Strahlen genau summieren. Dieses gilt auch für kontinuierliche Schwingungen; da die Wellen an der Grenze von 2 in Phase weiterlaufen.

Sendet nun diese summierte Grenzwellen Kugelwellen ins Medium 1 zurück, so bildet sich (auf Grund derselben geometrischen Überlegungen) wieder eine Planwelle bzw. ein Planwellenzug. Es ergibt sich dadurch ein Vorgang, den man am einfachsten mit dem Ausdruck „wandernde Reflexion“ charakterisieren könnte. Wenn diese Überlegungen richtig sind, so müssen sie auch für optische und größere elektromagnetische Wellen ihre Gültigkeit behalten; ich hoffe in allernächster Zeit Genaueres hierüber an anderer Stelle berichten zu können.

Im übrigen schließe ich mich vollkommen den Ansichten von H. Reich an, ganz besonders auch was den Einfluß des Wassers auf die seismischen Eigenschaften anbetrifft, worauf H. Reich ja schon 1927 als erster hinwies.

Erdmagnetische Messungen mit Hilfe der Drehwaage

Von **A. Berroth** (Aachen) und **A. Schleusener** (Berlin) — (Mit 3 Abbildungen)

Es wird im folgenden ein Verfahren angegeben, die Gradienten V_{xz} , V_{yz} des magnetischen Erdpotentials zu messen, eine Aufgabe, deren einwandfreie Lösung bis jetzt noch nicht gelungen war. Es werden die theoretischen Grundlagen erörtert, gewisse Hindernisse beseitigt und mit verschiedenen Waagen Beispiele gemessen und gerechnet.

Es liegt nahe, ähnlich wie im Gravitationsfeld so auch im magnetischen Erdfeld die hohe Empfindlichkeit der Drehwaage zur Bestimmung der Gradienten und Krümmungsgrößen zu benutzen.

Bei dieser Aufgabe treten die gravimetrischen Größen unvermeidlich mit auf, so daß man sie gesondert bestimmen muß. Aber noch weiterhin liegt die Aufgabe magnetisch wesentlich komplizierter einmal wegen der Andersartigkeit der Kräfte, so daß eine einfache Übertragung des gravimetrischen Verfahrens nicht möglich ist, sodann wegen der durch die zu fordernde Eisenfreiheit auftretenden Materialschwierigkeiten beim Meßinstrument selbst.

Während bei der gravimetrischen Drehwaage der Torsionsfaden sich selbsttätig genau in die Kraftrichtung einstellt, ist dies in bezug auf die magnetischen Kräfte nicht der Fall, so daß hier ganz neue Kräfte für das Gleichgewicht maßgebend sind.

Es ist in dieser Arbeit nur Wert gelegt worden auf die Bestimmung der Größen

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z}, \quad \frac{\partial^2 V}{\partial y \partial z}$$

und es zeigt sich dabei, daß die gefährlichste Störwirkung die Drehkraft der Horizontalkomponente darstellt.

Wird an Stelle des unteren Hängegewichts ein geeigneter Eisenstab vertikal aufgehängt, so tritt schon bei der kleinsten Abweichung der magnetischen Achse von der Vertikalen eine Drehwirkung der Horizontalkomponente auf, die eine Bestimmung der gesuchten Größen verhindern würde, wenn nicht durch eine später auseinandergesetzte, stets sicher und leicht ausführbare Operation diese Drehwirkung eliminiert werden könnte.

Um Vergleiche anstellen zu können, beobachteten die Verfasser mit drei Waagentypen, einer Askania-Waage (Nr. 84), einer Explorator-Waage (Nr. 34) und einer Süß-Waage (Nr. II). Sämtliche Waagen haben Doppelgehänge, so daß auf der einen Seite magnetisch, auf der anderen Seite gravimetrisch oder in anderen Kombinationen gemessen werden konnte. Die beiden ersten Waagen besitzen photographische Registrierung, die letzte nur visuelle Ablesemöglichkeit, sie alle sind nur für gravimetrische Zwecke gebaut.

Die Hersteller bekunden, daß beim Bau der Waagen möglichst wenig Eisen benutzt wurde, doch sind von vornherein die Achsen, Kugellager, Uhrwerke, Umsetzmechanismen, Hängerohre, namentlich soweit sie vernickelt sind, und andere kleine Stellen als verdächtig angesehen worden. Da die Mittel nicht vorhanden waren, eine neue vollkommen eisenfreie Waage zu bauen, mußte mit den vorhandenen vorlieb genommen werden.

Die hauptsächlichsten Fragen, die zu klären waren, sind folgende:

1. nach den theoretischen Grundlagen;
2. nach Form und Größe der Hängegewichte (Gewichte anderer Art kamen nach Lage der Dinge überhaupt nicht in Frage), um störende Kräfte möglichst unwirksam werden zu lassen und um günstige Ausschläge zu bekommen;
3. nach der Wirkung der festen und drehbaren Eisenteile der Waagen und solcher naheliegender Massen des Außenraums;
4. nach der Reproduzierbarkeit der Ausschläge bei gleichen Bedingungen;
5. nach etwaigen Störungskräften elektrischer Natur.

Der nach längeren Vorbereitungen als gangbar erkannte Weg ist folgender: Es wird an Stelle des gewöhnlichen Hängegewichts ein homogenes, möglichst gerades und dünnes Magnetstäbchen von abgepaßtem Moment zentrisch aufgehängt und soweit zu leicht, durch Hinzufügung eines Messinggewichts austariert. Nach einem Umlauf der Waage wird der richtig vorbereitete Hängedraht um 180° gedreht, ohne an den Gewichten das Geringste zu ändern. (Keine andere Hilfseinrichtung würde imstande sein, den Winkel zwischen magne-

tischer Achse und der Vertikalen so konstant zu halten, wie es die Schwere hervorbringt.)

Es ergeben sich sodann aus je drei, bei einer Doppelwaage aus je zwei Azimuten die gesuchten Größen.

A. Theoretische Zusammenhänge. Im Schwerpunkt des Gehänges sei der Anfang eines rechtwinkligen Koordinatensystems mit Z -Achse nach der Lotlinie, X = Achse nach magnetisch Nord, Y = Achse nach magnetisch Ost.

Bezeichnet man das magnetische Potential des Erdfeldes im Nullpunkt mit V_0 , die Momentkomponenten des aufgehängten Eisenstabes vom Moment M mit M_x, M_y, M_z , so gelten für die magnetischen Kräfte in der Nähe des Nullpunktes im gleichförmig veränderlichen Felde die Beziehungen:

$$\left. \begin{aligned} X &= X_0 + P_x \\ Y &= Y_0 + P_y \\ Z &= Z_0 + P_z \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (1)$$

$$\left. \begin{aligned} P_x &= M_x \frac{\partial X}{\partial x} + M_y \frac{\partial X}{\partial y} + M_z \frac{\partial X}{\partial z} \\ P_y &= M_x \frac{\partial Y}{\partial x} + M_y \frac{\partial Y}{\partial y} + M_z \frac{\partial Y}{\partial z} \\ P_z &= M_x \frac{\partial Z}{\partial x} + M_y \frac{\partial Z}{\partial y} + M_z \frac{\partial Z}{\partial z} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (2)$$

Hierbei bestehen folgende Beziehungen mit dem Potential:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial X}{\partial x} &= \frac{\partial^2 V}{\partial x^2}; & \frac{\partial Y}{\partial y} &= \frac{\partial^2 V}{\partial y^2}; & \frac{\partial Z}{\partial z} &= \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \\ \frac{\partial X}{\partial y} &= \frac{\partial Y}{\partial x} = \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y}; & \frac{\partial Y}{\partial z} &= \frac{\partial Z}{\partial y} = \frac{\partial^2 V}{\partial y \partial z} \\ & & \frac{\partial Z}{\partial x} &= \frac{\partial X}{\partial z} = \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3)$$

Die magnetische Achse des aufgehängten Stabes fällt im allgemeinen nicht mit der Vertikalen durch den Aufhängepunkt zusammen, sie bilden miteinander den hier als klein vorausgesetzten Winkel ε und ferner bilde die Spur der Vertikalebene durch die magnetische Achse auf der Horizontalebene mit der Richtung der Achse des horizontalen Balkens der Waage den Winkel γ , der im allgemeinen beliebig groß sein kann, α sei das magnetische Azimut der horizontalen Balkenachse, dann gelten die Beziehungen:

$$\left. \begin{aligned} M_x &= M \sin \varepsilon \cos (\alpha - \gamma) = M_1 \cos \alpha + M'_1 \sin \alpha \\ M_y &= M \sin \varepsilon \sin (\alpha - \gamma) = M_1 \sin \alpha - M'_1 \cos \alpha \\ M_z &= M \cos \varepsilon = M_2 \\ & M_1 = M \sin \varepsilon \cos \gamma \\ & M'_1 = M \sin \varepsilon \sin \gamma \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (4)$$

Bedeutet ferner l die halbe Balkenlänge, H die Horizontalintensität, τ die Torsionskonstante des Drahtes, ϑ der Torsionswinkel, so gilt die Gleichgewichtsbedingung:

$$\tau \vartheta = - P_x l \sin \alpha + P_y l \cos \alpha - M \sin \varepsilon \sin (\alpha - \gamma) \cdot H \quad \dots (5)$$

Setzt man die Werte von (2), (3) und (4) in (5) ein, so erhält man folgende Gleichung:

$$\tau \vartheta = - \left\{ \begin{aligned} & M \sin \varepsilon \cos (\alpha - \gamma) \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + M \sin \varepsilon \sin (\alpha - \gamma) \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} \\ & + M \cos \varepsilon \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z} \end{aligned} \right\} l \sin \alpha \\ + \left\{ \begin{aligned} & M \sin \varepsilon \cos (\alpha - \gamma) \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} + M \sin \varepsilon \sin (\alpha - \gamma) \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \\ & + M \cos \varepsilon \frac{\partial^2 V}{\partial y \partial z} \end{aligned} \right\} l \cos \alpha \\ - M \sin \varepsilon \sin (\alpha - \gamma) \cdot H \quad \dots (6)$$

oder:

$$\tau \vartheta = \left. \begin{aligned} & \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} (l M_1 \sin \alpha \cos \alpha - l M'_1 \cos^2 \alpha) \\ & - \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} (l M_1 \sin \alpha \cos \alpha + l M'_1 \sin^2 \alpha) \\ & + \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} (l M_1 \cos 2\alpha + l M'_1 \sin 2\alpha) \\ & - \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z} (l M_2 \sin \alpha) \\ & + \frac{\partial^2 V}{\partial y \partial z} (l M_2 \cos \alpha) \\ & - (M_1 \sin \alpha - M'_1 \cos \alpha) H. \end{aligned} \right\} \dots (7)$$

Bestimmung der Gradienten $\frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z}, \frac{\partial^2 V}{\partial y \partial z}$. (Veränderung der Vertikal-

komponente der Kraft pro Fortschreiten um 1 cm in der Nord- und Ostrichtung): Diese erreicht man dadurch, daß man in der Stellung ε und $(360^\circ - \varepsilon)$ beobachtet, wodurch sich das Vorzeichen von ε ändert und im Mittel aus der Stellung ε und $(360^\circ - \varepsilon)$ bei jedem Azimut α die drei ersten Glieder und namentlich das letzte Glied herausfallen.

Mechanisch wird dies mit einem hohen Grad von Sicherheit bewirkt durch Umhängen oder Umdrehen (durch Achse) des den Eisenkörper tragenden Drahtes um 180° . Man hat dann mit Einführung der unbekanntnen Nullage der Torsion ϑ_0 die Gleichung:

$$\tau (\vartheta_1 + \vartheta_2 - 2\vartheta_0) = - \left. \begin{aligned} & \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z} \cdot 2 l M_2 \sin \alpha \\ & + \frac{\partial^2 V}{\partial y \partial z} \cdot 2 l M_2 \cos \alpha \end{aligned} \right\} \dots (8)$$

wobei $\vartheta_1, \vartheta_2, \vartheta_0$ die Winkelwerte sind, die nach Abzug der Gravitation übrigbleiben, woraus bei bekanntem magnetischem Moment des Eisenkörpers die drei Unbekannten durch Beobachtung in drei Stellungen, bei entsprechend gebauter Doppelwaage in zwei Stellungen zu ermitteln sind. Es ergeben sich somit auch die absolute Größe und Richtung des horizontalen Gradienten.

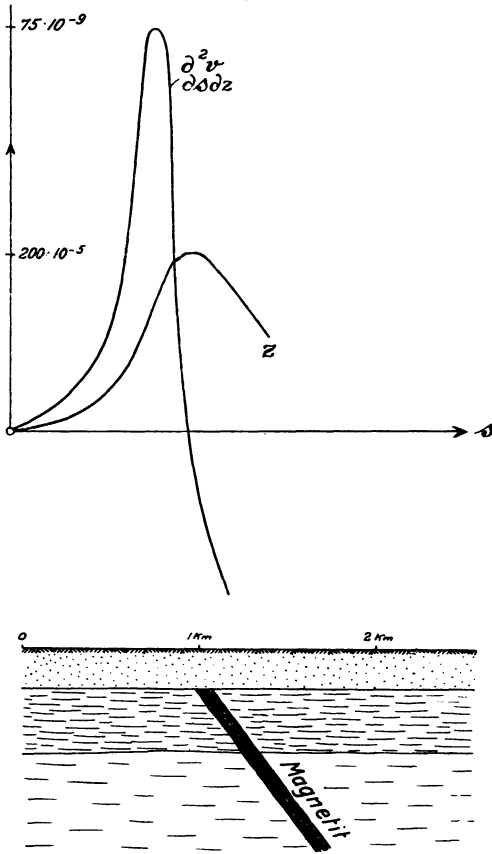


Fig. 1

Vertikalkomponente und Gradient bei einem einfallenden Magnetitlager

Die Bestimmung der übrigen Größen, d. h. der Größen

$$V_{xx}, V_{yy}, V_{xy}$$

ist mit diesem Verfahren unter Umständen ebenfalls möglich, falls man ε groß genug macht, wozu dann allerdings infolge der großen Winkelausschläge eine entsprechende Bewegungsfreiheit für die Balken gehört.

Normales Erdfeld und Apparatkonstanten. Es können in Deutschland als normal folgende Werte angesehen werden:

$$\begin{aligned}
 H &= 18000 \cdot 10^{-5} \text{ cgs,} \\
 Z &= 44000 \cdot 10^{-5} \text{ ,,} \\
 V_{xx} &= -0.34 \cdot 10^{-9} \text{ ,,} \\
 V_{zz} &= +0.43 \cdot 10^{-9} \text{ ,,}
 \end{aligned}$$

Setzt man die für die üblichen großen Drehwaagen geltenden Abmessungen und Konstanten voraus, so ergibt sich zur Erreichung der Genauigkeit von $1 \cdot 10^{-9}$ cgs ein notwendiges Moment des aufgehängten Stäbchens von einigen 100 cgs. Je nach den örtlichen Verhältnissen muß diese Größe jedoch beträchtlich geändert werden, um zu große oder zu kleine Ausschläge zu vermeiden. Verfasser haben die im Versuchsfeld geeigneten Momente durch Probieren gefunden.

Zweckmäßig sind lange Stäbchen, weil bei ihnen die Winkel ε am ehesten klein ausfallen und sie nach dem Umhängen des Aufhängerdrahtes diesen Winkel am wenigsten ändern.

In der Fig. 1 ist an einem fingierten Beispiel der Verlauf eines Gradientenbildes gezeigt.

B. Einfluß gegebener magnetischer Massen im Außenraum. 1. Mit der Waage sich drehende Eisenteile. Es wurde benutzt Waage Nr. 84, im Gehänge I zweimal 0.5 g Eisen, 3 cm lang, im Gehänge II einmal 1 g Eisen, 4 cm lang. Die Waage arbeitete zunächst ohne Zusatzmasse, alsdann mit einer Zusatzmasse von 95 mg Eisen, das an der Außenwand des Hängerohres I 3.5 cm von dem Hängegewicht entfernt lag. Ferner bedeuten α das magnetische Azimut, n die Plattenkoordinaten, n_0 die Nullpunktskoordinaten, m die Mittel.

Keine Zusatzmasse:

Gehänge I					Gehänge II				
α	n	n_0	$n - n_0$	m	α	n	n_0	$n - n_0$	m
180 ⁰	72.5	56.5	+ 16.0	+ 16.1	0 ⁰	103.0	67.8	+ 35.2	+ 35.5
252	52.0	56.4	- 4.4	- 4.4	72	85.0	67.9	+ 17.1	+ 16.9
324	36.5	56.4	- 19.9	- 20.3	144	42.5	68.1	- 25.6	- 25.6
36	50.0	56.3	- 6.3	- 6.6	216	34.5	68.4	- 33.9	- 33.9
108	71.0	56.0	+ 15.0	+ 15.4	288	75.5	68.5	+ 7.0	+ 7.0
180	72.0	55.5	+ 16.5		0	104.5	68.6	+ 35.9	
252	50.5	54.9	- 4.4		72	85.5	68.8	+ 16.7	
324	34.0	54.6	- 20.6						
36	47.0	54.0	- 7.0						
108	69.5	53.7	+ 15.8						
180	69.0	53.2	+ 15.8						

Mit Zusatzmasse 95 mg außen:

Gehänge I

α	n'	n'_0	$n' - n'_0$	m'	$n' - n$	$n'_0 - n_0$
180 ⁰	89.5	74.3	+ 15.2	+ 15.5	+ 17.0	+ 17.8
252	69.5	74.3	— 4.8	— 4.7	+ 17.5	+ 17.9
324	54.0	74.3	— 20.3	— 20.2	+ 17.5	+ 17.9
36	68.5	74.1	— 5.6	— 5.6	+ 18.5	+ 17.8
108	90.0	74.1	+ 15.9	+ 15.9	+ 19.0	+ 18.1
180	88.5	74.1	+ 14.4		+ 16.5	+ 18.6
252	69.5	74.1	— 4.6		+ 19.0	+ 18.2
324	54.0	74.1	— 20.1		+ 20.0	+ 18.5
					+ 18.1	+ 18.1

Gehänge II

α	n'	n'_0	$n' - n'_0$	m'	$n' - n$	$n'_0 - n_0$
0 ⁰	101.0	65.8	+ 35.2	+ 36.7	— 2.0	— 2.0
72	83.5	65.9	+ 17.6	+ 17.5	— 1.5	— 2.0
144	40.0	66.0	— 26.0	— 27.2	— 2.5	— 2.1
216	31.0	66.8	— 35.8	— 35.1	— 3.5	— 1.6
288	74.5	67.0	+ 7.5	+ 7.5	— 1.0	— 1.5
0	105.0	66.8	+ 38.2		+ 0.5	— 1.8
72	84.5	67.2	+ 17.3		— 1.0	— 1.6
144	39.0	67.4	— 28.4			
216	33.0	67.6	— 34.6			
					— 1.6	— 1.8

Folgerung: Durch eine an einem Hängerohr außen in Höhe der inneren Eisenmasse befestigte und sich mitdrehende Eisenmasse von 95 mg wurde zwar die Nullage um 18 Skalenteile verändert, es blieben jedoch die Ausschläge relativ zu der Nullage unverändert. Demnach kann man annehmen, daß die mit der Waage sich drehenden Eisenteile, jedenfalls solange sie klein sind, das Resultat nicht verfälschen. Insbesondere wird auch die Vernickelung der Hängeröhre keinen Schaden bringen. Man wird sie jedoch besser vermeiden.

2. Mit der Waage sich nicht drehende Eisenteile. Es wurden dieselbe Waage und dieselben Gehänge wie vorhin benutzt, außerdem vier Eisenstäbe (Zeltheringe) im Gesamtgewicht von 6.5 kg mit den Langseiten nebeneinander so auf den Boden gelegt, daß ihr Schwerpunkt nacheinander in Abständen*) 1. = ∞ , 2. = 0.5 m, 3. = 1 m, 4. = 0.5 m auf der entgegengesetzten Seite, 5. = 30 m auf dem Lot des Waagebalkens im Hängegewicht I errichtet gedacht, von dieser Hängemasse entfernt lag. Die Eisenstäbe lagen stets gleich und in gleichem Azimut, die Waage stand im Azimut 225⁰ und wurde nicht

*) Hierbei ist zu beachten, daß die Voraussetzung des gleichmäßig veränderlichen Feldes nicht mehr überall zutrifft, weshalb die Waage nicht gedreht wurde.

gedreht. Da zeitliche Änderungen vorliegen, wurde auf den Anfang reduziert (I_r und II_r).

Zeit	Lage der Heringe	Gehänge I	Gehänge II	I_r	II_r	Mittel I	Mittel II
11 ^h 50 ^m	1)	48.8	24.6	48.8	24.6	48.8	24.6
12 50	2)	51.8	25.3	51.4	23.9	51.4	23.9
13 50	3)	50.6	26.9	50.1	24.0	50.1	24.0
14 50	5)	50.7	28.9	50.0	24.5	49.8	24.4
15 50	2)	53.2	29.7	51.4	23.9	—	—
16 50	4)	53.6	31.9	51.7	24.7	51.7	24.5
17 50	2)	53.8	32.6	51.4	23.9	—	—
18 50	5)	52.4	34.5	49.7	24.3	—	—

Folgerung: Eine im Außenraum vorhandene Eisenmasse von 6.5 kg beeinflusste bis auf einen Abstand von einigen Metern die magnetische Waage merklich. Bei einem horizontalen Abstand von 0.5 m betrug die Wirkung etwa 2.5 Skalenteile (bei Waage I, die nach den Verhältnissen am meisten beeinflusst werden muß).

Eine 50 kg schwere Eisenmasse rief unter denselben Umständen bei verschiedenen Waagen übereinstimmend in 2 m Entfernung einen Ausschlag von 2.5 Skalenteilen hervor.

Man kann daraus schließen, daß die in der Waage enthaltenen nicht mitgedrehten Eisenmassen infolge ihrer größeren Nähe eine empfindliche Verzerrung der Meßgrößen mit sich bringen müssen.

Diese Verzerrung läßt sich nur bestimmen durch Vergleiche mit einem Vertikalvariometer, besser aber ist es, eine eisenfreie Waage zu benutzen.

3. Versuche mit einem Holzrohr. Um jeden magnetischen Störungseinfluß des Hängerohres, das ja der Eisenmasse am nächsten liegt, von vornherein aus dem Wege zu gehen, wurden auch Versuche mit einem aus Ahorn bestehenden Holzrohr gemacht, das an der Innen- und Außenwand mit Aluminiumfolie überklebt wurde, für deren Erdableitung gesorgt war.

Es zeigte sich, daß die in den verschiedenen Azimuten herbeigeführten Gleichgewichtslagen nicht reproduzierbar waren. Eine sichere Erklärung hierfür konnte nicht gefunden werden, jedoch dürften irreguläre Luftbewegungen infolge der verschiedenen Wärmeleitfähigkeit von Ahorn und dem Kupfer der Kastengewandungen sehr gestört haben.

C. Messungen zur Bestimmung der magnetischen Gradienten. 1. Süß-Waage (visuell). Hängegewicht 28 g Eisen (Dynamoblech des Eisenhüttenwerkes Thale) in 200 Scheiben zerschnitten, 7 mm Durchmesser, 8 cm Länge, gut ausgerichtet.

Magnetisch, Lage ε

Zeit	Temp.	Azimut	n	n_0	$n - n_0$
7 ^h 58 ^m	16.4 ⁰	180 ⁰	14.57	—	+ 0.23
8 57	16.4	252	15.05	—	+ 0.71
9 57	16.2	324	14.45	14.34	+ 0.11
10 56	16.1	36	13.62	14.35	— 0.73
12 00	16.3	108	14.02	—	— 0.33
13 23	16.5	180	14.61	—	+ 0.26

Magnetisch, Lage 360 — ϵ

Zeit	Temp.	Azimut	n	n_0	$n - n_0$
14 ^h 40 ^m	16.7 ^o	180 ^o	13.69		— 0.66
15 40	16.8	252	14.18		— 0.17
17 00	17.0	324	14.97	14.35	+ 0.62
18 15	17.0	36	14.73	14.33	+ 0.40
19 27	17.0	108	14.19		— 0.14
20 30	16.9	180	13.59		— 0.74

Gravimetrisch

Zeit	Temp.	Azimut	n	n_0	$n - n_0$
17 ^h 00 ^m	17.8 ^o	180 ^o	13.64		— 0.37
18 00	18.0	252	14.52		+ 0.51
19 12	18.0	324	14.72	14.01	+ 0.71
20 12	18.1	36	13.77	14.01	— 0.24
21 33	17.9	108	13.42		— 0.59
22 50	—	180	13.62		— 0.39

Zusammenstellung

α	$\frac{\text{mg } \epsilon}{n - n_0}$	$\frac{\text{g}}{n - n_0}$	Diff. I	$\frac{\text{mg } (360 - \epsilon)}{n - n_0}$	$\frac{\text{g}}{n - n_0}$	Diff. II	$\frac{\text{I} + \text{II}}{2}$
180 ^o	+ 0.24	— 0.38	+ 0.62	— 0.70	— 0.38	— 0.32	+ 0.150
252	+ 0.71	+ 0.51	+ 0.20	— 0.17	+ 0.51	— 0.68	— 0.240
324	+ 0.11	+ 0.71	— 0.60	+ 0.62	+ 0.71	— 0.09	— 0.345
36	— 0.73	— 0.24	— 0.49	+ 0.40	— 0.24	+ 0.64	+ 0.075
108	— 0.33	— 0.59	+ 0.26	— 0.14	— 0.59	+ 0.45	+ 0.355

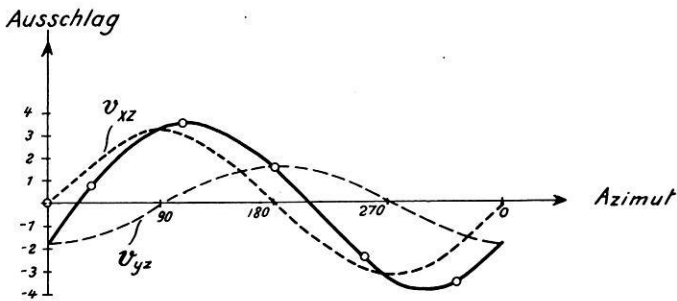


Fig. 2. Messungsergebnis und Gradienten

$$\begin{aligned}
 V_{xz} &= -3.2 \text{ Skalenteile } a & \text{Gr} &= 3.7 \text{ Skalenteile } a \\
 V_{yz} &= -1.8 \quad \quad \quad \quad a & \alpha_N &= 209.4^{\circ}
 \end{aligned}$$

2. Askania-Waage Nr. 84 (photographisch). Beide Gebänge haben genau gleiche unzerschnittene Eisengewichte von 2.1 g, 8 cm Länge, 2.1 mm Durch-

messer und sind möglichst gut gerade gerichtet: die Torsionskoeffizienten sind dieselben.

Gehänge I, gravimetrisch

α	n	n_0	$n - n_0$	m
0 ⁰	65.8	71.7	— 5.9	— 6.1
72	76.8	71.5	+ 5.3	+ 5.4
144	80.9	71.4	+ 9.5	+ 9.6
216	73.0	71.2	+ 1.8	+ 1.8
288	60.3	71.2	— 10.9	— 10.8
0	65.0	71.1	— 6.1	
72	76.6	71.1	+ 5.5	
144	80.8	71.1	+ 9.7	
216	72.9	71.1	+ 1.8	
288	60.2	71.0	— 10.8	
0	64.8	71.0	— 6.2	
72	76.3	70.9	+ 5.4	

Gehänge II, gravimetrisch

α	n	n_0	$n - n_0$	m
180 ⁰	58.0	51.1	+ 6.9	+ 7.0
252	46.6	51.1	— 4.5	— 4.8
324	41.0	51.1	— 10.1	— 10.1
36	51.0	51.1	— 0.1	— 0.1
108	59.0	51.0	+ 8.0	+ 8.1
180	57.9	51.0	+ 6.9	
252	46.2	51.0	— 4.8	
324	40.9	51.0	— 10.1	
36	50.9	51.0	— 0.1	
108	58.9	50.8	+ 8.1	
180	57.9	50.7	+ 7.2	
252	45.6	50.6	— 5.0	

Gehänge I, magnetisch, Lage ϵ

α	n	n_0	$n - n_0$	m
0 ⁰	41.3	50.0	— 8.7	— 8.9
72	60.6	49.6	+ 11.0	+ 10.7
144	66.2	49.2	+ 17.0	+ 16.9
216	47.0	48.8	— 1.8	— 1.0
288	30.7	48.3	— 17.6	— 17.7
0	39.2	48.0	— 8.7	
72	58.3	48.0	+ 10.3	
144	64.5	47.8	+ 16.7	
216	47.3	47.5	— 0.2	
288	29.4	47.2	— 17.8	
0	37.8	47.0	— 9.2	

Gehänge I, magnetisch, Lage 360° — ε

α	n	n_0	$n - n_0$	m
0°	90.2	103.9	— 13.7	— 13.7
72	112.7	103.7	+ 9.0	+ 9.2
144	124.6	103.5	+ 21.1	+ 21.0
216	105.7	103.3	+ 2.4	+ 2.3
288	84.2	103.1	— 18.9	— 19.0
0	89.2	102.9	— 13.7	
72	111.6	102.7	+ 8.9	
144	123.6	102.7	+ 20.9	
216	105.0	102.8	+ 2.2	
288	84.0	103.1	— 19.1	
0	89.6	103.4	— 13.8	
72	113.5	103.7	+ 9.8	

Gehänge II, magnetisch, Lage ε'

α	n	n_0	$n - n_0$	m
180°	72.5	68.0	+ 4.5	+ 6.4
252	57.5	68.0	— 10.5	— 10.7
324	57.0	67.8	— 10.8	— 12.6
36	71.0	68.3	+ 2.7	+ 3.4
108	81.1	68.3	+ 12.8	+ 13.6
180	75.0	67.7	+ 7.3	
252	57.3	68.2	— 10.9	
324	54.3	68.7	— 14.4	
36	73.2	69.1	+ 4.1	
108	83.8	69.3	+ 14.5	
180	76.9	69.5	+ 7.4	

Gehänge II, magnetisch, Lage 360 — ε'

α	n	n_0	$n - n_0$	m
180°	83.7	63.5	+ 20.2	+ 19.5
252	52.2	63.2	— 11.0	— 10.5
324	37.0	63.0	— 26.0	— 25.1
36	57.7	62.5	— 4.8	— 5.0
108	84.6	62.6	+ 22.0	+ 21.0
180	81.0	62.8	+ 18.2	
252	52.6	62.8	— 10.2	
324	38.2	62.5	— 24.3	
36	57.7	63.0	— 5.3	
108	83.1	63.1	+ 20.0	
180	83.3	63.2	+ 20.1	
252	53.0	63.3	— 10.3	

Gehänge I, gravimetrisch

α	n	n_0	$n - n_0$	m	m
0 ⁰	56.0	62.3	— 6.3	— 6.4	— 6.1
72	67.8	62.1	+ 5.7	+ 5.8	+ 5.4
144	71.0	61.9	+ 9.1	+ 9.2	+ 9.6
216	63.1	61.6	+ 1.5	+ 1.4	+ 1.8
288	51.6	61.4	— 9.8	— 10.0	— 10.8
0	54.6	61.2	— 6.6		
72	66.8	61.0	+ 5.8		
144	70.0	60.7	+ 9.3		
216	61.9	60.5	+ 1.4		
288	50.0	60.3	— 10.3		
0	53.8	60.1	— 6.3		
72	65.8	59.9	+ 5.9		
144	69.0	59.7	+ 9.3		

Gehänge II, gravimetrisch

α	n	n_0	$n - n_0$	m	m
180 ⁰	54.1	48.6	+ 5.5	+ 6.4	+ 7.0
252	43.8	47.9	— 4.1	— 4.2	— 4.8
324	37.1	46.9	— 9.8	— 10.7	— 10.1
36	45.2	45.9	— 0.7	— 0.6	— 0.1
108	54.1	44.8	+ 9.3	+ 9.0	+ 8.1
180	49.9	43.7	+ 6.2		
252	38.6	42.6	— 4.0		
324	30.6	41.5	— 10.9		
36	39.9	40.5	— 0.6		
108	48.3	39.5	+ 8.8		
180	46.0	38.5	+ 7.5		
252	33.0	37.5	— 4.5		
324	24.9	36.3	— 11.4		

Zusammenstellung

Gehänge I

α	$\frac{\text{mg } \epsilon}{n - n_0}$	$\frac{g}{n - n_0}$	Diff. I	$\frac{\text{mg } (360 - \epsilon)}{n - n_0}$	$\frac{g}{n - n_0}$	Diff. II	$\frac{\text{I} + \text{II}}{2}$
0 ⁰	— 8.9	— 6.3	— 2.6	— 13.7	— 6.3	— 7.4	— 5.00
72	+ 10.7	+ 5.6	+ 5.1	+ 9.2	+ 5.6	+ 3.6	+ 4.35
144	+ 16.9	+ 9.4	+ 7.5	+ 21.0	+ 9.4	+ 11.6	+ 9.55
216	— 1.0	+ 1.6	— 2.6	+ 2.3	+ 1.6	+ 0.7	— 0.95
288	— 17.7	— 10.4	— 7.3	— 19.0	— 10.4	— 8.6	— 7.95

Gehänge II

α	$\frac{\text{mg } \epsilon}{n - n_0}$	$\frac{g}{n - n_0}$	Diff. I	$\frac{\text{mg } (360 - \epsilon)}{n - n_0}$	$\frac{g}{n - n_0}$	Diff. II	$\frac{\text{I} + \text{II}}{2}$
180 ⁰	+ 6.4	+ 6.7	— 0.3	+ 19.5	+ 6.7	+ 12.8	+ 6.25
252	— 10.7	— 4.6	— 6.1	— 10.5	— 4.6	— 5.9	— 6.00
324	— 12.6	— 10.4	— 2.2	— 25.1	— 10.4	— 14.7	— 8.45
36	+ 3.4	— 0.3	+ 3.7	— 5.0	— 0.3	— 4.7	— 0.50
108	+ 13.6	+ 8.6	+ 5.0	+ 21.0	+ 8.6	+ 12.4	+ 8.70

Die beiden Gehänge stimmen somit sowohl in Amplitude als in Phase überein. Der Übergang ins absolute Maßsystem bietet keine Schwierigkeit, ist jedoch nicht geschehen, weil die Momente zur Zeit der Messung nicht bekannt waren. Man erkennt, daß die Änderungsgeschwindigkeit der Vertikalkomponente an dem Orte der Messung eine sehr beträchtliche gewesen sein muß.

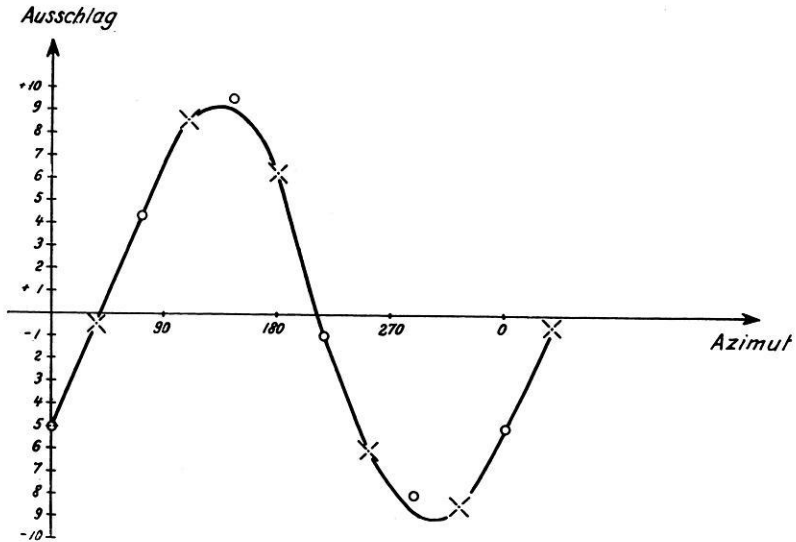


Fig. 3. Übereinstimmung der Gehänge

$$\begin{array}{ll}
 V_{xz} = -7.2 \text{ Skalenteile } b & \text{Gr} = 8.7 \text{ Skalenteile } b \\
 V_{yz} = -4.9 \text{ „ } b & \alpha_N = 214.0^\circ
 \end{array}$$

Schluß. Die abgeleiteten Potentialgrößen stellen zwar die tatsächlich vorhandenen räumlichen Variationen des Erdfeldes dar, enthalten aber noch Anteile, die zwecks Anwendbarkeit in der praktischen Geophysik beseitigt werden müssen. Diese sind

1. Die Wirkung der Eisenreste in der Waage, die zum Teil eine systematische Verzerrung hervorrufen. Man muß somit eine peinlich eisenfreie Waage herstellen, was ohne große Schwierigkeiten möglich ist.

2. Die magnetische Geländewirkung aller Massen der näheren und strengenommen auch weiteren Umgebung, soweit sie von der Horizontalebene durch den Waagenfuß abweichen. Diese Wirkung kann durch spezielle Untersuchung der in Frage kommenden Gesteinspartien berechnet werden.

3. Die Anteile der zeitlichen Variationen der erdmagnetischen Kräfte (tägliche Variation, magnetische Stürme). Da jedoch das normale Erdfeld nur einen Gradienten von $0.4 \cdot 10^{-9}$ cgs erzeugt, so kann man erkennen, daß diese Art von Messungen durch die erdmagnetischen Variationen meßbar überhaupt

nicht beeinflußt wird — ein Vorzug, den sie vor allen bekannten magnetischen Messungen besitzt, die aus diesem Grunde in ihrer Empfindlichkeit nicht voll ausgenutzt werden können.

4. Der Temperatureinfluß auf das magnetische Moment und dessen zeitliche Veränderungen, die empirisch ermittelt werden müssen.

Es liegt nahe, den Vergleich zwischen Gravitation und Magnetismus auch in der praktischen Auswirkung zu ziehen.

Obwohl man bereits lange vorher gravimetrisch den Kraftvektor messen konnte, brachte doch die Beobachtung der Gradienten und Krümmungsgrößen wegen ihrer Anschmiegarkeit erst den praktischen Erfolg. So wird man auch nicht sagen können, daß die Messung magnetischer Gradienten überflüssig sei, weil man ja die Kräfte schnell und genau genug messen könne.

Eine Anwendungsmöglichkeit erscheint gegeben bei solchen tektonischen Störungen, die sich magnetisch nur so schwach abheben, daß sie an der Grenze der Meßbarkeit durch das Vertikalvariometer liegen, wie z. B. bei Salzdomen.

Die Messungen wurden ausgeführt mit gütiger Unterstützung der Gesellschaft der Freunde der Aachener Hochschule und der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft. Die benutzten Drehwaagen sowie Räume und Materialien hat dankenswerterweise die Seismos G. m. b. H., Hannover, zur Verfügung gestellt. Die Messungen werden weitergeführt.

Literatur

R. v. Eötvös: Untersuchungen über Gravitation und Erdmagnetismus. Ann. d. Physik u. Chemie **59**, 354.

R. Schumann: Über eine Drehwaagen-Feldmessung mit hängendem Eisen-
gewicht. Mitt. a. d. Markscheidewesen 1931/32.

Referate und Mitteilungen

Meteorologisches Taschenbuch, herausgegeben von F. Linke. Zweite Ausgabe, Leipzig, Akad. Verlagsges. 1933. 8°, XII, 336 S. Preis brosch. RM 15.—.

Inhaltsverzeichnis. II. (Fortsetzung). Die meteorologischen Institute. IV. (Nachtrag). Verzeichnis der Funkstellen, die regelmäßig Wettertelegramme aus-senden. Von K. Keil, Berlin. V. (Nachtrag). Schlüssel für Wettertelegramme. Von K. Keil, Berlin. X. Grundlagen, Einheiten und Formeln der atmosphärischen Strahlen-forschung. Von F. Linke, Frankfurt a. M. XI. Apparate und Meßmethoden der atmosphärischen Strahlungsforschung. Von F. Albrecht, Potsdam. XII. Luft-
elektrizität, Grundlagen und Meßmethoden. Von H. Israel, Leiden. XIII. Be-
arbeitung aerologischer Messungen. Von G. Stüve, Frankfurt a. M. XIV. Rechnerische
und mathematisch-statistische Hilfsmittel des Meteorologen. Von Franz Baur,
Frankfurt a. M. XV. Meteorologisches Wörterbuch. Von C. Kassner, Berlin,
C. F. Talman, Washington und P. Wehrlé, Paris. IX. Konstanten und Tabellen.

Die zweite Ausgabe des Taschenbuches hält durchaus das, was die inzwischen überall bewährte erste versprochen hat. Beide sind nicht für den Anfänger, vielmehr für den Fachmeteorologen bestimmt und werden besonders auch den Forschern der geophysikalischen und biologischen Grenzgebiete erwünscht sein. Das Taschenbuch ist vorläufig abgeschlossen, eine Anleitung für bioklimatische und mikroklimatische Arbeiten ist wegen der zu wenig abgeschlossenen Entwicklung dieser Gebiete — mit Recht — vorläufig zurückgestellt worden.

Kap. II, d) enthält eine Liste von etwa 100 Instituten und Observatorien, an denen atmosphärische Strahlenforschung getrieben wird, mit Angabe der Direktoren und der Apparaturen. (Hier ist richtigzustellen bei Wyk auf Föhr: Bioklimatische Forschungsstelle a. d. Univ. Kiel, Nordseestation Wyk a. F. Phys. Leiter K. Büttner, Beobachter E. Sydow. Aktinometer, Pyranograph, Ultraviolett-Messungen.)

Kap. II, e) verzeichnet die Institute, an denen luftelektrisch gearbeitet wird, im ganzen etwa 50, mit Angabe der Direktoren. (Hier ist nachzutragen: Geophysikalisches Institut Göttingen. Dir. G. Angenheister und Bioklimatische Forschungsstelle Kiel, Nordseestation Wyk a. F., K. Büttner-E. Sydow.)

In Kap. II, f) hat H. Hergesell die Liste der aerologischen Institute und Stationen mit Angabe der dort angewandten Aufstiegsmethoden zusammengestellt.

In Kap. X gibt Linke sowohl die wichtigsten physikalischen Definitionen und Gesetze der Strahlung wie auch die aller wesentlichen meteorologischen Anwendungen: Extinktion, Trübungsfaktor, Himmelsstrahlung, Ausstrahlung, Polarisierung, Sichtweite.

Albrecht (Kap. XI) teilt die Strahlungsgeräte, wie das allgemein gemacht werden sollte, nach Crova-Michelson ein. Alle bekannten kalorimetrischen Apparate Pyrheliometer, Aktinometer, Spektralaktinometer, Pyranometer, Pyrgeometer und Effektivpyranometer werden mit Angabe der wichtigsten Apparatkonstanten, jedoch meist ohne kritischen Vergleich der Einzelapparate beschrieben. Zu den photometrischen Apparaten gehören die eigentlichen optischen, die lichtelektrischen — bei denen die Photozellenapparaturen der Praxis besonders berücksichtigt werden —, die eigentlich photochemischen und die photographischen, insbesondere spektrographischen. Lichtfilter, Mattgläser, Schwärzungen usw. sind hier wohl erstmalig in ihren wichtigsten Eigenschaften zusammengefaßt. In einer späteren Auflage könnten hier die Kugelaktinometer sowie die Apparate für den Wärmeumsatz im Erdboden Aufnahme finden.

Israel (Kap. XII) beschreibt recht vollständig das moderne luftelektrische Instrumentarium. Die Technik der Elektrometer, der Messung schwerer Ionen hat sich so schnell geändert, daß dieser Abschnitt auch in vielem die Handbücher ersetzen wird, deren Einteilung er sich im übrigen angleicht. Der Abdruck der „Mittelwerte der luftelektrischen Größen“ (nach G. Angenheister) erleichtert überschlägliche Rechnungen sehr und dürfte auch für die anderen Kapitel sich empfehlen.

Stüve (Kap. XIII) gibt die wichtigsten Grundlagen für die Auswertung aerologischer Diagramme, besonders ausführlich für die Druckhöhenkurve, ferner aber auch für deren synoptische Verarbeitung.

Baur (Kap. XIV) stellt zunächst die in Frage kommenden Regeln des praktischen Rechnens zusammen, z. B. über numerische Differentiation, Annäherung empirischer Formeln, harmonische Analyse, aber auch über Näherungsformeln für das Rechnen mit kleinen Größen, ferner unter „mathematische Statistik“ die Regeln über die Häufigkeitsverteilung, Korrelationsrechnung usw.

Kassners (Kap. XV) meteorologisches Wörterbuch — deutsch, englisch, französisch — füllt eine merkbare Lücke aus. Für eine Neuauflage wäre die Aufnahme der Fachworte der Strahlenforschung, Luftelektrizität und Bioklimatologie erwünscht.

Zum Schluß finden wir über 50, auf Grund der neuesten Forschung zusammengestellte wertvolle Tabellen, deren Besprechung hier zu weit führen würde.

K. Büttner, Kiel.

Geophysikalische Berichte

G. Angenheister. Louis Agricola Bauer †. *ZS. f. Geophys.* 8, 253—255, 1932, Nr. 6/7. Scheel.

Erich v. Drygalski. Das Meteorwerk. *Naturwissensch.* 20, 751—752, 1932, Nr. 41. H. Ebert.

Ulrich Chorus und Fritz Levi. Luftelektrische Erscheinungen und Witterungseinflüsse auf den Menschen. (Bemerkungen zur Arbeit von Kurt Franke.) *Strahlentherapie* 44, 197—200, 1932, Nr. 1. In einer kurzen Kritik der Arbeit von K. Franke (*Strahlentherapie* 43) wird darauf hingewiesen, daß die Änderungen des Ionenbestandes der Luft, die Franke als physiologisch wirksam betrachtet, nur durch nahe und nächste (und häufig nicht meteorologische) Einwirkungen zustande kommen können, nicht aber durch Störungen an hohen und fernen Grenzflächen (als eine Art Fernwirkung), wie sie Franke andererseits im Einklang mit anderen Autoren als physiologisch wirksam ansieht. Daß die einfachen meteorologischen Elemente (Luftdruck, Temperatur, relative Feuchtigkeit, Windverhältnisse) und das Potentialgefälle des Luftpörpers ätiologisch nicht in Frage kommen, scheint auch den Verf. erwiesen. Sie eignen jedoch zu der Auffassung, daß eher die schnellen Druckschwankungen als irgendwelche elektrische Erscheinungen maßgebend sind. Risse.

C. Kassner. Taschenwinkelmesser (Jakobstab). Berichtigung. *Meteorol. ZS.* 49, 360, 1932, Nr. 9. Bei verschiedenen früher in den Handel gekommenen Taschenwinkelmessern (Jakobstab) (*Meteorol. ZS.* 28, 67—69, 1911) werden die Winkel zu groß gemessen, weil die Körner K und K^1 nicht 9 cm, sondern nur 8,4 cm von M abstehen [vgl. *Fortschr. d. Phys.* 67 (3), 456, 1911].

Fritz Hänsch.

Max Schuler. Zur Berechnung der Gleichgewichtslage von gemessenen Schwingungen auf Grund der Fehlertheorie. *ZS. f. angew. Math. u. Mech.* 12, 152—156, 1932, Nr. 3. Zuerst zeigt der Verf., daß die bisherigen Regeln für die Berechnung der Gleichgewichtslage, die sich bei Kohlrausch und in der Vermessungskunde finden, nicht richtig sein können. Bei seinen folgenden Rechnungen legt er nicht den einzelnen Umkehrpunkt, sondern den beobachteten Schwingungsbogen der Ausgleich zugrunde. Dabei ergibt sich für jeden Halbschwingungsbogen eine Gleichgewichtslage, falls die Dämpfung vernachlässigt werden kann. Bei gedämpfter Schwingung kann man aus einem vollen Schwingungsbogen eine Gleichgewichtslage bestimmen. Aus allen so bestimmten Gleichgewichtslagen wird dann das arithmetische Mittel genommen, und man erhält so einfache Formeln für die mittlere Gleichgewichtslage des ganzen Schwingungsvorganges. Die Formeln sind je nach der Größe der Dämpfung verschieden gebaut. Hat man ν aufeinanderfolgende Umkehrpunkte beobachtet mit den Werten a_1 bis a_ν , so ergibt sich die Gleichgewichtslage G für ungedämpfte

Schwingung: $G = \frac{1}{(\nu - 1)} \cdot \left(\frac{a_1 + a_\nu}{2} + \sum_2^{\nu-1} a \right)$; für gedämpfte Schwingung:

$G = \frac{1}{\nu - 1} \cdot \left(\frac{z}{1 + z} \cdot a_1 + \frac{1}{1 + z} \cdot a_\nu + \sum_2^{\nu-1} a \right)$. Dabei ist z das Dämpfungs-

verhältnis von zwei aufeinanderfolgenden Halbschwingungsbogen, also $\log 1/z = \lambda = \log$ Dekrement. Die zweite Formel geht in die erste über, wenn man $z = 1$ setzt. Man sieht daraus, daß sämtliche Umkehrpunkte voll zu bewerten sind; nur die Bewertung des ersten und letzten Umkehrpunktes richtet sich nach der Größe der Dämpfung. Sie wird $1/2$ für die ungedämpfte Schwingung. Für den

Fall, daß das log. Dekrement nicht konstant ist, finden sich ebenfalls Formeln in der Abhandlung. Die Berechnung des mittleren Fehlers ist bei den verschiedenen Dämpfungen angegeben.

Schuler.

Hans Gebelein. Das abrollende physikalische Pendel. *ZS. f. Geophys.* 8, 272—282, 1932, Nr. 6/7. Die Abhängigkeit der Schwingungsdauer von der Amplitude bei auf Schneiden gelagerten Präzisionsuhren entspricht nicht der Theorie des auf unendlich spitzer Schneide oder des auf einer Schneide mit konstantem Krümmungsradius abrollenden physikalischen Pendels. In der vorliegenden Arbeit wird die Theorie des auf einer Schneide von beliebig geformtem Querschnitt abrollenden Pendels so weit durchgeführt, daß aus der experimentell gefundenen Abhängigkeit der Schwingungsdauer von der Amplitude Schlüsse auf die Form des Schneidenquerschnitts möglich sind. Zum Schluß wird angedeutet, wie man durch Herstellung einer geeigneten Schneidenform eine von der Amplitude nahezu unabhängige Schwingungsdauer erhalten kann.

K. Jung.

An improved observatory barometer. *Journ. scient. instr.* 9, 293—295, 1932, Nr. 9.

H. Ebert.

Teiji Sano. On the lag of the marine barometer. *Mem. Imp. Marine Obs. Kobe, Japan* 5, 85—103, 1932, Nr. 2. Marinebarometer zeigen eine erhebliche Trägheit gegenüber plötzlichen Änderungen des Barometerstandes. Ihre praktische Erklärung findet die Trägheit in deren engem Verbindungsrohre der beiden weiteren Schenkel. Theoretisch erfaßt werden die Vorgänge unter Heranziehung des Poiseuilleschen Gesetzes. Dadurch wird eine Schätzung des Fehlers gegenüber plötzlichen Luftdruckschwankungen möglich; zugleich lehren die Gleichungen, daß bei täglichen oder halbtäglichen Schwankungen kein Einfluß der Trägheit bemerkbar ist.

H. Ebert.

E. Kleinschmidt. Bemerkungen zu: „Zur Erklärung der Wirkung des Sprung-Fuessschen Laufgewichtswaagebarographen“ von Škreb. *Meteorol. ZS.* 49, 398—399, 1932, Nr. 10.

A. Pfeiffer. Zur Erklärung der Wirkung des Sprung-Fuessschen Laufgewichtswaagebarographen. *Meteorol. ZS.* 49, 399—400, 1932, Nr. 10.

Scheel.

Arthur L. Day. Experiences of a seismologist with „seismic methods“. *National Res. Counc.* 1932, S. 42—44. An Hand von Experimenten werden die seismischen Untersuchungsmethoden einer kritischen Betrachtung unterzogen.

W. Schneider.

George E. Merritt. Applications of interferometric tiltmeters in the problems of geophysics. (Abstract.) *National Res. Counc.* 1932, S. 98—101. In einem kurzen Bericht wird mitgeteilt, daß sich der Neigungsmesser nach den bisher gemachten Versuchen für viele Zwecke der Geophysik eignen wird.

W. Schneider.

W. E. Knowles Middleton. A source of error in measuring radiation on a horizontal surface. *Gerlands Beitr.* 37, 25—36, 1932, Nr. 1. Der Verf. weist darauf hin, daß bei horizontalen Auffangflächen das Absorptionsvermögen eine unregelmäßige Abhängigkeit vom Einfallswinkel zeigt und daß dies als Fehlerquelle bei Strahlungsmessungen zu beachten ist. Bei Bedeckung der wirksamen Fläche mit einem durchlässigen Schutz, wie bei Zellen, hängen der Reflexionskoeffizient des Schutzglases, seine Durchlässigkeit und der Betrag des die Zelle erreichenden Lichtes vom Einfallswinkel ab. Es wird die Versuchsanordnung zur Feststellung des Einflusses des Einfallswinkels beschrieben und das Ergebnis der Untersuchung zweier Pyranometer mitgeteilt.

F. Steinhauser.

Fritz Albrecht. Ein Meßgerät für die Messung des Wärmeumsatzes im Erdboden. *Meteorol. ZS.* 49, 294—299, 1932, Nr. 8. Zur Messung des Wärmeumsatzes, der Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität im Erdboden wird ein Meßgerät verwendet, das im wesentlichen aus zwei horizontalen im Abstände von etwa 1,3 cm übereinanderliegenden Widerstandsthermometern besteht. Aus der Beobachtung oder Registrierung der Temperaturdifferenz dieser Thermometer läßt sich in bekannter Weise die Wärmemenge bestimmen, welche die Schicht zwischen den Thermometern durchströmt, wenn die Leitfähigkeit der Schicht bekannt ist. Zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit wird von Zeit zu Zeit dem unteren Thermometer eine bekannte Wärmemenge zugeführt und die Änderung des Temperaturgefälles bestimmt, welche durch die Wärmezufuhr verursacht wird. Bei der Berechnung muß der Einfluß der technisch notwendigen isolierenden Schutzhülse der Widerstandsthermometer berücksichtigt werden. Die Gleichung dafür wird abgeleitet. Mittels ihrer läßt sich das Meßgerät durch Einbringen in ein Medium bekannter Wärmeleitfähigkeit eichen. Bei Eichung mittels zweier Medien sehr verschiedener bekannter Wärmeleitfähigkeiten läßt sich auch die Temperaturempfindlichkeit bestimmen, so daß man auf eine Trennung der Thermometer zwecks Eichung nach der üblichen Weise verzichten kann. Wegen der Einzelheiten der Eichung — es muß z. B. bei Eichung in Flüssigkeiten die Wärme Konvektion berücksichtigt werden — muß auf die Arbeit verwiesen werden. Es werden zwei Ausführungsformen angegeben. Die ältere hat für die Erzeugung der Übertemperatur besondere Heizwicklungen; bei der neuen vereinfachten Form können die Widerstandsthermometer selbst zur Heizung benutzt werden. Die Temperaturdifferenz wird in Brückenschaltung durch Messung des Ausschlages des Brückengalvanometers bestimmt.

Hiedemann.

Harold Jeffreys. On the figure of the earth. *Gerlands Beitr.* 36, 206—211, 1932, Nr. 2/3. Anschließend an Hopfners Arbeit „Neue Wege zur Bestimmung der Erdfigur“ weist Verf. auf Stokes' Arbeiten hin und legt ihre Beziehung zur Brunschen Formel dar.

F. Steinhauser.

Karl Jung. Zur Abschätzung von Geoidundulationen und Abplattung. (Ergänzungen und Verbesserungen zu F. Ackerl: Das Geoid.) *Gerlands Beitr.* 36, 212—239, 1932, Nr. 2/3. Die von Ackerl aus nach Prey reduzierten Schwerewerten und nach dem Verfahren von Bruns und Hopfner abgeleiteten Geoidundulationen ergeben zu große Werte, da die Formel von Bruns einer Ergänzung bedarf. Die starke Abweichung des von Ackerl berechneten Wertes der Abplattung von dem bisher anerkannten wird aus der hier unstatthaften Anwendung des Clairautschen Theorems und als Einfluß der stark positiv gestörten Inselstationen erklärt. Die Fälschung der Schwereformel Ackerls durch die Inselstationen wird dadurch gezeigt, daß die mit Beschränkung auf die Nordhalbkugel allein, wo die Inseln weniger ausschlaggebend sind, berechnete Schwereformel den Formeln Helmerts und Bowies schon wesentlich näher kommt. Der Verf. leitet die vollständige Formel für die Geoidundulationen ab, gibt die damit berechneten Abweichungen von Ackerls Werten an und kommt zu dem Schluß, daß dessen Methode wegen der notwendigen, aber unsicheren Schätzungen der Dichte und Mächtigkeit der unter dem Geoid liegenden Störungsmassen kaum zu brauchen ist. Die Ergänzung zum Clairautschen Theorem wegen der über dem Gebid liegenden Massen wird abgeleitet. Die dadurch und durch geeignete Auswahl der Schwerewerte erzielte Korrektur bringt Ackerls Abplattungswert dem Wert $\frac{1}{297}$ näher.

F. Steinhauser.

F. Ackerl. Erwiderung auf K. Jungs Abhandlung „Zur Abschätzung von Geoidundulationen und Abplattung“. *Gerlands Beitr.* 36,

240—241, 1932, Nr. 2/3. Der Verf. beanstandet in Jungs Ableitung der Formel für die Berechnung der Geoidundulationen, daß dieser den Aufpunkt nur sehr nahe der kondensierten Schicht wählt und ihn nicht in die kondensierte Schicht verlegt, und verteidigt seine Verwendung von Clairauts Theorem. *F. Steinhäuser.*

E. Kronmann. Bemerkung zu der Arbeit „Geochemie des Rheniums“ von I. und W. Noddack. *ZS. f. phys. Chem. (A)* **161**, 395—396, 1932, Nr. 4/5. *H. Ebert.*

Morisô Hirata. X-Ray Diffractions by Volcanic Glasses and Ashes. *Scient. Pap. Phys. Chem. Res. Tokyo* **18**, 237—244, 1932, Nr. 370/372. Die Röntgendiagramme verschiedener glasartiger Gesteine und Aschen vulkanischen Ursprungs (Obsidiane, Bimssteine usw. von verschiedenen Fundorten Japans) werden untersucht und miteinander verglichen. Aus der Änderung dieser Diagramme mit steigender Temperatur schließt der Verf., daß das in diesen Gesteinen enthaltene Wasser am molekularen Aufbau unmittelbar beteiligt ist. *H. Volkmann.*

F. Böhounek und W. Santholzer. Über die Radioaktivität der Gesteine aus dem Uranpecherzbergbaurevier von St. Joachimsthal in Böhmen. *Gerlands Beitr.* **33** (Köppen-Band II), 60—69, 1931. Es ist die Joly'sche Methode für schnelles Arbeiten mit billigem Material ausgebaut. *H. Ebert.*

Satoyasu Iimori, Jun Yoshimura and Shin Hata. The Occurrence of Feebly Radioactive Lateritic Soil in Japan. *Bull. Inst. Phys. Chem. Res.* **11**, 901—909, 1932, Nr. 8 (Japanisch); *Abstr. (Beilage zu Scient. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo* **18**, Nr. 373—375, 1932) **11**, 99—109, 1932, Nr. 8 (Englisch). *K. W. F. Kohlrausch.*

Franz Ackerl. Die Schwerkraft am Geoid. *Wiener Ber.* **141** [2a], 303—439, 1932, Nr. 5/7. Bereits berichtet nach *Wiener Anz.* 1932, S. 41; *vergl. Phys. Ber.* **13**, 1021, 1932. *Scheel.*

Richard Uhden. Die Entstehung der Wüstentäler. *Naturwissensch.* **20**, 786—791, 1932, Nr. 43.

J. H. L. Vogt †. On the average composition of the earth's crust, with particular reference to the contents of phosphoric and titanitic acid. *Skrifter Oslo* 1931, Nr. 7, 48 S., 1932. *H. Ebert.*

Torahiko Terada and Naomi Miyabe. Tilting and Strength of Earth's Crust. *Proc. Imp. Acad. Tokyo* **8**, 288—291, 1932, Nr. 7. Die in Japan ausgeführten Nivellements und Vermessungen haben ergeben, daß die Halbinseln auf der pazifischen Seite Japans sich alle nach Süden hin geneigt haben. Der Betrag der Neigung beträgt pro Jahr und Längeneinheit der Größenordnung nach 10^{-7} . *W. Schneider.*

R. Spitaler. Die sommerliche Temperaturkurve während der Eiszeit. *Gerlands Beitr.* **37**, 94—103, 1932, Nr. 1. Der Verf. berechnet für verschiedene Exzentrizitäten von $e = 0,00$ bis $e = 0,07$ und bei Perihelstellungen $II = 90^\circ$ und $II = 270^\circ$, die in ungefähr 10 000 Jahren aufeinander folgen, die Sommertemperaturen für 40° nördl. Breite von vor 1 510 000 Jahren bis zur Gegenwart und stellt sie graphisch dar. Je größer die Exzentrizität, um so größer sind die Unterschiede der Sommertemperaturen für $II = 90^\circ$ und $II = 270^\circ$. Auf Grund dieser Temperaturkurve wird die Gliederung der Eiszeiten besprochen. *F. Steinhäuser.*

R. Spitaler. Die letzte Phase der Eiszeit in Skandinavien und Nordamerika. *Gerlands Beitr.* **37**, 104—108, 1932, Nr. 1. Unter Zugrundelegung seiner Ansicht, daß eine Perihelstellung $II = 135^\circ$ durch heißen Sommer

und Herbst für Gletscherrückgänge am meisten förderlich sei, schätzt der Verf. den ersten skandinavischen Gletscherrückgang in Übereinstimmung mit de Geer auf 8520 Jahre vor 1850, während der nordamerikanische Gletscherrückgang um einen Periheliumlauf um ungefähr 21 000 Jahre zurück anzunehmen ist. *F. Steinhäuser.*

Heinr. Blut. Ein Beitrag zur Theorie der Reflexion und Brechung elastischer Wellen an Unstetigkeitsflächen. (Fortsetzung.) (Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen. VII.) ZS. f. Geophys. 8, 305—322, 1932, Nr. 6/7. Als Fortsetzung der gleichlautenden Veröffentlichung in Heft 3/4 derselben Zeitschrift (Phys. Ber. 13, 1828, 1932) wird zunächst die Berechnung der reflektierten und gebrochenen longitudinalen und transversalen Energieanteile und der Amplituden bei einfallender longitudinaler Bewegung für eine ebene Grenzfläche zwischen Granit und Basalt ebenso durchgeführt wie im ersten Teil für Grenzflächen zwischen Eis und Fels und zwischen Grundgebirge und Deckgebirge. Sodann wird für die Schichtung Eis über Fels das an der freien Eisoberfläche auftretende Amplitudenverhältnis der direkten und reflektierten Welle theoretisch untersucht, wobei nur longitudinale direkte und primäre Wellen betrachtet werden, die Untersuchung sich aber auf longitudinale und transversale reflektierte Bewegungen erstreckt. Die Untersuchung wird durchgeführt für oberflächenparallele und gegen die Oberfläche geneigte ebene Grenzflächen. Für die longitudinale reflektierte Bewegung werden die Ergebnisse als Kurven wiedergegeben. Die von Mothes und Brockamp auf dem Hintereiserner, dem Konkordiaplatz und dem Pasterzeglischer ausgeführten Messungen sind zum Teil in guter Übereinstimmung mit der Theorie. *K. Jung.*

Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Amplitudes of *P*- and *S*-waves at Different Focal Distances. Bull. Earthqu. Res. Inst. 10, 299—308, 1932, Nr. 2. Die Amplituden der *P*-Wellen sind bei mittleren Herdentfernungen kleiner als die der *S*-Wellen, und dieser Unterschied wird mit wachsender Herdentfernung geringer. Die Verf. zeigen, daß diese Eigenschaften Wellen haben, die sich in einem visco-elastischen Medium ausbreiten. *W. Schneider.*

Genrokuro Nishimura. On the Expressions of the Deformation of a Semi-infinite Elastic Body due to the Temperature Variation. Bull. Earthq. Res. Inst. 10, 335—351, 1932, Nr. 2. Der Verf. geht von den folgenden Gleichungen aus:

$$\begin{aligned}
 (\lambda + 2\mu) \frac{\partial \Delta}{\partial r} - \frac{2\mu}{r} \frac{\partial \omega_z}{\partial \theta} + 2\mu \frac{\partial \omega_\theta}{\partial z} &= \alpha \frac{\partial T}{\partial r}, \\
 (\lambda + 2\mu) \frac{1}{r} \frac{\partial \Delta}{\partial \theta} - 2\mu \frac{\partial \omega_r}{\partial z} + 2\mu \frac{\partial \omega_z}{\partial r} &= \alpha \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial \theta}, \\
 (\lambda + 2\mu) \frac{\partial \Delta}{\partial z} - \frac{2\mu}{r} \frac{\partial (r\omega_\theta)}{\partial r} + \frac{2\mu}{r} \frac{\partial \omega_r}{\partial \theta} &= \alpha \frac{\partial T}{\partial z}.
 \end{aligned}$$

λ und μ sind die Lamé'schen Konstanten, T die Temperatur und $\alpha = (\lambda + \frac{2}{3}\mu)c$; c ist der kubische Ausdehnungskoeffizient. T wird so angenommen, daß die Gleichung für die Wärmeleitung in einem homogenen elastischen Körper erfüllt ist, und zwar wird von den verschiedenen Lösungen dieser Gleichung die folgende gewählt:

$$T = e^{-K(k^2 + m^2)t} C_n(kr) \frac{\sin}{\cos} \left. \vphantom{C_n(kr)} \right\} m Z \frac{\sin}{\cos} \left. \vphantom{m Z} \right\} n \theta.$$

$K = K/\gamma \rho$; K = Wärmeleitungsvermögen, γ = spezifische Wärme, ρ = Dichte, k , n und m sind Konstanten, die sich aus den Grenzbedingungen der Temperaturverhältnisse ergaben, und C_n ist die Zylinderfunktion n -ter Ordnung. Unter Einführung der Grenzbedingungen für den elastischen Körper kann dann u , v und w angegeben

werden. Die Ausdrücke für u , v und w sind zu umständlich, als daß sie hier wiedergegeben werden könnten. Weiter behandelt der Verf. noch den Fall, bei dem in den Bewegungsgleichungen für einen elastischen Körper auch die Trägheitskräfte Berücksichtigung finden.

W. Schneider.

Genrokuro Nishimura and Takeo Takayama. On the Effect of a Spherical Cavity on the Equilibrium of the Gravitating Semiinfinite Elastic Solid. Bull. Earthq. Res. Inst. 10, 352—383, 1932, Nr. 2. Es wird der Einfluß eines kugelförmigen Hohlraums auf die Spannungsverteilung in einem elastischen Körper untersucht. Zwei Fälle werden behandelt: 1. Die Spannungsverteilung in der Nachbarschaft eines kugelförmigen Hohlraums in dem Innern eines halbbunendlichen elastischen Körpers unter Berücksichtigung der Wirkung der Schwerkraft. 2. Die Spannungsverteilung in der Nachbarschaft eines kugelförmigen Hohlraums im Innern eines unendlichen elastischen Körpers unter Berücksichtigung von auftretenden Scherkräften.

W. Schneider.

Mishio Ishimoto. Existence d'une source quadruple au foyer simique d'après l'étude de la distribution des mouvements initiaux des secousses sismiques. Bull. Earthq. Res. Inst. 10, 449—471, 1932, Nr. 2. Nach den ersten Einsätzen der Seismogramme lassen sich bei einem Beben zwei Arten von Anfangsbewegungen unterscheiden, je nachdem diese zum Epizentrum hin oder entgegengesetzt gerichtet sind. Der Verf. hat Untersuchungen über die Verteilung dieser beiden Anfangsbewegungen bei einem Beben angestellt. Er hat gefunden, daß die Kurven, die diese beiden Anfangsbewegungen voneinander abgrenzen, bei einigen Beben Kegelschnitte sind.

W. Schneider.

H. Nagaoka. Variations of Latitude and Great Earthquakes. Nature 130, 541, 1932, Nr. 3284.

H. Ebert.

R. Stoneley. On deep-focus earthquakes. Gerlands Beitr. 29, 417—435, 1931, Nr. 3/4. Die Betrachtungen sollen als Nachruf für den ausgezeichneten Forscher H. H. Turner gelten. Sie sollen zeigen, daß seine grundlegenden Untersuchungen über die von ihm entdeckten überraschend großen Herdtiefen zu den Grundlagen der Mechanik keineswegs im Widerspruch stehen.

H. Ebert.

E. De Golyer. The applications of seismic methods to submarine geology. National Res. Council. 1932, S. 37—40. Es wird der Vorschlag gemacht, mit Hilfe eines Geophons die seismischen Untersuchungsmethoden auf die Untersuchung des Untergrundes der Meere zu erstrecken.

W. Schneider.

V. P. de Smitt. Earthquakes in the North Atlantic as related to submarine cables. (Abstract.) National Res. Council. 1932, S. 103—109. Ein kurzer Überblick über die seit 1929 gemachten Untersuchungen über die durch Erdbeben verursachten Kabelbrüche.

W. Schneider.

J. N. Hummel. Untersuchung der Potentialverteilung um verschiedene Störungskörper, die sich in einem an und für sich homogenen Stromfelde befinden. Gerlands Beitr. 21, 204—214, 1929, N. 2/3. Zur Deutung von Potentiallinienbildern, die mittels geoelektrischer Methoden zwecks Aufsuchung von Einlagerungen abweichender Leitfähigkeit aufgenommen sind, ist es vorteilhaft, eine systematische Sammlung aller charakteristischen Fälle zu besitzen. Man gewinnt diese in der Weise, daß man umgekehrt für vorgegebene Körperformen und Elektrodenanordnungen das Potential berechnet und die entsprechenden Bilder aufzeichnet. In der vorliegenden Arbeit wird diese bereits früher begonnene Aufgabe fortgeführt. Insbesondere wird der theoretisch und praktisch wichtige Fall behandelt, daß Rotationskörper, die sich

mit geradgestreckten Gängen oder Adern vergleichen lassen, mit ihrer Längsachse in der Stromrichtung liegen. Für eine solche Einlagerung bestimmter Form, die sich in einer gewissen Tiefe unter der ebenen Erdoberfläche befindet, wird das Potential an der Oberfläche quantitativ exakt berechnet und das entsprechende Potentiallinienbild aufgezeichnet. Das Mittel, das hierzu dient, ist die für ähnliche Probleme wiederholt herangezogene Quellsenkmethode. *J. N. Hummel-Göttingen.*

Egon Schweidler. Die Aufrechterhaltung der elektrischen Ladung der Erde. 68 S., Hamburg, Verlag von Henri Grand, 1932. (Probleme der kosmischen Physik. Herausgegeben von Christian Jensen und Arnold Schwassmann. Bd. 15.) Die systematische und kritische Behandlung der Lösungsversuche für das Grundproblem erfolgt in Kapitel III, nachdem vorher das II. Kapitel eine zusammenfassende Übersicht über den elektrischen Zustand der Erde und der Atmosphäre auf Grund der derzeitigen Resultate gegeben hat. Eine Zusammenfassung (Kapitel IV) und ein Verzeichnis der Literatur (V) bilden den Abschluß. *Scheel.*

Irmgard Hahnfeld. Untersuchungen über die elektrische Raumladung und das elektrische Feld am Boden. ZS. f. Geophys. 8, 89—106, 1932, Nr. 1/2. Parallelregistrierungen von Luftpotential (V), Raumladungsdichte (ρ) der Luft und Flächenladungsdichte (σ) der Erde, letztere mit neu konstruiertem, automatisch registrierendem Apparat, wurden ausgeführt, die Theorie der Instrumente diskutiert. Aus den Beobachtungen wurde auf Grund der Potentialtheorie eine Schicht besonders hoher Raumladungsdichte ($6 \cdot 10^{-7}$ ESE/cm³) am Boden nachgewiesen und ihre Dicke ($2,4 \pm 0,2$ m für Göttingen) errechnet. Aus dem täglichen Gang von V wurde der Anteil dieser Schicht eliminiert, worauf das Morgenminimum stärker, das Abendmaximum schwächer hervortritt als vorher. Demnach scheint ersteres durch die Eigenladung der Erde, letzteres durch die Raumladung der Luft verursacht zu sein. Ferner lassen die Beobachtungen innerhalb der angegebenen Raumladungsschicht eine weitere, wenige Dezimeter dicke Schicht von etwa zehnmal höherer Dichte vermuten. *Hahnfeld.*

R. K. Potter. An estimate of the frequency distribution of atmospheric noise. Proc. Inst. Radio Eng. 20, 1512—1518, 1932, Nr. 9. Der Verf. untersucht die Intensität der atmosphärischen Störungen in Abhängigkeit von der Frequenz, und zwar zwischen 15 und 60 und zwischen 2000 und 20 000 Kilohertz. Insbesondere wird das Verhalten um Mitternacht, zu Mittag und bei lokalen Gewittern, sowie der tägliche Gang an Hand von Kurven besprochen. *Bleeschmidt.*

I. Puig. Le gradient de potentiel atmosphérique à l'Observatoire de l'Ebre (1910—1930). Gerlands Beitr. 33 (Köppen-Band II), 338—350, 1931. *H. Ebert.*

G. Millington. Ionization charts of the upper atmosphere. Proc. Phys. Soc. 44, 580—593, 1932, Nr. 5 (Nr. 245). Die Theorie von Chapman über die Ionisation der oberen Atmosphärenschichten durch Sonnenstrahlung wurde dazu verwendet, eine Reihe von Karten zusammenzustellen, die Linien gleicher Ionendichte auf der ganzen Erdoberfläche angeben. Eine einfache Näherungsmethode zur Lösung der grundlegenden Differentialgleichung der Theorie nach einem schnelleren arithmetischen Verfahren wird beschrieben. Die Karten wurden für Winter-, Äquinoktial- und Sommerbedingungen und verschiedene Parameterwerte gezeichnet. Ein Vergleich dieser Karten mit bereits vorhandenen, empirischer Zusammenstellung, wird mit kurzen Erläuterungen durchgeführt. *Schmerwitz.*

G. R. Wait and O. W. Torreson. Slow-moving ions in the atmosphere. National Res. Counc. 1932, S. 182—187. Ein kombinierter Klein- und Großionen-

zähler wird an Hand einer schematischen Abbildung beschrieben. Versuche wurden an verschiedenen Orten angestellt zum Studium des Zusammenhangs von Staubfilter-Schwärzungen und Zahl der Großionen, Witterung und Großionenzahl und Beziehungen zur Leitfähigkeit. Die Versuchsergebnisse werden erörtert.

Schmerwitz.

W. F. G. Swann. The Bearing of the Earth's Internal Magnetic Permeability upon the Self and Mutual Inductance by Coils Wound on its Surface. *Phys. Rev.* (2) 41, 649—666, 1932, Nr. 5. Es werden die mathematischen Lösungen für eine Reihe von Problemen gegeben, die sich auf die gegenseitige Induktion zweier paralleler Kreisströme beziehen, die als Kleinkreise in gewissem Abstand um die Erde gelegt sind. Auch die Selbstinduktion, der Einfluß verschiedener Permeabilitäten und Lageanordnungen sind in den Einzelheiten durchgerechnet.

Schmerwitz.

Ronald M. Foster. Mutual Impedance of Grounded Wires above the Surface of the Earth. *Phys. Rev.* (2) 41, 536—537, 1932, Nr. 4. Die etwas verallgemeinerte Ableitung der Formeln für die wechselseitige Impedanz für Drähte an der Erdoberfläche wird kurz skizziert.

Schmerwitz.

Carl Störmer. Leuchtende Nachtwolken. *Meteorol. ZS.* 49, 359, 1932, Nr. 9. Im Juli wurden leuchtende Nachtwolken beobachtet und von mehreren Nordlichtstationen photographisch aufgenommen. Die Höhen scheinen gleich denen der Nordlichter zu sein.

Schmerwitz.

H. Israël. Zur Theorie und Methodik der Größenbestimmung von Luftionen. *Gerlands Beitr.* 31, 173—216, 1931, Nr. 1/3. Zur Untersuchung des Beweglichkeitsspektrums der Luftionen geht man, wenigstens soweit es sich um die mittleren und schweren Ionen handelt, am besten so vor, daß man die „Charakteristik“ des Meßkondensators bestimmt, aus der man durch Bildung des zweiten Differentialquotienten die Verteilung der Ionen auf die betreffenden Beweglichkeiten ableitet. Es werden zwei Methoden ausgearbeitet; die eine Methode gestattet, bei vorgegebener „Dispersion“, einen Teil der Charakteristik streng gleichzeitig zu ermitteln. Bei der zweiten Methode mit wesentlich größerer „Auflösungskraft“ werden die einzelnen Charakteristikpunkte nacheinander bestimmt. Eine dritte Methode gestattet noch weitergehende Feinanalyse, hat aber vorläufig nur theoretisches Interesse, da die Meßgenauigkeit noch nicht ausreicht. Vorläufige Ergebnisse werden mitgeteilt.

H. Ebert.

Hans Gerhard Müller. Zur Frage der Aufladungsgeschwindigkeit von Stratuswolken. *Gerlands Beitr.* 33 (Köppen-Band II). 125—129, 1931. Bei der Untersuchung der physikalischen Vorgänge, die sich bei der elektrischen Stabilisierung von Nebeln und Wolken abspielen, ergibt sich unter anderem die wichtige Frage, mit welcher Geschwindigkeit sich eine Nebelbank, eine Dunstschicht oder eine Stratuswolke auflädt. Es ist versucht, durch eine Überschlagsrechnung auf Grund der von Elster und Geitel und von Linke stammenden Vorstellung vom Ionenstau einen Anhaltspunkt für die Größenordnung der Aufladungsdauer zu erhalten. Die Rechnung zeigt, daß man bei kolloidmeteorologischen Betrachtungen wohl gut tut, die Aufladungsvorgänge als schnell verlaufend gegenüber den normalen Änderungen des Witterungszustandes anzusehen, abgesehen von plötzlichen Wetteränderungen.

H. Ebert.

V. F. Hess und Walter Kosmath. Luftelektrische Messungen im Innsbrucker Mittelgebirge. *Gerlands Beitr.* 36, 439—451, 1932, Nr. 4. Die Verff. geben Gesamtmittel, Monatsmittel und Tagesgang der elektrischen Leitfähigkeit (410 Messungen) und des Potentialgefälles (220 Messungen) in

der Atmosphäre bekannt, die sie von Juli bis September 1926 in Lans bei Innsbruck gemessen hatten, vergleichen die Ergebnisse mit anderen Landstationen und besprechen Zusammenhänge mit meteorologischen Faktoren. Mit steigender Lufttemperatur nehmen Leitfähigkeit und Potentialgefälle zu und noch stärker mit zunehmender Transparenz der Luft (Einfluß von Schönwetter und dadurch begünstigter Emanationsaustritt aus dem Boden). Ein bestimmter Zusammenhang mit dem Luftdruck konnte nicht festgestellt werden. Mit zunehmender relativer Feuchtigkeit und zunehmender Bewölkung nehmen Leitfähigkeit und Potentialgefälle ab; besonders Regen bewirkt starke Abnahme der Leitfähigkeit. Mit anwachsender Windstärke nimmt auch die Leitfähigkeit deutlich zu (Föhnwirkung), während das Potentialgefälle, wenn überhaupt, nur schwach ansteigt. Eine starke Erhöhung der Leitfähigkeit bewirkt Südwind (Föhn). Der gefundene Zusammenhang des Potentialgefälles mit den meteorologischen Faktoren steht häufig in Widerspruch zu Ergebnissen anderer Autoren und erscheint wegen der geringen Anzahl der Messungen vielleicht noch nicht ganz gesichert. *F. Steinhausen.*

Hans Israel. Lufterlektrische Messungen im Hochgebirge und ihre mögliche bioklimatische Bedeutung. *Gerlands Beitr.* 34 (Köppen-Band III), 164—193, 1931. Es werden lufterlektrische Messungen an zwei klimatisch besonders bedeutsamen Orten des Hochgebirges mitgeteilt, die zur Klärung der lufterlektrisch-bioklimatischen Beziehungen dienen sollen. Gemessen werden positive und negative, große und kleine Ionen und Kondensationskerne. Mit großer Wahrscheinlichkeit sind die Ionisationsverhältnisse der Atmosphäre am Auftreten der Föhnkrankheit nicht beteiligt. Dagegen scheinen sie in Badgastein einen wesentlichen klimatischen Faktor darzustellen, der noch genauerer Untersuchung wert erscheint. *Scheel.*

Ekkehard Schmid. Messungen des Radium-Emanationsgehaltes von Kellerluft. *ZS. f. Geophys.* 8, 233—242, 1932, Nr. 5. Es wurde der Radium-Emanationsgehalt E eines nach Möglichkeit hermetisch abgeschlossenen Keller- raumes gemessen und daraus die Exhalation Q berechnet. E und Q zeigen starke Schwankungen, aber keinen Zusammenhang mit den meteorologischen Elementen der Freiluft, außer einem auffallend parallelen Gang mit dem Luftdruckgefälle, und zwar mit einer Phasenverschiebung von 16 bis 20 Stunden. Aus den für Q sich ergebenden negativen Werten wird auf das Eindringen emanationsarmer Luft in den Keller trotz des Abschlusses geschlossen; die Vermutung, daß die beobachteten Schwankungen von E auf eine Ventilation des Kellers zurückzuführen sind, wurde durch eigene Versuche geprüft und bestätigt gefunden. Es ist sehr wahrscheinlich, daß auch die beobachteten Schwankungen des Gehaltes an kleinen und großen Ionen sowie der Leitfähigkeit in dieser Ventilation ihre Erklärung finden.

K. W. F. Kohtrausch.

Max Müller. Der Einfluß der Anisotropie der Gesteinsmedien auf die Verteilung niederperiodischer elektromagnetischer Wechselfelder. *Gerlands Beitr.* 30, 142—195, 1931, Nr. 1/2. Es wird kurz eine Apparatur beschrieben, welche es ermöglicht, sinusförmige Wechselströme beliebiger Frequenz (zwischen fünf und einigen hundert Hertz) und hoher Leistung bei völliger Konstanz in der Arbeitsweise zu erzeugen und magnetische Wechselfelder mit einer Empfindlichkeit von 10^{10} Skalenteilen je Gauß bei geradliniger Charakteristik des Empfangsgerätes zu messen. Dazu wird im Anschluß an die Arbeiten *Abrahams* eine Theorie beschrieben, welche es ermöglicht, die Frequenzabhängigkeit der Verteilung des elektrischen Feldes eines elektrischen oder magnetischen Dipoles zu berechnen und auf graphischem Wege das entsprechende Magnetfeld unter Berücksichtigung der Abnahme der Stromdichte nach

der Tiefe abzuleiten. Endlich gelingt es im stationären Falle, an Hand der nachfolgenden Untersuchung das Magnetfeld einer Doppelquelle auch für anisotrope Medien in einfacher Weise zu berechnen. *H. Ebert.*

F. Schindelbauer. 27 tägige Periode der „Luftstörungen“ der drahtlosen Telegraphie. (Vorläufige Mitteilung.) *Naturwissensch.* **20**, 672, 1932, Nr. 36. Der Verf. zieht aus den Potsdamer Beobachtungen über Anzahl und Richtung der atmosphärischen Störungen den Schluß, daß ihr Hauptherd in hohen und höchsten Schichten der Atmosphäre zu suchen ist, und meint, daß man die Ankunft der von der Sonne in die Erdatmosphäre hineingeschleuderten Elektronen abhören kann. Unter Benutzung eines von Peters und Eunis (*Terr. Mag.* **31**, 57) für Erdströme angewendeten Rechenverfahrens konnte gezeigt werden, daß sich ein Störungsimpuls nach 27 Tagen wiederholt, d. h. nach Vollendung eines Umlaufs einer gewissen aktiven Schicht der Sonnenoberfläche. In den Sommermonaten tritt dieses Ergebnis nicht mehr klar zutage, weil dann die Strahlungsfelder der Blitze den regelmäßigen Gang verwischen. *Blechschildt.*

T. L. Eckersley. Polarisation of Echoes from the Heaviside Layer. *Nature* **130**, 398—399, 1932, Nr. 3280. Bei Untersuchungen von Echos nach der Methode von Breit und Tuve ergab sich oft eine starke Komplexität von Signalen, die in der *F*-Zone reflektiert waren, insbesondere trat häufig eine Art Aufspaltung ein, die von Appleton auf die Doppelbrechung des Strahles beim Durchgang durch die ionisierten Zonen der oberen Schicht zurückgeführt wurde. Die Doppelbrechung erfolgt durch das Erdfeld, die Theorie verlangt, daß die beiden Komponenten entgegengesetzt zirkular oder elliptisch polarisiert sind. Vom Verf. wird eine Anordnung beschrieben, die die Polarisation festzustellen gestattet. Als Polarimeter dient ein Doppelrahmen. Es ergab sich, daß von dem Doppelcho das stärker gebeugte rechtszirkular, das andere linkszirkular polarisiert ist. Aber auch einfache Echos kann man mit dieser Anordnung untersuchen. Tagesechos sind im allgemeinen rechtszirkular polarisiert. Dieses Verhalten ist ebenfalls in Einklang mit der Theorie: die Tagesechos kommen aus der *E*-Zone, dort wird der links polarisierte Strahl mehr als doppelt so stark geschwächt wie der rechts polarisierte. *Blechschildt.*

Ivo Ranzi. A Possible Connexion between the Troposphere and the Kennelly-Heaviside Layer. *Nature* **130**, 368, 1932, Nr. 3279. Der Verf. beobachtete an 330 Tagen zwischen Mai 1931 und Juni 1932 die Reflexionshöhen von 100 m-Wellen. Im allgemeinen erfolgt die Reflexion von kurz vor oder nach Sonnenuntergang bis Sonnenaufgang in der *F*-Zone, tagsüber dagegen in der *E*-Zone. Bisweilen bleibt jedoch die Reflexion in der *E*-Zone lange Zeit nach Sonnenuntergang bestehen, manchmal setzt die Reflexion aus dieser Zone einige Stunden nach Sonnenuntergang nochmals ein, die Ionendichte wird also nach Aufhören der ionisierenden Sonnenstrahlung größer. Der Verf. fand, daß solch anomales Verhalten mit barometrischen Depressionen am Beobachtungsort oder nördlich von ihm verbunden ist. Bei antizyklonischen Bedingungen oder bei Depressionen südlich vom Beobachtungsort wird die Ionendichte schon von Mittag an schnell kleiner. Von den 330 Beobachtungen bilden nur einige zehn Ausnahmen von dieser Regel. Der Verf. schließt daraus auf einen Zusammenhang zwischen der Troposphäre und der ersten ionisierten Schicht (*E*-Zone). *Blechschildt.*

Bernhard Düll. Über die Ursachen der nächtlichen Funkpeilschwankungen. *Elektr. Nachr.-Techn.* **9**, 308—318, 1932, Nr. 8. Der Verf. führte in Abisko in Lappland nördlich des Polarkreises Dauerpeilungen von Rundfunksendern während der Nacht durch. Bei Auftreten von Polarlichtern hörte das sonst beobachtete Wandern des Peilminimums auf. Bei grünleuchtenden, bewegten

S-Banden setzte dann auch jeder Empfang aus. Dagegen unterlag bei ruhigen milchig-weißen oder violettfarbenen Schleiern die Lautstärke keinen Schwankungen. Der Verf. diskutiert die Beziehungen zwischen Peilstrahlabweichungen und Sonnenflecken, erdmagnetischen Störungen und Polarlichtern und gibt einen Erklärungsversuch für die nächtlichen Funkpeilschwankungen. *Bleeschmidl.*

E. V. Appleton and J. A. Ratcliffe. Polarisation of Wireless Echoes. *Nature* **130**, 472, 1932, Nr. 3282. Die Untersuchungen werden besprochen, die kürzlich T. L. Eckersley über die Polarisation der durch Reflexion in der Ionosphäre entstehenden elektrischen Echos veröffentlichte. Die Verff. stellen fest, daß die von Eckersley berichteten Ergebnisse sowohl mit ihren eigenen Beobachtungen wie mit dem nach ihrer Auffassung theoretisch zu Erwartenden im Widerspruch stehen. Es werden eine Reihe von Arbeiten genannt, die zu dem übereinstimmenden Ergebnis führen, daß die beiden Komponenten eines Doppelechos entgegengesetzt zirkular polarisiert sind, in dem Sinne, daß die früher eintreffende rechtsdrehend, die später eintreffende linksdrehend polarisiert ist. Weiterhin kommen mehrere Beobachter im Gegensatz zu T. L. Eckersley zu der Feststellung, daß bei Messungen am Tage zwar beide Komponenten auftreten, jedoch die linksdrehende mit stärkerer Intensität, was nach Auffassung der Verff. theoretisch zu erwarten ist. *Guillery.*

G. Goubau und J. Zenneck. Anordnung für Echomessungen an der Ionosphäre. *Hochfrequenztechn. u. Elektroak.* **40**, 77—82, 1932, Nr. 3. Die beschriebene Meßanordnung ermöglicht das Arbeiten mit sechs verschiedenen Wellenlängen zwischen 40 m und 1000 m, die in wenigen Sekunden aufeinander umgeschaltet werden können. Ein auf dem Schirm einer Braunschen Röhre im Empfänger erscheinendes stehendes Bild gestattet es, die Reflexionsverhältnisse dauernd zu verfolgen. *Guillery.*

L. Vegard. Die Korona der Erde und Sonne und ihre Beziehung zu kosmischen Erscheinungen. *Gerlands Beitr.* **32**, 288—300, 1931. Der Verf. versucht die Erscheinung der Sonnenkorona mit dem Nordlicht in Zusammenhang zu bringen. Das Nordlicht tritt bis zu sehr großen Höhen auf und die Photometrie der Nordlichtstrahlen ergibt, daß diese noch in Höhen von 800 km beobachtbare Intensität ergeben, daß die Dichte des emittierenden Gases also viel langsamer mit der Höhe abnimmt, als es den Gasgesetzen entspricht. Dieser Auftrieb des Gases wird nach dem Verf. durch die infolge der Photoionisation in den höchsten Atmosphärenschichten gebildete positive Raumladung erklärt. Die Schichten, in denen das Nordlicht auftritt, umgeben nun die Erde in ähnlicher Weise wie die Korona die Sonne umgibt. Die linsenförmige Verteilung der „Erdkorona“ macht sich in den äquatoriellen Gegenden nach Sonnenuntergang und vor Sonnenaufgang als ein mehr oder weniger regelmäßiger Lichtkegel bemerkbar, der am Horizont schräg aufsteigt. Dieser Kegel ist das Zodiaklicht bzw. der Gegenschein. Aufnahmen des Zodiaklichtes von Sli pher haben gezeigt, daß das Spektrum tatsächlich die grüne Nordlichtlinie neben einigen anderen Linien enthält. Daneben treten diffuse Banden auf, die für das Vorhandensein fester Teilchen in der hohen Atmosphäre sprechen. In Analogie zu den höchsten Schichten der Erdatmosphäre erstreckt sich die Korona der Sonne ebenfalls weit höher, als es den Gasgesetzen entspricht. Der Auftrieb der Koronasubstanz, die wahrscheinlich aus leichten Gasen besteht, wird von Vegard in gleicher Weise wie der Auftrieb des Trägers des Nordlichtes erklärt. *Ferichs.*

J. Koenigsberger. Gesteinsmagnetismus und Säkularvariation. *ZS. f. Geophys.* **8**, 322—324, 1932, Nr. 6/7. Die remanente Magnetisierung jüngerer Eruptivgesteine übertrifft die induzierte meist um das Drei- bis Achtfache bei 20° C

und bleibt größer auch bei steigender Temperatur, also größerer Tiefe, bis etwa 470° C. Die Abnahme beider ist bei höherer Temperatur ähnlich. Die Säkularvariation gibt andere Änderungen lokaler Anomalien, wenn die remanente als wenn die induzierte Magnetisierung überwiegt; sie kann daher helfen, Größe und Richtung der Remanenz von Eruptiva in Tiefen bis zu 50 km festzustellen. *Koenigsberger*.

A. H. R. Goldie. The Electric Field in Terrestrial Magnetic Storms. Trans. Edinbg. Roy. Soc. 57, 143—177, 1932, Nr.1. Die tägliche erdmagnetische Variation der Totalintensität an gestörten Tagen kann als eine Vergrößerung gewisser Unregelmäßigkeiten an ruhigen Tagen angesehen werden. Hierbei hängt der Stärkegrad von der Nähe der Nordlichtzone ab. Magnetische Stürme und plötzliche Einsätze werden im Zusammenhang mit elektrischen Strömen untersucht. Über Lage, Richtung und Stärke dieser Ströme werden Anhaltspunkte gefunden. Dieselben Zusammenhänge werden für jahreszeitliche und jährliche Wechsel von 1923 bis 1929 geklärt. Nachgewiesen wird ferner, daß die Auswirkungen des elektrischen Feldes auf die täglichen Variationen sich mit folgenden Tatsachen in rechnerische Übereinstimmung bringen lassen: Existenz einer elektrisch leitenden Schicht in der hohen Atmosphäre; am Tage bis etwa 90 km, in der Nacht bis etwa 200 km herab. Die von Pedersen angegebenen Leitfähigkeiten zwischen 90 bis 200 km. Eine Beziehung für das Integral über das Produkt Leitfähigkeit und Windgeschwindigkeit, wobei Geschwindigkeiten von etwa 1 m/sec auftreten. Eine Anzahl von Fragen ähnlicher Art sind noch erörtert.

Schmerwitz.

Arthur E. Kennelly. Cosmic disturbances of the earth's magnetic field and their influence upon radio communication. S.-A. Scient. Monthly 35, 42—56, 1932, Juli. Ein zusammenfassender Vortrag über alle Erscheinungen, die mit den ionisierten oberen Atmosphärenschichten und deren Schwankungen in Verbindung stehen, wie: Störungen der Sonnenoberfläche durch Flecken, Variationen des erdmagnetischen Feldes und Intensität von Radiosignalen auf weite Entfernungen. Die, teils neuesten, Ergebnisse sind hier an Hand vieler Abbildungen sehr anschaulich und verständlich in einem abgeschlossenen Referat wiedergegeben.

Schmerwitz.

J. A. Fleming. Time-changes of the earth's magnetic field. S.-A. Scient. Monthly 39, 499—530, 1932, Juni. Es ist der Inhalt eines Vortrags im Carnegie-Institut in Washington. Mit historischen Betrachtungen beginnend, sind die elementaren erdmagnetischen Forschungen sowie deren neuere Ergebnisse im Zusammenhang dargestellt. Sehr gute Karten, Abbildungen, Kurven und Bilder ergänzen die Ausführungen.

Schmerwitz.

P. A. Sheppard. Some atmospheric electrical instruments for use on the British polar year expedition, 1932—1933. Journ. scient. instr. 9, 246—250, 1932, Nr. 8. Die von der Britischen Polar-Jahr-Expedition in NW-Kanada vorgesehenen Beobachtungen betreffen Messungen des Luft-Erdstromes, Leitfähigkeit, Zahl und Bildung kleiner Ionen. Die vorbereiteten Apparaturen werden beschrieben.

Schmerwitz.

Walter M. H. Schulze. Ergebnisse der deutschen Nordlichtexpedition im Winter 1931/32. Kinematographie und Ultrarotphotographie des Nordlichts. Weltall 31, 161—163, 1932, Nr. 12. *H. Ebert.*

L. Harang und W. Bauer. Über einen Nordlichtbogen in weniger als 80 km Höhe über der Erde. Gerlands Beitr. 37, 109—115, 1932, Nr. 1. Mit zwei Filmapparaten wurden von Tromsö und Tennes aus parallaktische Nordlichtaufnahmen gemacht. Darunter befand sich am 8. März 1932 ein intensiv gelb-

grüner Nordlichtbogen mit tiefrotem unteren Rand, der bis auf 65 km Höhe über dem Boden kam und damit die bisher zu 80 km bestimmte untere Grenze der Nordlichthöhen wesentlich unterschritt. Beim Rückgang in größere Höhen verschwand der rote Rand wieder. Die Filmaufnahmen erlaubten auch die Entwicklung der Nordlichtbogen zu verfolgen. *F. Steinhäuser.*

Hans Dostal. Polarlicht und Weltraumecho. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 13, 17—18, 1932, Nr. 2. Verf. schlägt zur Erklärung der Weltraumechos vor, anzunehmen, daß flächenhafte Teilchenbündel von der Gestalt langgestreckter Bänder von der Sonne emittiert werden. In ihrem Inneren soll ein elektrischer Strom fließen, dem zufolge sie im Erdmagnetfeld eine für die Reflexion der Wellen geeignete Stellung einnehmen können. *Brüche.*

Hans Dostal. Betrachtungen zur Erklärung des Weltraumechos, des Polarlichtes und der magnetischen Störungen. I. Mitt. Ann. d. Phys. (5) 14, 971—984, 1932, Nr. 8. Der Verf. setzt sich mit den verschiedenen Hypothesen über die Entstehung des Weltraumechos auseinander, insbesondere zeigt er, daß die Auffassung von Störmer (Naturwissensch. 17, 643, 1929) kaum möglich ist. Er entwickelt eine neue Theorie, die auf rein geometrisch-optischen Betrachtungen fußt. Die große Intensität der Echos weist nach Anschauung des Verf. darauf hin, daß die reflektierten Strahlen ziemlich scharf, etwa auf einer Brennlinie vereinigt werden. Eine Brennlinie kann durch verschiedene Rotationsflächen, etwa durch einen zylindrischen Ring entstehen. Ein physikalischer Anhaltspunkt für das Auftreten einer geeigneten Krümmung ist durch die Rotationssymmetrie des Erdmagnetfeldes gegeben. Den Betrachtungen wird ein allgemeiner Zylinder zugrunde gelegt, dessen beliebige Leitlinie in einer Ebene E liegt. In dieser Ebene liegt dann auch ihre Evolute. Legt man die Ebene E senkrecht zur magnetischen Erdachse durch die Sendestation, so erhält man, wenn die Evolute gerade durch den Ort des Senders hindurchgeht, ein Brennband, welches die Erdoberfläche in einem gewissen Strich schneidet, auf dem auch der Sender liegt. Dieser Strich ist das Echogebiet. Am wahrscheinlichsten ist es, daß die reflektierende Wand eine langsame Bewegung im Raume ausführt, derzufolge sich die Evolute in ihrer Ebene langsam verschiebt und im Laufe der Zeit, wenn sie den Ort des Senders gerade überstreicht, für einen Augenblick die richtige Lage für das Zustandekommen eines Echos einnimmt. Praktisch vorzustellen hat man sich ein dünnes langes Band von Materie, mehrere Erddurchmesser breit, und der Länge nach von einem elektrischen Strom durchflossen, das von der Sonne emittiert ist und mit Annäherung an die Erde immer stärker gekrümmt wird. Der Verf. zeigt dann, wie dieses reflektierende Band im einzelnen beschaffen sein muß. *Blechschmidt.*

Recent Researches on Cosmic Rays. Nature 130, 570—571, 1932, Nr. 3285.

Professor Arthur H. Compton's studies of cosmic rays. Science (N. S.) 76, 325—326, 1932, Nr. 1971. *H. Ebert.*

B. Rossi. Sugli effetti secondari della radiazione corpuscolare penetrante. Lincei Rend. (6) 15, 734—741, 1932, Nr. 9. In der vorliegenden Arbeit wird die Sekundärstrahlung der Höhenstrahlung mit Hilfe der Methode der dreifachen Koinzidenzen untersucht, die unter den Impulsen dreier Geiger-Müllerschen Zählrohre entstehen. Über einem Rohr Z_1 liegen zwei Rohre Z_2 und Z_3 , alle liegen horizontal und parallel. Die Rohre befinden sich in einem Bleipanzern, der oben durch einen Schirm aus Blei oder Eisen ergänzt wird. Die Registriervorrichtung hatte ein Auflösungsvermögen von $0,8 \cdot 10^{-3}$ sec. Es wurden gezählt:

I. Entfernung des Bleischirmes von den oberen Rohren 14,6 cm.

Dicke des Schirmes in cm	0	0,25	0,5	1	2
Koinzidenzen je Std. . .	3,44 ± 0,23	7,15 ± 0,33	8,86 ± 0,34	13,39 ± 0,46	14,00 ± 0,45
Dicke des Schirmes in cm	2	3	4	4	9
Koinzidenzen je Std. . .	12,92 ± 0,4	10,87 ± 0,4	8,92 ± 0,34	9,11 ± 0,36	6,35 ± 0,29

II. Analoge Entfernung des Bleischirmes 1,2 cm.

Dicke des Schirmes in cm	0	0,25	0,5	1
Koinzidenzen je Std. . .	2,62 ± 0,25	9,91 ± 0,49	17,83 ± 0,65	25,65 ± 0,76
Dicke des Schirmes in cm	2	3	4	5
Koinzidenzen in Std. . .	24,97 ± 0,76	20,22 ± 0,7	17,56 ± 0,64	13,62 ± 0,58

III. Analoge Entfernung des Eisenschirmes 1,2 cm.

Dicke des Schirmes in cm	0	0,25	0,5	1
Koinzidenzen je Std. . .	3,02 ± 0,27	6,68 ± 0,39	9,00 ± 0,44	14,66 ± 0,58
Dicke des Schirmes in cm	2	3	4	5
Koinzidenzen je Std. . .	18,69 ± 0,65	20,00 ± 0,69	21,74 ± 0,68	19,74 ± 0,68

Wurde Z_2 oder Z_3 als oberes und Z_1 als unteres Rohr benutzt, so konnten die zweifachen Koinzidenzen zwischen den Impulsen von Z_2 und Z_1 oder Z_3 und Z_1 gezählt werden. In diesem Falle wurde bei einer Entfernung des Bleischirmes von den Rohren von 14,6 cm gezählt:

Dicke des Schirmes in cm	0	1	2	3	4	9
Koinzidenzen je Std. . .	284 ± 8	334 ± 8,7	341 ± 8,7	319 ± 8,5	306 ± 8,5	300 ± 8,3

Die Ergebnisse stehen in Übereinstimmung mit den von Bothe zur Untersuchung der Übergangseffekte (Absorptionsanomalien) angestellten Versuchen. *Tollert.*

B. Rossi e B. Crinò. Le anomalie di assorbimento della radiazione penetrante. *Lincei Rend.* (6) 15, 741—746, 1932, Nr.9. Es soll mit Hilfe von Absorptionsmessungen dünner Bleischichten der Einfluß untersucht werden, den die Sekundärstrahlung der Höhenstrahlen auf die Koinzidenzenmethode ausübt, und zwar in Abhängigkeit von der Lage der Absorptionsschirme in bezug auf die Zählrohre. Zwei Geiger-Müllersche Zählrohre waren übereinander gelagert mit einem Achsenabstand von 11,2 cm. Zwischen sie konnten Bleischirme verschiedener Dicke gebracht werden. Es wurden zwei Absorptionsmessungen vorgenommen, einmal (I.) mit oben offenem Bleipanzter, hierbei durchsetzte die Strahlung nur Dach und Zimmerdecke (äquivalent 12 cm Wasser), dann (II.) mit einem oben geschlossenen Bleipanzter, die Bleiplatte, 8 cm dick (20×150 cm² groß), lag 14 cm über dem oberen Rohr. In den Tabellen sind die beiden Zählungen mitgeteilt (im Original ausführlicher).

Dicke des Schirmes in cm	0	1	2	4	6
I. Koinzidenzen je Std.	264 ± 3,5	230 ± 3,3	218 ± 3,2	203 ± 3,1	197,5 ± 3
II. Koinzidenzen je Std.	190,5 ± 3	175 ± 2,9	173,7 ± 2,9	173,5 ± 2,9	167 ± 2,8

Die starke Abnahme in den ersten Zentimetern des Bleischirmes wird auf die Absorption der korpuskularen Sekundärstrahlung zurückgeführt. Wurde ein 2 cm-Bleischirm einmal mitten zwischen die Rohre und dann 5 cm über das obere Rohr gebracht, so sind die Frequenzen im zweiten Falle um 10% ± 1% häufiger als im ersten Falle. Diese Versuche machen die Annahme wahrscheinlich, daß die ursprüngliche Höhenstrahlung undulatorisch ist. *Tollert.*

James W. Broxon. Dependence of the Ionization Produced by the Cosmic Penetrating Radiation upon Pressure and Temperature. *Phys. Rev.* (2) 40, 1022—1023, 1932, Nr.6. Compton, Bennett und Stearns (*Phys. Rev.* 39, 873, 1932) erklären das Verhalten der Druck-Ionisationskurve durch anfängliche Wiedervereinigung, woraus eine Temperaturabhängigkeit

bei hohen Drucken folgt. Wolff (ZS. f. Phys. 75, 570, 1932) hat auch bei niedrigeren Drucken von 21,5 Atm. in CO_2 und N_2 die Temperaturabhängigkeit gefunden. Verf. hat in einem 13,8 Liter-Kugelionisationsgefäß mit 2 m Wasser gefilterter Höhenstrahlung bei Luftfüllung und 162,1 Atm. Druck den Temperatureffekt zu etwa 7% zwischen 7,5 bis 40,5° C, bei 23,2 Atm. zu etwa 8,7% zwischen 14,5 bis 47,3° C bestimmt. Der Barometereffekt kann die Ergebnisse um 1% gefälscht haben. Weitere Beobachtungen lassen den Temperatureffekt als fast unabhängig vom Druck erscheinen. Einige Angaben über die wechselnde Ionisierungsstärke bei Druckänderung, solange das Füllgas sich nicht beruhigt hat, folgen. *Kolhörster.*

Erich Regener. Messung der Ultrastrahlung in der Stratosphäre. Naturwissensch. 20, 695—699, 1932, Nr. 38. Vgl. die Veröffentlichung in Nature (Phys. Ber. 13, 2115, 1932). In den Naturwissenschaften werden eingehend auch die experimentell technischen Vorkehrungen für den Aufstieg besprochen. *Kolhörster.*

Thomas H. Johnson. An Interpretation of Cosmic-Ray Phenomena. Phys. Rev. (2) 41, 545—552, 1932, Nr. 5. Kurzer Sitzungsbericht ebenda, S. 393, 1932, Nr. 3. Es werden die experimentellen Ergebnisse von Schindler über Übergangsschichten bei verschiedenem Absorbermaterial unter der Wirkung der Höhenstrahlen durch eine einfache Theorie zu deuten versucht. Dazu wird angenommen: 1. daß der Primärstrahl nicht ionisiert, sondern erst die Sekundärstrahlen entsprechend einem „Produktionskoeffizienten“; 2. die Absorption des Primärstrahles durch eine einfache Exponentialfunktion darstellbar ist; 3. die Absorption der Sekundärstrahlen ebenso erfolgt. Die Koeffizienten werden aus den experimentellen Daten berechnet und einige weitere Betrachtungen über die Energie und Anzahl der Sekundärstrahlen sowie die mittlere Energie der Primärstrahlen gegeben. *Kolhörster.*

Arthur H. Compton. Progress of Cosmic-Ray Survey. Phys. Rev. (2) 41, 681—682, 1932, Nr. 5. Weitere Untersuchungen des Breiteneffektes der Höhenstrahlung zeigen, daß in Australien unter gleicher geographischer Breite wie in Neuseeland die Intensität größer, auf gleiche magnetische Breite bezogen dagegen gleich ist. Die Abhängigkeit der Intensität ist also eine Funktion des erdmagnetischen Feldes. Weitere Untersuchungen über die Höhenverteilung wurden in Peru entlang der Ferrocavril Central von 165 bis 5150 m und auf dem El Misti (6280 m), Monte Blanco (5110 m), Arequipa (2520 m) und Mollendo (30) ausgeführt. Bei 2,5 cm-Kupfer- und 5 cm-Bleiabschirmung ergab sich bei 376 mm Hg 9,50 J. Millikans Vermutung, daß die Ionisierungsstärke in Höhen über 9 km abnimmt, dürfte nicht zutreffen. 120 Stunden Beobachtungen der täglichen Periode in 4930 m Höhe in Huaytapallacu (Peru) ergeben die mittlere Intensität zwischen 10 und 16 Uhr um 1,6% größer als zwischen 22 und 4 Uhr entsprechend den Messungen auf Mt. Evans (3900 m). Die Hoffmannschen Stöße wurden acht- bis neunmal beobachtet. 3 bis $7 \cdot 10^6$ J werden dabei gebildet, entsprechend einem Energieumsatz von 0,9 bis $2 \cdot 10^8$ e-Volt, wenn 30 e-Volt als Ionisierungsstärke in Argon angenommen wird. Unter 1300 m wurden keine beobachtet, in 6280 je zwei in einer halben Stunde. Hochgeschwinde Protonen, wie Steinke meint, würden nur 10% der beobachteten Wirkung ergeben können. Es scheint also, daß ein Schauer ionisierender Teilchen von einem auftretenden Kern im Füllgas ausgelöst wird. Wegen der Zunahme mit der Höhe werden diese Stöße wohl mehr von den weichen Komponenten erzeugt. *Kolhörster.*

Ross Gunn. Diurnal Variation of Cosmic Rays and Terrestrial Magnetism. Phys. Rev. (2) 41, 683, 1932, Nr. 5. Der Breiteneffekt der Höhenstrahlung, hervorgerufen durch die Ablenkung besonders der weichen Kompo-

nenen im erdmagnetischen Feld, bedingt eine tägliche Periode der Höhenstrahlungsintensität mit der täglichen Variation des Erdmagnetismus. Da, wie Verf. gezeigt hat, die Störungen durch die ionisierten Schichten der hohen Atmosphäre fast ganz auf die Tagseite beschränkt sind und qualitativ etwa dem entsprechen, was nach dem Breiteneffekt zu vermuten ist, so erscheint es unnötig, die Sonne als schwache Quelle der Höhenstrahlung anzusehen oder dem Raum in Richtung der Sonne besondere Eigenschaften zuzuschreiben. Vielleicht bringt die Asymmetrie des erdmagnetischen Feldes auch Intensitätsänderungen der Höhenstrahlung mit Länge und Jahreszeit.

Kolhörster.

Thomas H. Johnson and J. C. Street. The Variation of the Cosmic-Ray Intensity with Azimuth. *Phys. Rev. (2)* **41**, 690, 1932, Nr. 5. Eine Koinzidenzanordnung von drei Zählrohren war unter 30° Neigung zur Vertikalen auf dem Dach des Bartol Laboratory in Swarthmore, Pa (40° n. Br.), nur bedeckt von einem $\frac{1}{2}$ mm-Eisendach, im übrigen frei aufgestellt. Die Zählrohrachsen lagen horizontal, die Verbindungsgerade der Zählrohrzentren wurde in die magnetischen N-, S-, E-, W-Azimute eingestellt. Der Abstand der Zählrohrachsen betrug 10 cm, die Zählrohre waren 12 cm lang, 4 cm weit. Im magnetischen Meridian war die Anzahl der dreifachen Koinzidenzen 5 bis 10 % größer als nach West und Ost. Nach Süden ist sie wahrscheinlich größer als nach Norden. Auf die Unsymmetrie soll die aufgetretene Empfindlichkeitsänderung (von 0,90 auf 0,83 Koinzidenzen/min) keinen Einfluß haben.

Kolhörster.

J. C. Jacobsen. Efficiency of Geiger Counter and Absorption of Cosmic Rays. *Nature* **130**, 581, 1932, Nr. 3285. Mit drei Zählrohren ($r = 2,5$, $l = 20$ cm, Achsenabstand 15 cm), deren Zentren vertikal übereinander liegen, und der vom Verf. angegebenen Koinzidenzzählung mittels Oszillograph wurden die Koinzidenzen der drei Rohre bestimmt, um aus dem Quotienten K_{123}/K_{13} das Ansprechen des Zählrohres 2 auf die ionisierenden Teilchen zu untersuchen. Wurden die Rohre mit wenigen Volt über Einsatzspannung betrieben, so kamen etwa 50 % der Teilchen zur Wirksamkeit, bei 30 Volt höher betrug der Quotient bereits 85 % und näherte sich der Einheit bei den höchsten Betriebsspannungen. Doch ist das Zahlenmaterial, vier Oszillographen wurden verwendet, für genauere statistische Bearbeitung noch zu klein. Das Ansprechen ist eine Eigenschaft der Zählrohre, nicht der Strahlen, weil es von der Betriebsspannung abhängt und nicht von den zwischen und um die Zählrohre gestellten Bleiabsorbieren. Mit elektromagnetischer Struktur der Höhenstrahlen würden sich die Ergebnisse nur sehr schwer erklären lassen.

Kolhörster.

Adam St. Skapski. Spectrum of Cosmic Radiation. *Nature* **130**, 472—473, 1932, Nr. 3282. Verf. macht auf eine Beziehung $h\nu_{\alpha} = (h\nu) \alpha/n (n+1)$ aufmerksam, nach welcher sich die Energie von Höhenstrahlungskomponenten ($h\nu$) darstellen lassen soll, wenn die bei Vernichtung eines Protons entstehende Energie ($h\nu_{\alpha}$) ~ 950 Millionen e-Volt durch $n(n+1)$ dividiert und für $n = 0, 1, 2, 3 \dots$ gesetzt wird. Die so berechneten Energiewerte stimmen mit beobachteten überein. Die Formel entspricht der von Schrödinger für die Quantenniveaus eines Rotators mit freien Achsen.

Kolhörster.

Arthur W. Conway. Spectrum of Cosmic Radiation. *Nature* **130**, 581, 1932, Nr. 3285. Die von A. St. Skapski aufgestellte Formel (siehe vorstehendes Referat) läßt sich aus den klassischen Maxwell'schen Gleichungen auch ohne Wellenmechanik ableiten.

Kolhörster.

R. D. Bennett, J. C. Stearns and A. H. Compton. Diurnal Variation of Cosmic Rays. *Phys. Rev. (2)* **41**, 119—126, 1932, Nr. 2. In der Zeit vom 2. bis

12. September 1931 wurde in 3900 m Seehöhe, 39° Nord, 106° West, die Intensität der Höhenstrahlung im Tagesverlauf alle 2 Stunden mit einer Druckionisationskammer (30 at) bei 2,5 cm Kupfer und 5 cm Bleipanzern mit der eines Radiumstandard verglichen. Die Apparatur war in einem Lastkraftwagen eingebaut. Die Werte wurden auf Temperaturänderungen der verwendeten Batterien und Barometereffekt (—5,8) korrigiert. Im Tagesverlauf wurde die Strahlungsintensität von 8 bis 16 Uhr ungefähr 1,5 % größer gefunden als von 20 bis 4 Uhr. Die größere Tageschwankung wird dem Vorherrschen der weiteren Komponenten (65 % in 3900 m Höhe gegenüber 8 % in Seehöhe) zugeschrieben. Hiernach sollte die Gegend um die Sonne mehr Strahlung als andere Himmelsgegenden liefern. Der wirksame Radius dieser Gegend sollte etwa 100 mal größer als der Radius der Erdbahn sein. Daher kann eine verlässliche Schätzung der durch Höhenstrahlung der Erde zugeführten Energie nur schwer ausgeführt werden; die von Millikan und Cameron bedarf der Korrektur.

Kolhörster.

B. F. J. Schonland and J. P. T. Viljoen. Evidence of a Penetrating Radiation from Thunderstorms. *Nature* 130, 399, 1932, Nr. 3280. Von einem Chronographen wurden gleichzeitig die Stöße eines Zählrohrs und der atmosphärischen Störungen aufgezeichnet. Anscheinend ist bei gewissen entfernteren Gewittern die Anzahl der Koinzidenzen zwischen Stößen und Störungen durch Blitze höher als zufällig, auch bei 20 cm Eisenabschirmung. Solche „systematischen Koinzidenzen“ wurden bei sechs Gewittern in 30 bis 60 km Abstand östlich vom Beobachtungsort gefunden, nicht bei Gewittern im Zenit.

Kolhörster.

D. Skobelzyn. Sur le mécanisme des phénomènes de rayonnement ultrapénétrant (rayons cosmiques). *C. R.* 195, 315—317, 1932, Nr. 4. Ergebnisse einer alten und neuen Reihe Aufnahmen von Höhenstrahlen mit Wilsonkammer und Magnetfeld werden im Zusammenhang diskutiert. Eine der 1700 Aufnahmen zeigt vier zusammengehörige Bahns Spuren, die von unten nach oben laufen. Der eine Strahl hat drei Sekundärstrahlen auf verschiedenen Punkten seiner Bahn erzeugt mit Verzweigungswinkeln von 5, 25 und 39°. Drei weitere Aufnahmen weisen ebenfalls von unten nach oben laufende Strahlen auf, man kann jedoch annehmen, daß die umgekehrten Strahlen nur wenige Prozent der gesamten ausmachen. Drei Bahnen haben ihre Verzweigung im Gas der Kammer, davon ist eine Verzweigung direkt sichtbar. Unter den anderen Gruppen konvergieren sechs klar nach oben. Die Entstehung von drei Strahlen im gleichen Punkt wurde nie beobachtet. Meist liegt der Verzweigungswinkel zwischen 5 und 40°, es wurden jedoch nur je einmal auch Winkel von 56 und 90° gefunden. Eine ganze Anzahl dreifacher Gruppen kommt dadurch zustande, daß sie von Sekundärstrahlen herühren, welche an verschiedenen Stellen der Bahn des primären entstehen. Für den Stoßmechanismus kommen vielleicht ganz neue Gesetze in Frage.

Kolhörster.

I. S. Bowen. Ionization of Air by γ -Rays as a Function of Pressure and Collecting Field. *Phys. Rev.* (2) 41, 24—31, 1932, Nr. 1. Bei den zu Höhenstrahlungsmessungen gewöhnlich benutzten Ionisationskammern ist die Feldverteilung derart, daß trotz Verwendung hoher Potentiale die mittlere Feldverteilung sich nur wenig ändert. Infolgedessen wird die mit hohen Drucken anwachsende Wiedervereinigung sich dahin auswirken, daß die gemessene Ionisationszunahme immer stärker hinter dem Anwachsen des Druckes zurücktritt. Mit besonders konstruierten Ionisationskammern, bei denen das Feld von 1,55 bis 1009 Volt/cm geändert werden konnte, wurde die Ionisation der Luft durch γ -Strahlen bei 0,98, 3,74, 10,50, 24,95, 93 Atmosphären Druck bestimmt. Die Versuche zeigen, daß mangelnde Sättigung das Nachbleiben der Ionisation hinter der Druckzunahme bewirkt.

Kolhörster.

Rolf M. Sievert. Eine neue Methode zur Messung der Ultrastrahlung in großen Wassertiefen. Ark. f. Mat., Astron. och Fys. (A) **23**, Nr. 6, 5 S., 1932, Heft 1. Es wird vorgeschlagen, für Messungen der Höhenstrahlung Ionisationskammern zu verwenden, die vollständig vom Elektrometer getrennt exponiert werden (Methode Halledauer). Bei Versenkmessungen soll das Gefäß, in welchem die Ionisationskammern eingestellt werden, durch Gasentwicklung auf chemischem Wege oder durch Preßluft vom Außendruck des Wassers entlastet werden. Wahrscheinlich — hier fehlen anscheinend weitere Angaben — soll dann dies Gas auch zum Füllen der Ionisationskammern dienen. *Kolhörster.*

L. Tuwim. Über die Anwendungsgrenzen der mathematischen Theorien des vertikalen Zählrohreffekts der Höhenstrahlung und der Höhenstrahlungskoinzidenzen. ZS. f. Phys. **77**, 815—817, 1932, Nr. 11/12. Bemerkungen zu einer Arbeit von Hummel (Phys. ZS. **33**, 503, 1932) über Höhenstrahlungskoinzidenzen und die Gültigkeit der Theorien des vertikalen Zählrohreffekts der Höhenstrahlung und der Höhenstrahlungskoinzidenzen. *Kolhörster.*

W. F. G. Swann. Electrons as Cosmic Rays. Phys. Rev. (2) **41**, 540—542, 1932, Nr. 4. Wenn die Höhenstrahlung aus hochgeschwinden Elektronen besteht, so können erst solche von 10^{10} e-Volt im magnetischen Äquator die Erde erreichen. **Bramley** und Verf. [Phys. Rev. (2) **41**, 393, 1932] haben aus wellenmechanischen Überlegungen den Schluß gezogen, daß solche Elektronen nicht direkt ionisieren. Dadurch ließe sich vielleicht das erdelektrische Feld erklären. Solche Elektronen verhalten sich wie Photonen. Ihre Sekundärelektronen würden im erdmagnetischen Feld Kreise vom Radius 10^7 cm beschreiben, und ihre Energie wäre so groß, daß sie die ganze Atmosphäre durchsetzen könnten. Die Emission solcher Sekundärelektronen würde nicht symmetrisch in bezug auf eine Ebene durch die magnetischen Pole sein, azimutale Richtungseffekte sollten auftreten. Die Kreise hochgeschwinder Elektronen sind durch ihre relativistische Masse bedingt, unabhängig von ihrer Geschwindigkeit, und da die Masse ihrer Energie proportional, so werden die Kreise bei gleicher Energie für Elektronen und Protonen gleich groß sein, aber im entgegengesetzten Sinne durchlaufen werden. Auf hohen Bergen sollte man nach oben gerichtete Strahlen finden, ebenso Abschirmeffekte durch den Berg. *Kolhörster.*

Carl D. Anderson. Energies of Cosmic-Ray Particles. Phys. Rev. (2) **41**, 405—421, 1932, Nr. 4. Mit einer vertikal aufgestellten, automatisch arbeitenden Nebelkammer (Durchmesser 15 cm, Tiefe 2 cm) in einem Magnetfeld bis zu 21 000 Gauß (homogen bis auf 10 %) wurden 3000 Aufnahmen gemacht, von denen 62 Bahnspuren von Höhenstrahlen zeigen. Die Richtungsverteilung von Elektronen mit größerer Energie als 10^6 e-Volt zeigt starkes Überwiegen vertikaler Bahnen und unterscheidet sich dadurch von der von **Skobelzyn** gefundenen. Die Zerstreuung bei Durchsetzen von 6 mm Blei bleibt unter 1° . Rückwärts oder unter großen Winkeln gestreute Bahnen sind selten, positive oder negative Teilchen kommen vor. Aus der spezifischen Ionisation wird geschlossen, daß die positiven Protonen sind. Von 55 Bahnspuren sind sieben doppelt, eine dreifach. Von den Doppelbahnen ist eine bestimmt immer eine Elektronenspur mit Energie von höchstens 10^6 e-Volt. Es wird angenommen, daß eine Doppelbahn durch Photonen ausgelöst wird, die beiden Bahnen sollen aus einem Kern stammen. Die Energie der Teilchen liegt zwischen 10^6 bis 10^9 e-Volt, meist unter $500 \cdot 10^6$ e-Volt. *Kolhörster.*

G. Hoffmann. Probleme der Ultrastrahlung. Phys. ZS. **33**, 633—662, 1932, Nr. 17. Zusammenfassender Bericht und nahezu vollständiges Literaturverzeichnis über die Höhenstrahlungsforschung von 1924 bis 1932. *Kolhörster.*

Georges Denigès. Action de l'iode sur les eaux marines. C. R. 195, 669—671, 1932, Nr. 16. *H. Ebert.*

Sir Thomas Stanton, Dorothy Marshall and R. Houghton. The Growth of Waves on Water due to the Action of the Wind. Proc. Roy. Soc. London (A) 137, 283—293, 1932, Nr. 832. In Analogie zur Kelvinschen Theorie über Wasserwellen, hervorgerufen durch einen Windstrom, werden Versuche geschildert, die in einem Wasserbottich ausgeführt worden sind. Es werden zunächst Wellenlänge und Fortpflanzungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit (300 bis 800 cm/sec) bestimmt. Daraus ergibt sich die Beziehung zwischen Wellenlänge und Fortpflanzungsgeschwindigkeit in guter Übereinstimmung mit der Theorie. Um die Druckverteilung zu untersuchen, werden an Stelle des Wassers Holzmodelle verwendet, die die Form von harmonischen Wellen aufweisen. Es wird dabei die Druckverteilung wiederum in Abhängigkeit von Wellenlänge und Wellengeschwindigkeit untersucht. Hierbei ergibt sich eine ziemlich beträchtliche Abweichung von den rein theoretisch zu erwartenden Werten, da ja in der Theorie stabile Verhältnisse angenommen werden und nicht wie im Experiment dem Entstehen der Wellen Rechnung getragen wird. *Fritz Hänisch.*

J. A. Fleming and J. P. Ault. Cruise VII of the Carnegie 1928—1931 in the Pacific and Indian Ocean. S.-A. Proc. Fourth Pacific Science Congress Java 1929, S. 547—560. Es werden besonders die instrumentellen Ausstattungen geschildert, die im Gegensatz zu den früheren Fahrten auf der 7. Kreuzfahrt während der Jahre 1928—1931 im Pazifischen und Indischen Ozean sich außer auf erdmagnetische und luft- und erdelektrische Instrumente auch auf ozeanographische, biologisch-chemische und meteorologische Instrumente erstrecken. Weiter werden kurz Arbeitseinteilung, Arbeitsmethode und eine zusammengedrückte Schilderung des bisherigen Teiles der Fahrt selbst mitgeteilt. *Fritz Hänisch.*

Harden F. Taylor. Resources of the ocean. Journ. Franklin Inst. 214, 167—196, 1932, Nr. 2. Es wird ausführlich die Größe und Ausdehnung der Ozeane, die chemische Zusammensetzung des Meereswassers, die Beschaffenheit des Meeresgrundes, die biologische Bedeutung des Meereswassers, sein Planktongehalt und schließlich der Nutzen für Mensch und Tiere geschildert. *Fritz Hänisch.*

Pierre Marti. Sur la possibilité de déterminer la pente du sol sousmarin au moyen d'un seul sondage acoustique. C. R. 195, 528—530, 1932, Nr. 11. Hinweis auf die Möglichkeit, bei Echolotungen die Neigung des Meeresgrundes dadurch zu bestimmen, daß man die Zeitpunkte des Eintreffens von Mehrfachechos ermittelt. *F. Trendelenburg.*

Heinz Lettau. Über die Periode freier Schwingungen von unvollständig abgeschlossenen Wassermassen (Mündungskorrektion bei Seiches). Gerlands Beitr. 37, 41—48, 1932, Nr. 1. Der Verf. leitet die Beeinflussung der Schwingung von Wassermassen in einem rechteckigen Becken durch eine kleine Ausflußöffnung an einer Seite aus dem Ansatz ab, daß die Summe aus kinetischer und potentieller Energie der Seichesbewegung, letztere mit Berücksichtigung der ausgeflossenen Wassermenge genommen, konstant sein muß. Eine Überprüfung der Theorie an den Seiches des Kurischen Haffes zeigt gute Übereinstimmung mit der Wirklichkeit. *F. Steinhäuser.*

V. Walfrid Ekman. Studien zur Dynamik der Meeresströmungen. Gerlands Beitr. 36, 385—438, 1932, Nr. 4. Der Verf. entwickelt eine neue Theorie der Horizontalzirkulation von Meeresströmungen, wobei er die Berechtigung verschiedener Vernachlässigungen in seiner alten Theorie überprüft und die früher angenommenen Voraussetzungen unter Vermeidung der Vernachlässigung auch

kleiner Abweichungen von der normalen Geschwindigkeit und unter Einbeziehung der Reibung zufolge der horizontalen Bewegungskomponenten und der übereinander sich bewegenden Wassermassen danach ergänzt. Während die vertikalen Komponenten der Corioliskraft und der Geschwindigkeit im allgemeinen außer acht gelassen werden können, muß die Beschleunigung des Wassers auf jeden Fall berücksichtigt werden. Ihre Einbeziehung führt zu einer bedeutenden Komplikation der Theorie und zu wesentlichen Abweichungen von den früheren Ergebnissen.

F. Steinhäuser.

L. Weickmann. Die meteorologischen Ergebnisse der Polarfahrt des „Graf Zeppelin“. Juli 1931. Leipziger Ber. 83, 333—346, 1932, Nr. 5.

H. Ebert.

A. Wagner. Hangwind — Ausgleichsströmung — Berg- und Talwind. Meteorol. ZS. 49, 209—217, 1932, Nr. 6. Davon ausgehend, daß weder die Theorie von Fournet-Wenger, noch die von Hann für alle Arten von Berg- und Talwinden befriedigende Erklärungen zuläßt, wird eine dem Titel entsprechende Dreiteilung vorgenommen, für die eine einheitliche Theorie nicht wahrscheinlich ist. Der Hangwind tritt an isoliert stehenden Bergen und ungliederten Bergketten auf und zieht längs der Hänge tagsüber aufwärts, nachts abwärts (Pic von Teneriffa, Kilimandscharo, Vogesen). Für ihn ist die Fournetsche Theorie anwendbar. Ausgleichsströmungen, die den Hannschen Vorstellungen der Hebung der Flächen gleichen Druckes entsprechen, sind nur in der Antarktis, Grönland, der indischen Ebene und besonders in den tibetanischen Hochflächen zu finden. Für die eigentlichen Berg- und Talwinde werden die bisher regelmäßig beobachteten Tatsachen und die sich daraus ergebenden Einwände gegen beide Theorien aufgestellt. Gegen die Wengersche Theorie der Erwärmung der Hänge werden vor allem die geringen Unterschiede nach der Orientierung der Hänge angeführt. Gegen die Hannsche Theorie sprechen große Unterschiede zwischen den beobachteten und an einzelnen Beispielen rechnerisch ermittelten Werten von Windstärke, Luftdruck und Luftdruckgradient. Eine brauchbare Theorie für den eigentlichen Berg- und Talwind ist noch zu entwickeln und wird für später angekündigt.

Herbert Kirsten II.

Leonard Hill. Altitudes to be Reached by Air Pilots by Breathing Oxygen. Nature 130, 397, 1932, Nr. 3280. Dem Problem der künstlichen Sauerstoffatmung in größeren Höhen, wie sie verschiedentlich für die moderne Luftfahrt in Frage kommt, wird durch Versuche an Tieren, eingeschlossen in Kammern, die mit Sauerstoff gefüllt sind und die luftverdünnt werden, nachgegangen. Im Gegensatz zu früheren Ergebnissen von Schrotter (Der Sauerstoff in der Prophylaxe und der Therapie) ergeben sich Höhen von 50 bis 55 000 Fuß, die bei künstlicher Sauerstoffatmung von Lebewesen zu erreichen sind.

Fritz Hänsch.

Nils Fontell. Zur Frage der inneren Stabilität der Luftmassen verschiedenen Ursprungs. Comm. Fenn. 6, 20 S., 1932, Nr. 7.

H. Wagemann. Zum Problem der Wettervorhersage. Meteorol. ZS. 49, 354—356, 1932, Nr. 9.

A. Schmauss. Bemerkungen zu H. Wagemann: Zum Problem der Wettervorhersage. Meteorol. ZS. 49, 356, 1932, Nr. 9.

H. Ebert.

Leo Wenzel Pollak. Korrelationen der monatlichen Anomalien der Lufttemperatur ausgewählter Pole mit jenen anderer Orte. Gerlands Beitr. 33 (Köppen-Band II), 70—111, 1931. Es werden die Korrelationen gleichzeitiger und aufeinander folgender Anomalien der Temperatur verschiedener Teile der Erdoberfläche in den extremen Monaten und im Jahresmittel

für drei Korrelationspole ermittelt und kartographisch dargestellt, sowie die Ergebnisse der harmonischen Analyse der Temperaturanomalien im Zeitraum 1887 bis 1916 für Januar, Juli und das Jahr mitgeteilt. *Scheel.*

Hans Ertel. Über die energetische Beeinflussung der Troposphäre durch stratosphärische Druckschwankungen. Gerlands Beitr. **37**, 7—15, 1932, Nr. 1. Der Verf. berechnet die durch stratosphärischen Druckanstieg erzeugte troposphärische kinetische Energie unter Annahme adiabatischer Vorgänge und findet dafür eine „äquivalente Geschwindigkeit“

$$v^2 = - \frac{2g p_H}{p_0 - p_H} (\delta_s \bar{H} + \delta_a \bar{H}),$$

wo $\delta_s \bar{H}$ die durch die stratosphärische Druckänderung bewirkte Verschiebung der oberen Begrenzung der troposphärischen Luftsäule ist und nach Rossby berechnet werden kann, während die durch den Ausgleich in der Troposphäre verursachte Verschiebung $\delta_a \bar{H}$ geschätzt wird. Schon eine kompensierte Verschiebung $\delta_s \bar{H} + \delta_a \bar{H}$ von nur — 5 m in 10 km Höhe bewirkt eine mittlere Geschwindigkeit von 5,7 m/sec. Die Fehler von Beckers Betrachtungsweise unter Zugrundelegung isothermer Zustandsänderungen werden aufgezeigt. *F. Steinhäuser.*

B. Haurwitz. Über die Wellenlänge von Luftwogen. (2. Mitteilung.) Gerlands Beitr. **37**, 16—24, 1932, Nr. 1. Der Verf. entwickelt in Fortsetzung seiner früheren Arbeiten eine Formel für die Wellenlänge von Luftwogen bei beliebigem Temperaturgradienten und kommt zu dem Ergebnis, daß mit wachsendem Gradienten die Länge der Wellen zunimmt. Die Formel geht bei adiabatischem Gradienten in die für inkompressible Flüssigkeiten über. Zum Schluß werden einige Beobachtungen und Ausmessungen von Luftwogen besprochen. *F. Steinhäuser.*

Hilding Köhler. Zur Frage der Verdunstung. Erwiderung auf Bemerkungen von A. Wagner. Gerlands Beitr. **37**, 37—39, 1932, Nr. 1. Der Verf. wendet sich gegen die Behauptung Wagners, daß er die beiden Ausdrücke für die Verdunstung — im Außenraum und in der Grenzschicht — ineinander übergehen lasse. Weiter klärt er eine ihm von Wagner zum Vorwurf gemachte Bemerkung über die Rolle des Austauschkoefizienten für die Verdunstung auf und weist auf eine neue Mitteilung über die Austauschgleichung mit variablem Austauschkoefizienten hin. *F. Steinhäuser.*

A. Wagner. Bemerkungen hierzu. Gerlands Beitr. **37**, 40, 1932, Nr. 1. Der Verf. hebt noch einmal die an Köhlers Arbeit kritisierten Sätze hervor und erläutert seine Kritik. *F. Steinhäuser.*

J. M. Angervo. Beispiele zur numerischen Vorausberechnung retrograder Tiefdruckbahnen. Gerlands Beitr. **37**, 1—6, 1932, Nr. 1. Der Verf. bestimmt mit seinen bekannten Formeln für die Vorausberechnung der Verlagerung von Tief- und Hochdruckgebieten an zwei Beispielen die Bahnen, Alter und Lebensdauer rückläufiger Tiefdruckzentren und gibt damit einen wertvollen Beitrag zur Förderung der Wettervoraussage. *F. Steinhäuser.*

Heinrich Renier. Ergebnisse von Registrierungen der Strahlung von Sonne und Himmel auf dem Brocken und am Nordrande des Harzes. Gerlands Beitr. **37**, 73—88, 1932, Nr. 1. Für strahlungsklimatische Untersuchungen im Harz wurden auf dem Brocken (1140 m) und in Bad Harzburg (280 m) Bimetallaktinographen von Robitsch aufgestellt, deren Ergebnisse von Mai bzw. Juni 1930 bis August 1931 ausführlich besprochen werden. Der Gang der Strahlung von Sonne und Himmel nach Monaten und Dekaden, Häufigkeiten täglich

zugestrahler Wärmemengen nach bestimmten Stufen, Strahlungssummen an trüben und heiteren Tagen, der tägliche Gang der Strahlung, maximale Intensitäten und mittlere Wärmesummen der Strahlung auf eine horizontale Fläche werden diskutiert und ein vorläufiger Vergleich mit einigen anderen Stationen wird mitgeteilt.

F. Steinhäuser.

M. Robitzsch. Die Wechselbeziehungen zwischen der Abkühlungsgröße eines trockenen und eines feuchten Körpers. Gerlands Beitr. 37, 89—93, 1932, Nr. 1. Wenn man den Unterschied zwischen Abkühlung eines trockenen und eines feuchten Körpers dadurch bestimmen wollte, daß man in der Abkühlungsgleichung des feuchten Körpers die Äquivalenttemperatur durch Lufttemperatur T_1 und Dampfdruck e_1 ausdrückt und beide Gleichungen subtrahiert, würde man nicht eindeutige Ergebnisse erhalten, da die Lufttemperatur herausfällt. Durch Benutzung der Psychrometergleichung $T_1 - 1570 e_1/B = T' - 1570 E'/B$ ist es möglich, diesen Abkühlungsunterschied eindeutig als

$$DW = c_p \frac{dm}{dt} \left[(T_1 - T') + \frac{1570}{B} (E_0 - E') \right]$$

zu bestimmen, wobei der Ventilationsfaktor dm/dt für beide Körper gleich genommen ist, was experimentell als erlaubt erwiesen ist und hier noch theoretisch verständlich gemacht wird.

F. Steinhäuser.

L. A. Ramdas and S. Atmanathan. The vertical distribution of air temperature near the ground during night. Gerlands Beitr. 37, 116—117, 1932, Nr. 1. Zufolge der starken Einstrahlung in den Tropen bleibt in Indien auch in der kalten Jahreszeit nachts die Bodenoberfläche noch wärmer als die darüber liegende Luft. Daher beginnt dort die nächtliche Inversion nicht am Boden, sondern in einer bestimmten Höhe darüber. So wurde z. B. in Poona am 29. November, 45 Minuten vor Sonnenaufgang als Bodenoberflächentemperatur $18,1^{\circ}$, als Lufttemperatur in 25 cm $12,3^{\circ}$, eine geringe weitere Abnahme bis 150 cm über dem Boden und erst von da an eine Temperaturzunahme gefunden. Ähnliche Verhältnisse wurden auch an anderen Stationen beobachtet.

F. Steinhäuser.

G. Falckenberg. Der nächtliche Wärmehaushalt bodennaher Luftschichten. Meteorol. ZS. 49, 369—371, 1932, Nr. 10. Verf. diskutiert zuerst über die Arbeiten verschiedener Forscher auf diesem Gebiet (Blank, Homén, Ångström, Albrecht) und erklärt die Ergebnisse aller bisherigen Wärmehaushaltsmessungen für reichlich unsicher. Er kommt dann auf seine Messungen auf dem Gelände der Rostocker Luftwarte zu sprechen, wobei er den Anteil des Massenaustausches auf den nächtlichen Wärmehaushalt der Erdoberfläche untersucht. Wie er die Scheinleitung durch den Massenaustausch bestimmte, beschreibt und erklärt er an drei Abbildungen, verweist auf die bekannte Gleichung der Ausstrahlung des nackten Erdbodens und geht dann auf die Verhältnisse beim bewachsenen Erdboden ein. Zu seinen Messungen benutzt er die in Meteorol. ZS. 47, 154, 1930 beschriebene Apparatur (eine dünne Platte aus Woodischem Metall mit Schutzring), gibt Näheres über ihre Vorzüge bei ihrem Gebrauch und ihre Handhabung u. ä.

Blaschke.

Fr. Krügler. Über den Anteil des Massenaustausches am nächtlichen Wärmehaushalt der Erdoberfläche. Meteorol. ZS. 49, 372—376, 1932, Nr. 10. Es handelt sich um Wärmehaushaltsmessungen mit den gleichen Apparaten und nach denselben Methoden, wie sie G. Falckenberg ausführte. Instrumentell wurde die effektive Bodenausstrahlung und Wärmeleitung gemessen und die Kondensations- + Erstarrungswärme berechnet. In Tabelle 1 läßt sich u. a. der große Einfluß der Advektion erkennen (er läßt sich auch häufig mittels Wetter-

karten aus den Temperaturen der Umgebung schätzen), aber auch die nicht weit reichende Störung durch Wälder, Seen oder das Meer bei schwachen Winden (bei ihnen ist die Energiezufuhr durch Advektion warmer Luft auf längeren Strecken sehr klein und daher zu vernachlässigen). In Tabelle 2 werden Wärmebilanzen bei wolkenlosen oder nahezu solchen Nächten mit Landwinden gegeben, ferner die bei Schneedecke, Reif, bedecktem Himmel, in böigen und nichtböigen Nächten. Angaben betreffen die Ausführung der Messungen und Berechnung der Wärmebilanzen, Vergleich von Messungen des Verf. mit solchen von Ångström. Verf. kommt zu Scheinleitungswerten von weniger als dem zehnten Teil der Ångströmschen und erklärt den Energietransport durch Massenaustausch bei nicht böigem Wind über ebenem Gelände von nur untergeordneter Bedeutung für den nächtlichen Wärmehaushalt der Erdoberfläche. *Blaschke.*

Ferd. Travníček. Neue Methoden der Forschung nach dem barometrischen Säkulareffekt. *Meteorol. ZS.* 49, 376—381, 1932, Nr. 10. Verf. verweist auf seine Arbeit in *Meteorol. ZS.* 46, 71, 1929, in welcher es mittels des graphischen Verfahrens extrapolatorisch relativ einfach gelang, für bestimmte Zeiträume mit beträchtlicher Genauigkeit die totale barometrische Unruhe zu ermitteln. Aus den Gangunterschieden von Kurven (Salzburg, Budapest und Vardö) ließen sich Schlüsse auf den konkreten Barometergang ziehen, auf den Effekt der Gebirgsstörung aufmerksam machen u. a. Im folgenden zeigt dann der Verf., daß sich auch mittels des gleichen graphischen Verfahrens sehr beträchtliche säkulare Änderungen der barometrischen Unruhe teilweise auf ihre besondere zeitliche Natur zurückführen lassen. Er behandelt die säkulare Gangänderung barometrischer Unruhe, den Säkulareffekt, berechnet die interdiurne Luftdruckveränderlichkeit von Vardö wie Salzburg und findet, daß die Intensität der säkularen Variation für beide Stationen von der Größe des der Berechnung zugrunde liegenden Zeitintervalls abhängt. Das Säkularphänomen, die säkulare Zusatzunruhe, erscheint analog dem Gebirgsstörungseffekt von kurzperiodischer Natur zu sein. *Blaschke.*

Hermann Lipp. Über gleichzeitige Messungen von Glorien und Kränzen auf der Zugspitze. *Meteorol. ZS.* 49, 389—392, 1932, Nr. 10. Kurzer Hinweis auf ähnliche Arbeiten und die Entstehung von Glorienbildungen durch leichte Nebelschwaden, sowie auf die Methode zur Messung der Ringe (Winkelmessung von Köhler ohne Verwendung einer Schutzbrille zwecks besserer Verfolgung der Farben der Ringe). Angegeben werden die Ergebnisse der gleichzeitigen Kranz- und Glorienmessungen in einer Tabelle und die Daten mit denen anderer Forscher verglichen. Die Messungen zeugen nicht eindeutig für eine der bekannten Glorienteorien und sollen daher auf der Zugspitze bei Nebel und mit künstlicher Lichtquelle wiederholt werden. Dabei soll noch der weiße Nebelbogen eingehend verfolgt werden, dessen Perntsche Theorie von den Beobachtungen abweicht. *Blaschke.*

A. Lafay. Sur la prévision de l'action d'un vent rapidement variable. Application à l'effet Katzmayr et à l'autorotation. *C. R.* 195, 358—361, 1932, Nr. 5. Die Wirkungen eines periodisch rasch richtungsveränderlichen Windstroms auf einen in demselben befindlichen Flügel sind bekannt (Katzmayr-Effekt). Da die theoretischen Voraussagen durch die Versuche von Toussaint (Paris 1923) bestätigt wurden, so liegt der Gedanke nahe, bei der Behandlung der Autorotation ähnlich vorzugehen. Eine Drehbewegung ist beim rechteckig vorausgesetzten Flügel um drei Achsen möglich, erstens um eine Achse parallel zur Strömungsrichtung (Rolle eines Flugzeuges), zweitens um eine Achse senkrecht zur Strömungsrichtung und parallel zur längeren Seite des Flügels, und drittens um eine Achse senkrecht zur Strömung und senkrecht zur längeren Seite

(Drehflügel-Flugzeug oder Autogyro). La fay untersucht den zweiten Bewegungstyp; zur Erklärung des Phänomens zieht er eine Beobachtung von Rateau heran, wonach die Luftkräfte an ebenen Platten keine eindeutige Funktion des Anstellwinkels sind. Geht man bei der experimentellen Untersuchung einer angeströmten Platte von kleinen Anstellwinkeln zu großen über, so findet man einen Grenzwinkel, bis zu welchem die Strömung am Schaufelrücken anliegt, bei dessen Überschreitung aber sie an der Vorderkante abreißt; macht man den Versuch umgekehrt, indem man von großen Anstellwinkeln zu kleinen übergeht, so findet man ein Wiederanlegen der Strömung erst bei einem Winkel, der wesentlich kleiner als der zuerst festgestellte Grenzwinkel ist. Dreht man einen Flügel fortlaufend um 360° , so entstehen aus dem oben zitierten Unterschied Impulse, welche die Drehbewegung von sich aus aufrechterhalten. *Schilhansl.*

Oliver R. Wulf. A Theory of the Ozone of the Lower Atmosphere and its Relation to the General Problem of Atmospheric Ozone. Phys. Rev. (2) 41, 375—376, 1932, Nr. 3. Zur Erklärung der Lücke im Spektrum des Sonnenlichtes zwischen 2200 und 2000 Å werden die Arbeiten von Warburg, der unter Berücksichtigung der Absorptionskoeffizienten des Ozons und des Sauerstoffs den Sitz der absorbierenden Substanz bei Annahme einer plausiblen Verteilung mit der Höhe untersucht, und die Beobachtungen von Götz und Ladenburg einander gegenübergestellt. *Fritz Hänsch.*

C. Müller, H. Theissing und H. Kiessig. Die Durchlässigkeit von Wolken und Nebeln für sichtbare und ultrarote Strahlung. Untersuchungen im Hinblick auf die Ultrarotsignalisierung. ZS. d. Ver. d. Ing. 76, 925—929, 1932, Nr. 39. Mit einem Spektralapparat mit Glasoptik und mit der Sonne als Lichtquelle wurden Wolken und verschiedene Nebel bezüglich ihrer Durchlässigkeit im Ultrarot und Sichtbaren registrierend untersucht. Das angewandte Registrierverfahren ermöglichte schnelle gleichzeitige Messung der zu vergleichenden Strahlungsstärken auch bei raschen Nebeländerungen. Wolken zeigten sich für sichtbares (gelbrotes) und ultrarotes Licht gleich durchlässig, während natürliche Nebel vom Ultrarot etwas besser, künstliche Nebel sogar beträchtlich besser durchdrungen wurden. So ergab sich für letztere eine bis 30fache Reichweitenvergrößerung für ultrarotes Licht ($\lambda = 2,2 \mu$). Das bedeutet zugleich, daß bei Schwächung gelbroten Lichtes im künstlichen Nebel auf 0,1 % die Wellenlänge $2,2 \mu$ nur auf 70 % geschwächt wird, und daß ein gleichempfindlicher Strahlungsempfänger 700 mal so stark anspricht, wenn man gleiche Ausgangsintensitäten voraussetzt. *Theissing.*

L. Weickmann. Beobachtung von Strukturböden während der Polarfahrt des „Graf Zeppelin“, Juli 1931. Leipziger Ber. 84, 121—122, 1932, Nr. 2.

A. O. Rankine. Some Aspects of Applied Geophysics. Nature 130, 421—424, 1932, Nr. 3281.

R. Wavre. Potentiel newtonien et topologie. Arch. sc. phys. et nat. (5) 14, 1932, Juli/August. [C. R. Séance Soc. de phys. de Genève 49, 121—122, 1932, Nr. 2.]

E. Reichel. Methodische Bemerkungen zur Bearbeitung von Eintritts- und Andauerzeiten. Meteorol. ZS. 49, 342—348, 1932, Nr. 9. *H. Ebert.*

Geophysikalische Berichte

I. A. Fleming. Louis Agricola Bauer. Gerl. Beitr. **37**, 129—130, 1932, Nr. 2/3.

A. Nippoldt. Die 10. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft vom 4. bis 6. Oktober 1932 in Leipzig. Naturwissensch. **20**, 873—874, 1932, Nr. 48.

O. Baschin. Russische Nordpolarforschung. Naturwissensch. **20**, 874—877, 1932, Nr. 48.

Wilhelm Volkmann. Zum Foucaultschen Pendelversuch. ZS. f. Unterr. **45**, 261—264, 1932, Nr. 6. *H. Ebert.*

G. Petrucci. Su una bilancia gravimetrica e magnetica. Cim. (N. S.) **9**, 270—276, 1932, Nr. 8. Im Anschluß an eine frühere Arbeit des Verf., in der eine Waage beschrieben wurde, welche die Erdbeschleunigung und die Horizontalkomponente des erdmagnetischen Feldes zu bestimmen erlaubte, wird in der vorliegenden Arbeit eine Reihe physikalischer Daten dieser Waage, wie Empfindlichkeit, Induktion des erdmagnetischen Feldes, Temperatureinfluß, diskutiert. Die Empfindlichkeit reduziert sich durch diese Einflüsse auf 10^{-5} cm sec⁻², doch ist diese Meßanordnung für die Änderung der Erdbeschleunigung etwa hundertmal empfindlicher als die des Pendels. *Tollert.*

Leo Wenzel Pollak. Niederschlagssammler mit Wasserstandsglas in Spiralförmigkeit zur Feinablesung. Meteorol. ZS. **49**, 360—361, 1932, Nr. 9. Besonders zur Verwendung in Gegenden, in denen die Niederschlagssammler nicht täglich abgelesen werden können, ist bei der Firma Lambrecht ein Niederschlagssammler herausgekommen, der gestattet, die Niederschlagshöhe an der Graduierung einer Glasspirale abzulesen, die sich um das Sammelgefäß herumwindet. Zum Schutze dient ein Metallmantel. Die Skala ist von 0,05 zu 0,05 mm Niederschlagszuwachs eingeteilt. *Fritz Hänsch.*

A. O. Rankine. Some observations with a gravity-gradiometer. Proc. Phys. Soc. **44**, 474—493, 1932, Nr. 4 (Nr. 244). Die Dämpfungseinrichtung des Gradiometers von Shaw und Lancaster-Jones besteht aus einem flachen Glimmerring, der das Gehänge konzentrisch umgibt und in einem schmalen Luftraum schwingt. Es wurden erhebliche Störungen beobachtet, als deren Ursache kleine elektrostatische Aufladungen an begrenzten Stellen des Glimmringes erkannt wurden. Durch Einbringen eines radioaktiven Präparates in den Luftraum konnte die Störung vollkommen beseitigt werden. *K. Jung.*

E. Lancaster-Jones. The principles and practice of the gravity gradiometer. Journ. scient. instr. **9**, 341—353, 1932, Nr. 11. Das Gradiometer ist eine für die Krümmungsgröße unempfindliche Art der Eötvöschschen Drehwaage, mit der man nur den Gradienten mißt. Die drei gleichen Massen des Gehänges bilden im Grundriß ein gleichseitiges Dreieck, zwei der Massen liegen in gleicher Höhe. Das Gehänge hat eine kurze Beruhigungsdauer, das Instrument ist leicht transportabel. Die Konstruktion, das physikalische Prinzip und die Auswertungsmethoden werden eingehend dargestellt. *K. Jung.*

M. Robitzsch. Über den Bimetallaktinographen Fuess-Robitzsch. Gerlands Beitr. **35**, 387—394, 1932, Nr. 3/4. *H. Ebert.*

K. Büttner und E. Sutter. Die spektrale Durchlässigkeit von Filtern für Aktinometer, Photozelle und Auge. Gerlands Beitr. **37**, 175—197, 1932, Nr. 2/3. Die Untersuchungen wurden mit Doppelmonochroma-

toren durchgeführt, wo für den Bereich von 400 bis 800 $m\mu$ die Quarz- durch Flintprismen ersetzt wurden, um in diesem Bereich genügende Dispersion zu erreichen. Als Aufnahmegeräte wurden für 250 bis 500 $m\mu$ Kaliumzellen und für 440 bis 2900 $m\mu$ ein Vakuumthermoelement mit Quarzfenster nach Moll verwendet. Die Verff. untersuchten damit für meteorologische Strahlungsmessungen geeignet zusammengestellte Filtertypen. Die Ergebnisse sind in Tabellen und Kurven mitgeteilt. Eine Wiederholung der Messungen nach $1\frac{1}{2}$ Jahren ergab eine gute zeitliche Konstanz der Filter. *Ferd. Steinhäuser.*

G. Falekenberg. Kritik am Ängströmschen Pyrgeometer. Meteorol. ZS. 49, 197—199, 1932, Nr. 5. Vergleichsmessungen zwischen einem Ängströmschen Pyrgeometer und einem neugebauten ventilierten Instrument möglichst geringer Wärmekapazität ergeben größere Unterschiede. Die Ursache wird darin erblickt, daß die Temperatur der inneren Ebonitteile des Ängströmschen Pyrgeometers nicht schnell genug dem nächtlichen Rückgang der Lufttemperatur folgt. *P. Dubois.*

C. Bois. Les séismographes pour l'inscription de la composante verticale du mouvement du sol. Journ. de phys. et le Radium (7) 3, 56 S—57 S, 1932, Nr. 3. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 321.] Ein kurzer Bericht über eine zusammenfassende Darstellung der Geschichte und Konstruktion der Vertikalseismographen. *K. Jung.*

A. Proviero. Ancora intorno allo smorzamento dei sismografi. Lincei Rend. (6) 16, 237—242, 1932, Nr. 5/6. Der „Disynchronismus“ der ungedämpften Pendel der Seismographen wird als ein sehr gutes Mittel angesehen, um in den Seismogrammen die von der tellurischen Bewegung verursachten Wellen aufzufinden und um die notwendigen Elemente für die Formeln der dynamischen Verstärkung zu entnehmen. Dieses Verfahren wird dem Verfahren der gedämpften Pendel vorgezogen. *Tollert.*

Bruno Rossi. Efficiency of the Geiger-Müller Counter. Nature 130, 699, 1932, Nr. 3288. Die Wirkung eines Zählrohres nimmt mit der Betriebsspannung zu und wird schließlich eins, wie Jakobsen neuerdings bestätigen konnte. Sie ändert sich auch nicht, wenn die Wanddicke des Rohres beträchtlich verringert wird. Die Entladungen rühren also von der direkten Ionisation des Höhenstrahles und nicht von weicheren Sekundärstrahlen aus den Zählrohrwandungen her. Von drei vertikal übereinander stehenden Zählrohren hatte das mittlere eine 7μ -Aluminiumwandung, über welche auch eine 1 mm-Messingröhre geschoben werden konnte. Die Anzahl der dreifachen Koinzidenzen war dann in beiden Fällen gleich. *Kolhörster.*

Vilho Väisälä. Bestrebungen und Vorschläge zur Entwicklung der radiometeorographischen Methoden. (Vorläufige Mitteilung.) Comm. Fenn. 6, Nr. 2, 10 S., 1932. Verf. hat 1931 begonnen, einen Radiometeorographen für Registrierballone zu entwickeln. Benutzt wird die von P. Duckert angegebene Methode der Kondensatorsteuerung eines Meßsenders durch das zu messende meteorologische Element. Übertragen wird zunächst nur die Temperatur. Verf. schlägt in Verfolg seiner Arbeiten vor, auch die anderen interessierenden Elemente auf die gleiche Art zu messen. Die Elemente sollen nacheinander durch den gleichen Sender übertragen werden. Für eine auf dem gleichen Prinzip beruhende fernmeldende Bodenstation gibt Verf. an, wie er sich die Umwandlung der Meßdaten in Kapazitätsänderungen des Schwingkreiskondensators denkt. *P. Duckert.*

A. Büdel. Eine photogrammetrische Methode zum Studium der Strömungs- und Austauschvorgänge. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosph. 20, 9—17, 1932, Nr. 1. Durch Kuppelung einer Kinokamera mit einem Ballontheodoliten werden kinematographische Aufnahmen von Rauchwolken zum Zwecke der Strömungs- und Turbulenzforschung ausgeführt. Verf. gibt ein graphisches Verfahren zur Entzerrung der Aufnahmen an. Die Lebensgeschichte von „Kleinluftkörpern“ von 20 bis 50 m Durchmesser wird durch solche Messungen studiert.

P. Duckert.

P. Duckert und W. Kopp. Läßt der heutige Stand der Instrumententechnik aerologisch einwandfreie Flugzeugmessungen zu oder nicht? Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosph. 18, 253—262, 1932, Nr. 4. Durch umfangreiche Messungen im Windkanal, an Flugzeugen und gefesselten Flugkörpern kommen Verf. zu dem Ergebnis, daß die meisten der heute verwendeten Instrumententypen für die Flugzeugaufstiegspraxis Werte des Luftdruckes und der Temperatur abzulesen gestatten, die innerhalb der Ablesegenauigkeit von ± 2 mm Hg und $\pm 0,5^\circ$ C richtig und mit den aus anderen Aufstiegmethode abgeleiteten vergleichbar sind. Anders geartete Ergebnisse anderer Autoren werden diskutiert und zum Teil als Meßfehler erkannt.

P. Duckert.

A. K. Das. A simple instrument for studying temperature inversions in the free atmosphere. Gerlands Beitr. 37, 224—232, 1932, Nr. 2/3. Der „Inversion-Detektor“ ist aus Glas und besteht im wesentlichen aus einem umgekehrten U-Rohr, das mit Schwefelsäure gefüllt ist und am oberen Querteil angeschmolzen eine dünne, luftgefüllte Glaskugel trägt. Der eine Arm des U-Rohres mündet in einen mit Schwefelsäure gefüllten Beutel und enthält ein Ventil, das nur ein Aufsteigen der Säure nach oben erlaubt, während der andere Arm in ein eine Mischung von pulverisiertem Kaliumchlorat und Zucker enthaltendes Gefäß mündet und ein Ventil enthält, das nur einen Austritt der Säure nach unten gestattet. Das Instrument ist so leicht, daß es an einen Pilotballon angehängt werden kann. Solange die Temperatur abnimmt, kühlt die in der Kugel eingeschlossene Luft ab und es wird im U-Rohr Säure angesaugt. Beim Eintritt in eine Inversion wird die eingeschlossene Luft erwärmt und drückt die Säure durch den zweiten Arm hinunter, wodurch es zur Reaktion mit dem Pulvergemisch kommt. Die dabei entwickelte Rauchwolke wird beobachtet und zeigt die Inversion an. Durch entsprechende Dimensionierung der Glaskugel kann auch die Stärke der Inversion angegeben werden.

Ferd. Steinhäuser.

Herman L. Fairchild. Earth rotation and river erosion. Science (N.S.) 76, 423—427, 1932, Nr. 1976.

H. Ebert.

Biagio Giannelli. Sull'effetto della resistenza dell'aria sopra la deviazione dei gravi cadenti. Cim. (N.S.) 9, 259—263, 1932, Nr. 8. Es wird die Wirkung des Luftwiderstandes auf die Ablenkung frei fallender Körper mit Hilfe der Störungsmethode untersucht, indem als Hauptbewegung die im leeren Raum und als gestörte die Relativbewegung in Luft gewählt wird. Die Ergebnisse stimmen mit den Messungen von Hall über die östliche Ablenkung überein; sie zeigen, daß der relative Unterschied der Abweichungen in Richtung des Meridians im Vakuum und in Luft immer größer sein muß als der entsprechende Unterschied der Ablenkungen nach Osten.

Tollert.

Friedrich Nölke. Die vorgeologische Entwicklung der Erde als Schlüssel zum Verständnis der geologischen Entwicklung. Gerlands Beitr. 37, 252—270, 1932, Nr. 2/3.

H. Ebert.

Heinrich Gräven. Über eine Methode zur Bestimmung von Uran und Thorium an Gesteinshandstücken. II. S.-A. Wiener Ber. 141 [2 a], 515—520, 1932, Nr. 8. Bereits berichtet nach Wiener Anz. 1932, S. 151; vgl. diese Ber. 13, 2111, 1932.

Heinrich Gräven und Gerhard Kirsch. Über die Radioaktivität der jungpräkambrischen Granite Südfinnlands. S.-A. Wiener Ber. 141 [2 a], 521—528, 1932, Nr. 8. Bereits berichtet nach Wiener Anz. 1932, S. 152; vgl. diese Ber. 13, 2111, 1932. *Scheel.*

Ellen Gleditsch and Bergliot Qviller. Investigation of Uranothorites from the Arendal district, Norway. Phil. Mag. (7) 14, 233—243, 1932, Nr. 90. Es wurden Uranothorit-Mineralproben aus dem Arendaldistrikt (Norwegen) auf Relativgehalt an radioaktiven Substanzen untersucht. Das Uran-Radium-Gleichgewicht ist niedriger als normal, so daß die Mineralien Veränderungen durchgemacht haben müssen. Aus einer dieser Proben wurde Blei isoliert und zur Atomgewichtsbestimmung und zur Berechnung von Ra G und Th D verwendet; es ergab sich $Ra\ G/U = 0,0556$, $Th\ D/0,36\ Th = 0,3206$. Das Alter des Minerals ergibt sich aus der ersten Zahl zu 430, aus der zweiten Zahl zu $244 \cdot 10^6$ Jahre; da dies zu kleine Zahlen sind, wird auf Blei-Auslaugung durch das Grundwasser geschlossen, wovon Thorium—Blei stärker betroffen worden sein muß. *K. W. F. Kohlrausch.*

D. Riabouchinsky. Quelques considérations sur l'interprétation hydrodynamique de la périodicité des taches solaires. C. R. 195, 574—576, 1932, Nr. 14. Zur Erklärung des Mechanismus der 11 jährigen Periode der Sonnenflecken werden an einer um eine vertikale Achse drehbaren, mit Wasser gefüllten Glaskugel Analogieversuche ausgeführt. *Schmerwitz.*

Karl Jung. Die Randwertaufgabe der Geodäsie und die Bestimmung der Geoidundulationen aus Schweremessungen. Gerlands Beitr. 37, 233—251, 1932, Nr. 2/3. Bei der Randwertaufgabe der Geodäsie handelt es sich um die Bestimmung der Geoidgestalt aus Schwerewerten. Sie führt stets auf das Problem, aus den Schwerewerten an einer Niveaufläche die Gestalt dieser Fläche zu bestimmen. Sie ist für kugelähnliche Niveauflächen eindeutig lösbar, wenn die betrachtete Fläche alle Massen einschließt; sie ist aber unendlich vieldeutig, wenn sich im Innern und zugleich außerhalb der Fläche Massen befinden. Es kann keine Methoden geben, die in diesem Fall zur Lösung führen. Daher ist es nicht möglich, dem Vorschlag Hopfners entsprechend, die nach dem Verfahren von Prey reduzierten Schwerewerte als Ausgangsmaterial zur Geoidbestimmung zu verwenden. Hopfners Methoden zur Bestimmung des Geoids aus solchen Schwerewerten müssen Fehlschlüsse enthalten, die im einzelnen nachgewiesen werden. Zum Schluß wird gezeigt, daß für die Bestimmung einer alle Massen einschließenden Niveaufläche das von Helmer abgeleitete Formelsystem dem ähnlichen von Hopfner abgeleiteten vorzuziehen ist. *K. Jung.*

Ernst Jänecke. Etwas über die Schrumpfung der Erde. Heidelberger Ber. 1932, Nr. 6, 8 S. „Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Tatsache des Wärmeflusses in der Erde nach außen in Verbindung damit, daß alle Stoffe beim Erstarren unter höherem Druck ihr Volumen verkleinern, hinreicht zur vollständigen Erklärung für die Schrumpfung der Erde und der damit zusammenhängenden Erscheinungen.“ *K. Jung.*

Seismometrical Report. S.-A. Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo 1932, 6 S. *H. Ebert.*

Takeo Matuzawa und Takaharu Fukutomi. Zwei merkwürdige Wellengruppen bei einigen Erdbeben in Kwantô und die dritte Mitteilung über den vorlaufenden Teil der Erdbebenbewegungen. *Bull. Earthq. Res. Inst.* 10, 499—516, 1932, Nr. 3. *H. Ebert.*

J. Lacoste. Sur un séisme à épice centre méditerranéen. *C. R.* 195, 815—817, 1932, Nr. 19. Der Herd des in Südfrankreich gefühlten Bebens vom 1. Mai 1932 liegt nach den Aufzeichnungen französischer, spanischer, italienischer und schweizer Stationen im Mittelmeer in $2^{\circ} 25'$ östlicher Länge und $42^{\circ} 45'$ nördlicher Breite, die Herdtiefe wird nach den Tabellen von Mohorovičić zu 25 bis 45 km gefunden. In einer Tabelle werden die Zeiten der deutlichsten Einsätze, die Herdentfernungen und die daraus berechneten Herzzeiten angegeben. *K. Jung.*

H. Witte. Beiträge zur Berechnung der Geschwindigkeit der Raumwellen in Erdinnern. *Göttinger Nachr.* 1932, S. 199—241, Nr. 2. Es wird untersucht, unter welchen Voraussetzungen das Verfahren von Herglotz-Wiechert angewandt werden kann. Es wird zunächst vorausgesetzt: 1. Das Problem kann als ein ebenes behandelt werden. 2. Es kann, wie in der geometrischen Optik, mit Laufstrahlen gerechnet werden. 3. Gültigkeit des Fermatschen Prinzips. 4. Die Wellengeschwindigkeit v ist nur von dem Abstand r des Erdmittelpunktes abhängig. 5. $\mathfrak{B}_r = v/r$ ist eine stückweise stetige Funktion. Weiter werden die Voraussetzungen gemacht, die erforderlich sind, damit die Ableitung nach r von $\xi = (r/v)^2$, wenn $dv/dr = v/r$ ausgeschlossen wird, endlich, stückweise stetig und unter Ausschluß von $r=0$ von Null verschieden wird. Ferner soll sich von ξ die Umkehrfunktion $r = r(\xi)$ bilden lassen. Dann läßt sich der Winkel, der durch zwei von dem Erdmittelpunkt nach zwei auf einem Laufstrahl liegenden Punkten gezogenen Radien gebildet wird, durch eine Gleichung, die der Abelschen Integralgleichung ähnlich ist, ausdrücken. Es wird weiter gezeigt, daß dieser Winkel, dividiert durch die scheinbare Oberflächengeschwindigkeit für Beben, deren Herde an der Erdoberfläche angenommen werden und die stetige Laufzeitkurven liefern, berechnet werden kann. Dann wird die Überführung der Lösung der Abelschen Integralgleichung in die Wiechertsche Form vorgenommen. Die Voraussetzungen hierfür werden angegeben. Die Anwendbarkeit des Herglotz-Wiechertschen Satzes auf empirische Laufzeitkurven wird behandelt. Im zweiten Kapitel wird die Geschwindigkeit der Erdbebenwellen im Erdinnern unter Zugrundelegung neuerer Laufzeitkurven berechnet. Diese Berechnung ergibt, daß in Tiefen von 900 bis 1000 km und 2600 bis 2700 km Diskontinuitätsflächen zu vermuten sind. *W. Schneider.*

Chûji Tsuboi. Comparison of the Modes of the Vertical Deformations of the Earth's Crust in the Same District during Different Time Intervals. *Bull. Earthq. Res. Inst.* 10, 570—595, 1932, Nr. 3. Wenn in einer Gegend nacheinander mindestens dreimal Nivellements ausgeführt worden sind, so kann man daraus die Vertikalbewegung der Erdkruste in der betreffenden Gegend bestimmen. Man bekommt auch Anhaltspunkte dafür, ob die Erdkruste einer Gegend in den verschiedenen Zeitintervallen, die zwischen den einzelnen Nivellements liegen, sich immer in derselben Richtung bewegt oder ob diese wechselt, oder ob die Bewegung verhältnismäßig gleichmäßig oder sprunghaft vonstatten geht. Die in Japan gemachten Nivellements sind in dieser Hinsicht bearbeitet worden. Das Ergebnis dieser Bearbeitung ist in der vorliegenden Veröffentlichung graphisch und in Tabellen zusammengefaßt. *W. Schneider.*

Mishio Ishimoto. Echelle d'intensité sismique et accélération maxima. *Bull. Earthq. Res. Inst.* 10, 614—626, 1932, Nr. 3. In den Erdbeben-

skalen ist einer bestimmten Beschleunigung eine bestimmte zerstörende Wirkung zugeordnet. Man hatte bisher Skalen, die in 12 Stärkegrade eingeteilt waren. Der Verf. sagt, daß diese Skalen in den Erdbebengebieten nur eine beschränkte Anwendung gefunden haben, weil außer der Beschleunigung noch andere Faktoren für die zerstörende Wirkung maßgebend sind, z. B. bei Gebäuden deren Bauart. Auch die bisher übliche Berechnung der Beschleunigung aus seismographischen Aufzeichnungen enthält große Ungenauigkeiten. Es wird nun eine neue Erdbebenskala angegeben, die ebenfalls den Zusammenhang zwischen zerstörender Wirkung und Beschleunigung enthält. Die Beschleunigungen sind aber mit einem Beschleunigungsmesser gemessen worden, und die Zahl der Stärkegrade ist auf die folgenden 7 beschränkt:

Stärkegrad	0	I	II	III	IV	V	VI
Beschleunigung m gal .	0—0,5	0,5—2	2—8	8—32	32—128	128—512	512—∞

W. Schneider.

Kinkiti Musya. Investigations into the Luminous Phenomena accompanying Earthquakes. Bull. Earthq. Res. Inst. 10, 649—673, 1932, Nr. 3. (Japanisch mit ausführlicher englischer Zusammenfassung.) Der Verf. hat weitere Beobachtungen über Lichterscheinungen bei Erdbeben gesammelt. Er glaubt, daß man diese Lichterscheinungen nicht auf Brände oder Blitze bei Gewittern oder auf irgendwelche in der zerstörenden Wirkung der Erdbeben liegende Ursachen zurückführen kann. Der Verf. vermutet, daß die Lichterscheinungen unmittelbar durch Erdbeben hervorgerufen werden. Eine befriedigende Erklärung ist allerdings noch nicht gefunden.

W. Schneider.

Ch. Maurain et J. Devaux. Étude sur la conductibilité électrique et les noyaux de condensation atmosphériques au cours d'un voyage au Groenland. C. R. 195, 837—840, 1932, Nr. 20. Auf einer Expeditionsfahrt nach Grönland (Juli—September 1932) wurden lufterlektrische Leitfähigkeitsmessungen vorgenommen und Kondensationskerne gezählt. Die Leitfähigkeit nahm in den arktischen Gegenden zu.

Schmerwitz.

E. Mathias. Sur le choc en retour. C. R. 195, 844—846, 1932, Nr. 20. Beschreibung physiologischer Blitzwirkungen.

Schmerwitz.

W. F. G. Swann. An electron orbit in the magnetic equatorial plane of the earth. Journ. Franklin Inst. 214, 465—471, 1932, Nr. 4. Obgleich über die Elektronenbahnen in dem Magnetfeld der Erde von Störmer theoretisch sämtliche Fälle umfassende Ableitungen gegeben worden sind, werden hier, teils auf einfachere Grundbetrachtungen gestützt, die Bewegungen im magnetischen Äquatorialfeld abgeleitet. Der Fall einer Schleifenbahn mit Berührung der Erdoberfläche wird besonders ausführlich behandelt.

Schmerwitz.

K. Kähler. Über das Ionenspektrum der Atmosphäre. Naturwissensch. 20, 783—786, 1932, Nr. 43. In einem sehr übersichtlich zusammengefaßten Bericht wird zunächst die geschichtliche Entwicklung der Kenntnisse über die einzelnen Ionengruppen in der Atmosphäre gegeben. Diesem folgt eine Kritik der Meßmethoden und eine Zusammenstellung der Beobachtungsergebnisse sowohl auf rein physikalischem Interessengebiet wie auf dem der wichtigsten Anwendung, der Klimatologie und Heilwirkung.

Schmerwitz.

Reinhard Süring. Beteiligung Deutschlands am Internationalen Polarjahr. Sonnenstrahlungsmessungen und Wolkenbeobachtungen. Forsch. u. Fortschr. 8, 375—376, 1932, Nr. 29. Im Rahmen des Internationalen Polarjahres beteiligt sich Deutschland hauptsächlich an Strahlungs-

messungen und Wolkenbeobachtungen. Bei der Strahlung handelt es sich um Erlangung untereinander vergleichbarer Messungen in bestimmten Spektralbereichen, um Messungen des Trübungsgrades der Atmosphäre und um Bestimmung des Austausches zwischen kurzweiliger Einstrahlung und langweiliger Ausstrahlung. Die Wolkenbeobachtungen unter besonderer Berücksichtigung der Hydrometeore werden in ein Wolkentagebuch eingetragen, um so Material über die Morphologie der Wolken und ihre physikalischen Ursachen zu sammeln. Weiterhin werden die Wetterflugzeuge in Königsberg, Hamburg, Darmstadt und München besondere Beobachtungen innerhalb und am Rande der Wolken vornehmen. *Fritz Hänsch.*

Carl Störmer. Ein Fundamentalproblem der Bewegung einer elektrisch geladenen Korpuskel im kosmischen Raume. Dritter Teil. ZS. f. Astrophys. 4, 290—318, 1932, Nr. 4. In zwei vorhergehenden Abhandlungen (diese Ber. 13, 118, 1932) waren die relativistischen Bewegungs-gleichungen einer elektrisch geladenen Korpuskel unter gleichzeitiger Einwirkung eines magnetischen Dipols und einer Zentralkraft behandelt worden, welche, vom Dipol ausgehend, dem Quadrat der Entfernung umgekehrt proportional ist. Es werden also Verhältnisse betrachtet, wie sie bei Nordlicht oder Höhenstrahlen vorliegen, wenn diese in Erdnähe gelangen. Nunmehr werden weitere für numerische Berechnungen geeignete Reihenentwicklungen gegeben, deren Integrationskonstanten bestimmt und auf Sonderfälle, wie kraftfreies Feld, klassische Gravitation, Dipol allein wirksam angewandt. *Kolhörster.*

R. Stoppel. Die Raumladung und ihre Beziehung zu den chemischen Komponenten der Atmosphäre. ZS. f. Phys. 78, 849—853, 1932, Nr. 11/12. Zur Beantwortung der Frage, wie sich die verschiedenen chemischen Komponenten der Atmosphäre gegenüber den Raumladungen verhalten, welche die tagesperiodischen Ausschläge an kurzgeschlossenen Elektrometern hervorrufen, wurden Elektrometer, die mit nur zwei gegenüberliegenden Quadranten ohne Hilfsbatterie (nach F. Sanford) versehen waren, in einem Glasrezipienten aufgestellt, der nacheinander mit Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff und Kohlen-säure von Atmosphärendruck gefüllt wurde. Während in Wasserstoff die Elektrometernadel den ganzen Tag hindurch in vollkommener Ruhe verharrte, ergab sich für Sauerstoff und Stickstoff ein Kurvenverlauf, der demjenigen in freier Luft sehr ähnlich war. Bei Sauerstoff wurde ein Einfluß des Wetters auf die Größe der Ausschläge beobachtet. Bei Kohlen-säurefüllung ist die Kurve während der Tagesstunden ähnlich der von O₂ und N₂, bei Nacht dagegen macht die Nadel zahllose hin- und rückläufige Bewegungen. Ein Einfluß von Temperaturschwankungen ist nicht vorhanden. Das abweichende Verhalten in H₂ wird auf das besondere Verhalten dieses Gases in bezug auf Ionisationsstärke und Ionenbeweglichkeit zurückgeführt. *v. Steinwehr.*

F. Link. Enregistrements de parasites atmosphériques. C. R. 195, 619—621, 1932, Nr. 15. Auf dem Pic du Midi (2860 m) wurden Ionenregistrierungen vom November 1931 bis zum August 1932 mit vertikalen Sonden ausgeführt. Einige Resultate werden wiedergegeben und erörtert. *Schmerwitz.*

Ivo Ranzi. Causes of Ionisation in the Upper Atmosphere. Nature 130, 545, 1932, Nr. 3284. Ein kurzer Auszug der Ergebnisse eigener Versuche über Elektronendichte in den beiden oberen atmosphärischen Reflexionsschichten, ihre tägliche und jahreszeitliche Variation und Rekombinationszahlen. *Schmerwitz.*

W. Neilson Jones. Ball Lightning. Nature 130, 545, 1932, Nr. 3284. Zwei Kugelblitze von 5 bzw. 8 sec Dauer wurden in sehr großer Entfernung von drei Personen in der Nähe von Rapallo beobachtet. *Schmerwitz.*

E. C. Halliday. The Polarity of Thunderclouds. Proc. Roy. Soc. London (A) 138, 205—229, 1932, Nr. 834. Die durch einen Blitz verursachten plötzlichen Wechsel des elektrischen Feldes wurden photographisch registriert und zugleich visuelle oder auch photographische direkte Beobachtungen der Blitzgestalt vorgenommen. Bei Blitzen, die von der Wolke zum Boden und zwischen zwei Wolken verliefen, zeigte sich die höher gelegene Ladung positiv gegenüber der tieferen. Ein Blitz, der gegen den Boden verzweigt verläuft, kann negative Ladung von der Wolke auf den Boden übertragen. *Schmerwitz.*

M. J. O. Strutt. Der Einfluß der Erdbodeneigenschaften auf die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 39, 220—225, 1932, Nr. 6. In Fortsetzung eines zusammenfassenden Berichtes (vgl. diese Ber. 13, 1832, 1932) geht Verf. auf die Feldstärke auf der Erdoberfläche ein, da hier für alle Dipolarten verwickeltere Verhältnisse vorliegen als im Raum. Behandelt wird der vertikale und horizontale elektrische und magnetische Dipol. Ferner werden die Feldstärke auf der Erde, die von Strahlungsgebilden herrührt, ohne Berücksichtigung der Kennelly-Heaviside-Schicht, und die Ergebnisse einiger Feldstärkemessungen kurz gestreift. Schließlich wendet sich Verf. den verschiedenen Methoden der experimentellen Bestimmung der Erdbodeneigenschaften zu. *Kreielsheimer.*

R. C. Colwell. Atmospheric Conditions and the Kennelly-Heaviside Layer. Nature 130, 627—628, 1932, Nr. 3286. Seit 1925 angestellte Beobachtungen der Unterschiede zwischen Tag- und Nachtempfang an einer 309 m-Welle, die in Pittsburg gesendet und 60 km entfernt empfangen wurde, gestatten es, genaue Voraussagen bezüglich des Wetters abzuleiten derart, daß bei hohem Luftdruck, bzw. vor gutem Wetter, die Empfangsfeldstärke bei Nacht geringer ist als bei Tage, bei geringem Luftdruck umgekehrt. Die Ursache der Schwankungen ist offenbar der an der Heaviside-Schicht mehr oder weniger stark reflektierte Anteil der ankommenden Welle. Das Wetter konnte während der Jahre 1927 bis 1930 zu 90 % (nur im Februar und März zu 85 %) richtig vorausgesagt werden. *Bittmann.*

E. V. Appleton and S. Chapman. Suggested Wireless Observations during the Solar Eclipse of August 31, 1932. Nature 129, 757—758, 1932, Nr. 3264. Ausgehend von der Anschauung, daß für die Ionisation der oberen Atmosphäre sowohl das von der Sonne kommende ultraviolette Licht wie auch schnell bewegte neutrale Teilchen verantwortlich gemacht werden können, folgern Verff., daß wegen der verschiedenartigen Geschwindigkeit beim Auftreten einer Sonnenfinsternis wesentliche zeitliche und örtliche Unterschiede für beide Erscheinungen beobachtbar sein müßten. Dies müßte sich bei den Beobachtungen der scheinbaren Heavisidehöhen und Reflexionskoeffizienten auswirken. Bei der Sonnenfinsternis im Jahre 1927 wurde in England die Erkenntnis gewonnen, daß für die untere Schicht das ultraviolette Licht zumindestens teilweise, wenn nicht ganz allein wirksam sein müßte. Um dieses Ergebnis zu sichern, regen Verff. an, weitere Beobachtungen während der Sonnenfinsternis am 31. August 1932 vorzunehmen. Zu diesem Zwecke wird eine Karte mitgeteilt, auf der die von der Verfinsternung betroffenen Gebiete eingezeichnet sind. *Kreielsheimer.*

Shintaro Uda. Communication Tests for Radio Telephony by Means of Ultra Short Waves between Niigata and Sado. Techn. Rep. Tōhoku Imp. Univ. 10, Nr. 3, S. 45—52, 1932. Es werden Messungen über die Ausbreitungsverhältnisse ultrakurzer Wellen (4,6 und 5,8 m) beschrieben, die zwischen Niigata und der Insel Sado auf der Seefahrt zwischen beiden Stationen

ausgeführt wurden. Aus Versuchen mit horizontalen und vertikalen Antennen schließt der Verf., daß die horizontal polarisierten Wellen bei ihrer Ausbreitung durch die Krümmung der Seeoberfläche stärker abgeschirmt werden als die vertikal polarisierten, d. h. also, daß die vertikale Antenne vorzuziehen ist. Es zeigte sich, daß die Reichweite der vertikal polarisierten Wellen größer war als der theoretische Wert. Eine Reflexion der Wellen an der Kennelly-Heaviside-Schicht findet nicht statt.

Blechschmidt.

Eitaro Yokoyama and Shogo Namba. Theory on the propagation of low frequency waves. Rep. Radio Res. and Works Japan 2, 131—155, 1932, Nr. 2. Es wird die Reflexion von niederfrequenten Wellen (unter 100 Kilohertz) an der Kennelly-Heaviside-Schicht untersucht. Nach den Darlegungen der Verf. ist die Reflexion tagsüber metallisch, während in der Nacht dielektrisches Verhalten oder in einigen speziellen Fällen totale Reflexion eintritt. Das Verhältnis von reflektierter zu einfallender EMK und der Betrag der Phasenänderung bei Reflexion werden für verschiedene Bedingungen der Kennelly-Heaviside-Schicht berechnet. Des weiteren werden Frequenzabhängigkeit, Jahreszeiteneinfluß, Einfluß von Sonnenauf- und -untergang, Abhängigkeit von der geographischen Lage, Einfluß magnetischer Störungen, der Nachtfehler, Einfluß der Erde, Reichweite der Grundwelle u. a. m. behandelt.

Blechschmidt.

I. Ranzi. Nuovo dispositivo per ricerche sulla struttura della regione di Heaviside. Lincei Rend. (6) 16, 40—44, 1932, Nr. 1/2. Der Verf. beschreibt eine Apparatur zur Untersuchung der Heaviside-Schicht, die auf der von Breit und Tuve angegebenen Methode beruht: Aussendung eines kurzen Signals und Aufnahme der verzögerten, reflektierten Welle mittels eines Oszillographen.

K. Przibram.

E. V. Appleton. Wireless studies of the ionosphere. Journ. Inst. Electr. Eng. 71, 642—650, 1932, Nr. 430. Es werden die experimentellen Methoden zum Nachweis der Kennelly-Heaviside-Schicht und zur Untersuchung ihrer physikalischen Beschaffenheit zusammenfassend referiert. Aus den zahllosen Arbeiten, die kritisch gewürdigt werden, zieht der Verf. den Schluß, daß zwei Schichten vorhanden sind. Die niedere Schicht (*E*-Zone) liegt im Mittel bei 100 km Höhe, die Reflexionshöhe nimmt mit der Frequenz leicht zu. Eine zweite Zone befindet sich in 230 km Höhe (*F*-Zone). Oberhalb einer bestimmten Frequenz findet die Reflexion an dieser Zone statt. Sehr hohe Frequenzen durchdringen beide Zonen. Die reflektierten Wellen sind infolge des Erdmagnetfeldes auf der nördlichen Halbkugel linkszirkular, auf der Südhalbkugel rechtszirkular polarisiert. Die Polarisation führt auch zu den Nachtfehlern bei der Peilung eines Senders. Es handelt sich dabei um Strahlen, die die Kennelly-Heaviside-Schicht erreichen, dort in zwei elliptisch-polarisierte Komponenten gespalten werden, die verschieden reflektiert und absorbiert werden. Am Empfänger verursachen sie dann Fading und Peilfehler. In einem weiteren Abschnitt werden die Theorien über die Ausbreitungsvorgänge der Wellen besprochen. Die Arbeit schließt mit einem Kapitel über die Verteilung der Ionisierung im Raume und über ihre Herkunft.

Blechschmidt.

E. O. Hulburt. On calculations of the ionization in the upper atmosphere. National Res. Coun. 1932, S. 159—160. Verf. streift kurz die früheren Erklärungsmöglichkeiten für das Zustandekommen der Ionisation in der oberen Atmosphäre und weist darauf hin, daß die aus der Wiedervereinigung von Ionen und Elektronen bei Nacht berechnete Sprungentfernung sich nur um etwa 10 % ändern dürfte, während die Veränderung in Wirklichkeit etwa das Zweifache

beträgt. Unter der Annahme der in der Ionosphäre mutmaßlich herrschenden Temperatur und Windströmung hat Verf. die Berechnung der Ionisierung unter Berücksichtigung der Diffusion der Ionen durchgeführt, wobei auch der Einfluß des elektrischen, magnetischen und Gravitationsfeldes, das auf die Ionen wirkt, in Rechnung gesetzt wird. Eine bemerkenswerte Abweichung zwischen Theorie und Experiment konnte bis jetzt nicht gefunden werden, dennoch sind manche Faktoren nur unvollkommen zu erfassen, wie die exakte Verteilung der Ionen mit der Höhe, die Elektronen und der Ozon. *Kreielsheimer.*

M. A. Tuve. The geophysical significance of radio measurements of the ionized layer. National Res. Council. 1932, S. 160—166. Es wird die Notwendigkeit betont, statistisches Material über die Ausbreitung der Wellen über die Heaviside-Schicht sehr kritisch zu behandeln und mit anderen geophysikalischen Daten zu vergleichen. Ausgehend von den bisher angestellten Versuchen mit elektromagnetischen Wellen, durch die die Existenz und Lage von ionisierten Gebieten nachgewiesen wurde, diskutiert Verf. die Aussagen, die über die Ionisation selbst auf Grund dieser Versuche gemacht werden können und zeigt den Gedankengang, der von der scheinbaren Höhe zur wirklichen führt. Unter Zugrundelegung der Bartelschen Arbeiten werden weiterhin Sonnenflecken-zahlen und magnetische Aktivität miteinander verglichen. *Kreielsheimer.*

J. H. Dellinger. Radio exploration of ionization of the upper atmosphere. (Abstract.) National Res. Council. 1932, S. 166—167. Verf. weist darauf hin, daß Versuche mit Radiowellen ein sehr geeignetes Werkzeug darstellen, um wertvolle Aufschlüsse über die elektrischen Bedingungen der oberen Atmosphäre zu erhalten. Die bisherigen Ergebnisse werden angedeutet, und es wird darauf hingewiesen, daß in das Programm einiger Polarjahr-Expeditionen Untersuchungen der Ionosphäre mittels Radiowellen aufgenommen worden sind, wobei durch Änderung der Frequenz eine bessere Kenntnis der Ionisationsbedingungen der oberen Atmosphäre angestrebt wird. *Kreielsheimer.*

Malcolm P. Hanson. Kennelly-Heaviside-layer measurements on the Byrd Antarctic expedition, 1929—1930. National Res. Council. 1932, S. 167—172. Zum Studium der Kennelly-Heaviside-Schicht wurde bei der Byrd-schen Antarktis-Expedition ein Hochfrequenzsender benutzt, der kurze Impulse von etwa $\frac{5}{10\,000}$ sec Dauer aussandte, die durch einen Synchronmotor gesteuert wurden. Im Abstand von 5 bis 15 km vom Sender wurde mit einer transportablen Anordnung Boden- und Raumwelle empfangen. Die arktischen Verhältnisse brachten hierbei besondere Schwierigkeiten, auf die hingewiesen wird. Der benutzte Wellenbereich war 86 bis 30 m. Die erzielten Ergebnisse werden diskutiert und mit den Beobachtungen in anderen Gebieten verglichen. Hierbei verdienen die in der Polarnacht erzielten Beobachtungsserien besonderes Interesse. Ein Registrierstreifen, der mittels Oszillographen gewonnen wurde, ist reproduziert. Hauptsignal und Echo sind fortlaufend hintereinander aufgeschrieben. Die Amplitude der Bodenwelle erscheint nahezu konstant, die des Echos ist kleiner und schwankend. Die Ergebnisse sind durch Kurven, die die täglichen Schwankungen der Heaviside-Schichthöhe für verschiedene Wellenlängen zeigen, veranschaulicht. Bemerkenswert erscheint, daß für die tiefere „E-Schicht“ in 100 km Höhe sogar bei 83 m Wellenlänge keinerlei Anzeichen gefunden wurde, jedoch soll darüber noch nichts Endgültiges gesagt werden. Im allgemeinen ergaben die Winterbeobachtungen Bedingungen, die sich nicht wesentlich von solchen in gemäßigeren klimatischen Gebieten gefundenen unterscheiden, ausgenommen die kürzeren und weniger hervortretenden Tageszeitwerte. Die beobachteten Echozeitwerte ergaben scheinbare Höhen von 200 bis

800 km, und je kürzer die Welle, um so höhere Schichtlage. Schließlich werden noch einige Gesichtspunkte für den Bau weiterer in der Arktis einzusetzender Apparaturen angegeben. *Kreielsheimer.*

G. W. Kenrick and G. W. Pickard. Some common periodicities in radio transmission phenomena. National Res. Council. 1932, S.172—179. Die Arbeit untersucht vorherrschend auftretende periodische Erscheinungen, die bei verschiedenen Übertragungsserien drahtloser Wellen in verschiedenen Wellenlängenbereichen beobachtet worden sind. Aus mehreren Beobachtungen geht zweifelsfrei der Einfluß der Sonnenrotation und der Mondperiode hervor. Bei den solaren Erscheinungen wurde eine dritte Harmonische, bei den lunaren eine zweite Harmonische beobachtet, die zu einer Art Gezeiten-Phänomen der Kennelly-Heaviside-Schicht anregt. Obwohl die größere Zahl der Beobachtungsreihen sich nur über kurze Zeiträume erstreckt, finden Verf. in allen Fällen Übereinstimmungen innerhalb 1 %, und in der gleichen Größenordnung Übereinstimmung ihrer Ergebnisse mit den bekannten Perioden kosmischer Phänomene, die als Ursache der beobachteten Erscheinungen betrachtet werden. *Kreielsheimer.*

Harlan T. Stetson. Progress in the studies of cosmic correlations with radio reception at the Perkins Observatory. National Res. Council. 1932, S.180—181. Der Zusammenhang zwischen Radioempfang und Sonnen-tätigkeit wurde am Perkins-Observatorium seit März 1930 untersucht. Die Sonnen-photographien wurden täglich in Zusammenarbeit mit anderen Observatorien durchgeführt. So wurde für die Jahre 1930 und 1931 sehr umfangreiches Material gewonnen. Es zeigt ein Anwachsen der Intensität der empfangenden Trägerwelle des Chicagoer Senders auf etwa 400 %, während die Zahl der Sonnenflecken sich nur um etwa 50 % vergrößert hat. Verf. berechnet nun aus seinen Beobachtungen eine „korrigierte Intensität“, die aus der Intensität des Radioempfangs reduziert auf die Bedingungen der Sonne zur Tag- und Nachtgleiche und einem Sonnenstand 30° unter dem Horizont hervorgeht. Diese Annahmen entsprechen dem Durchschnittswert der Sonnenhöhe über das ganze Jahr für die Ortszeit und geographischen Lage des vorliegenden Beobachtungspunktes. Diese Korrektur ergibt noch bessere Übereinstimmung zwischen Radioempfang und Sonnenfleckenzahl. Ferner wurde der Intensitätsverlauf der Ultraviolettstrahlung zum Vergleich herangezogen. Aus der Tatsache, daß die Radiointensitätskurve sich in ihrem Charakter enger an die Sonnenfleckenkurve anschließt, folgert Verf., daß die Schwankung in der Höhe der Heaviside-Schicht mit dem Entstehen der Sonnenflecken in Zusammenhang zu bringen ist. Auch auf die Zusammenhänge mit der Mondstellung ist geachtet worden, doch soll hierüber erst eine angekündigte Veröffentlichung Einzelheiten bringen. *Kreielsheimer.*

Harry R. Mimno and P. H. Wang. New devices for recording Kennelly-Heaviside layer reflections. Phys. Rev. (2) 41, 395, 1932, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wird über zwei neuartige Einrichtungen berichtet, die die Verf. zur Lotung der Höhe der Heaviside-Schicht gebaut und ausprobiert haben. Einmal handelt es sich um eine verbesserte Form der „Langfilm“-Oszillographen-type, und das andere Mal um einen schnellaufenden Chronographen. Die Zeitskala der Anordnungen kann von 5 Minuten bis auf 24 Stunden variiert werden. Die empfangenen Impulse modulieren eine Glimmlampe, die einen kleinen scharf-definierten Punkt auf dem bewegten Papier erzeugt. Zur Kontrolle des Empfangs wurde ein Kathodenstrahl-Oszillograph benutzt. Schließlich weisen Verf. darauf hin, daß auch außerhalb der Funkenübertragungsprobleme der schnellaufende Chronograph Anwendungsmöglichkeiten besitzt. *Kreielsheimer.*

R. L. Smith-Rose and J. S. Mc Petrie. The propagation along the earth of radio waves on a wave-length of 1,6 metres. Proc. Phys. Soc. 44, 500—510, 1932, Nr. 4 (Nr. 244). Als Fortsetzung einer früheren Untersuchung über die Dämpfung ultrakurzer Wellen, die entlang der Erdoberfläche ausgesandt werden, beschreiben Verff. kurz die Sende- und Empfangseinrichtungen, die bei der Wellenlänge 1,6 m eingesetzt worden sind. Feldstärkemessungen für verschiedene Abstände von Sender und Empfänger sind für verschiedene Höhen der Apparate über dem Erdboden durchgeführt worden. Das Ergebnis ist je nach der Höhe sehr verschieden und wird diskutiert. Schließlich werden die Ergebnisse dazu benutzt, um Vergleiche mit dem Reflexionskoeffizienten der Erdoberfläche und der Leitfähigkeit derselben, wie sie durch andere und frühere langwelligere Untersuchungen gefunden wurden, durchzuführen. Hierbei erscheint es unter Umständen notwendig, den Einfluß der Dielektrizitätskonstanten der Erde zu berücksichtigen.

Kreielsheimer.

H. Mögel. Weitere Mitteilungen über Nahechos. Telefunken-Ztg. 13, 29—32, 1932, Nr. 60. Verf. betrachtet die beim Empfang starker Kurzwellensender im Umkreis bis zu etwa 80 km außer der Bodenwelle auftretenden stark verbreiterten Wellenzüge, die der Bodenwelle mit Zeitdifferenzen von 0,01 bis 0,02 sec nacheilen. Dies würde einer Reflexion in etwa 1500 bis 3000 km Höhe entsprechen. Außer diesen Nahechos sind auch die direkten Echos von der Kennelly-Heaviside-Schicht, deren Laufzeit etwa $\frac{1}{1000}$ sec beträgt und das Erdumlaufzeichen nach $\frac{1}{7}$ sec beobachtbar. Verf. gelang es nachzuweisen, daß die Nahechos in sehr steilen Winkeln zur Erde zurückkehren, und auf Grund seiner Beobachtungen der verschiedenen Echoarten glaubt er annehmen zu müssen, daß die Nahechos Reflexionen in viel höheren Schichten, als sie den Heaviside-Schichten entsprechen, darstellen. Diese Beobachtungen werden durch Reproduktion der Oszillographenstreifen belegt. Ferner wird festgestellt, daß eventuell auftretende horizontale Komponenten der Nahechos gegen den vertikal einfallenden Teil Zeitdifferenzen aufweisen, die sich annähernd proportional mit der Sprungentfernung ändern, und zwar sowohl täglich als auch jahreszeitlich. An Hand eines weiteren Diagramms zeigt Verf. auf Grund des täglichen Ganges der Nahecho-Zeitdifferenzen für Tages- und Nachtwelle den Einfluß der Ionisation der hohen Atmosphäre auf die Fortpflanzung der kurzen Wellen. Schließlich wird noch das Verhalten der Nahechos und direkten Echos beim Auftreten von Sonnenstörungen kurz diskutiert.

Kreielsheimer.

H. Mögel. Kurzwellenempfang und Sonnentätigkeit. Telefunken-ZS. 13, 32—34, 1932, Nr. 60. Es wird beim Kurzwellenempfang zwischen Lang- und Kurzstörungen unterschieden. Beide Störungsarten sind durch die Sonnentätigkeit bedingt. Ist die Sonnenstrahlung kurzwelliger Natur, so daß sie stark die untere Atmosphäre durchdringt, so geht die Empfangsfeldstärke mehr oder weniger stark zurück. Die Langstörungen hängen offenbar mit den magnetischen Störungen zusammen. Da wir uns in den nächsten Jahren einem Minimum der Sonnentätigkeit nähern, ist zwar mit einer Abnahme der Kurzwellenstörungen zu rechnen, jedoch haben neuere Untersuchungen ergeben, daß die günstigsten Übertragungswellen für Tag- und Nachtverkehr sich nach tieferen Frequenzen zu verschieben werden. Diese Verschiebung ist mit einer Abnahme der Ionisation und einer Zunahme der Sprungentfernung zu erklären, jedoch ist die Verschiebung der günstigsten Wellen nach tieferen Frequenzen zu nicht in allen Richtungen und Entfernungen gleichmäßig. Sie ist um so größer, je größer die magnetische Dichte längs des Weges ist, je näher also die Kurzwellenlinie am magnetischen Pol vorbeiführt. Dies spricht für den Einfluß der von der Sonne kommenden Elek-

tronenbahnen und ist als Bestätigung der Theorie von Birkeland und Störmer aufzufassen. Die bisher beobachtete Verschiebung ist bei den Tageswellen kleiner als bei den Nachtwellen. Daraus ergibt sich, daß nach dem Minimum der Sonnentätigkeitsperiode zu mehr Wellen benötigt werden, um für eine bestimmte Linie einen einwandfreien 24 Stunden-Verkehr sicherzustellen.

Kreielsheimer.

Tsutomu Minohara and Yoji Ito. Measurements to the height of the Kennelly-Heaviside layer in Japan. Rep. Radio Res. Japan 2, 15—22, 1932, Nr. 1. Mittels der Frequenzvariations-Methode wurde bei einer Übertragungsentfernung von 49 km die scheinbare Schichthöhe zwischen 80 und 200 km ermittelt, und zwar bei Tag in etwa 95 km und bei Nacht bei etwa 190 km. Aber diese Ergebnisse wurden nur bei verhältnismäßig konstanten Bedingungen erhalten, während im Falle instabiler Bedingungen plötzliche Änderungen der Schichthöhe beobachtet wurden, aber innerhalb des oben genannten Bereiches. Bei Vorhandensein von Harmonischen wurden mehrere Wellenpfade ermittelt, die für die Harmonischen bei 150 km bei Tag und 400 km bei Nacht lagen, jedoch ist über den Weg der Wellen keine genauere Aussage gemacht. Die beschriebenen Versuche stellen die ersten dieser Art in Japan dar.

Kreielsheimer.

Shogo Namba. Polar echo of high-frequency radio waves. Rep. Radio Res. Japan 2, 23—25, 1932, Nr. 1. Verf. betrachtet verschiedene bisher bei der Wellenausbreitung beobachtete Echo-Erscheinungen, wie Erdumlaufzeichen, Nahecho und Langzeitecho. Außer diesen bereits bekannten Echoarten wird ein besonderes Echo behandelt, das dann auftritt, wenn die Wellen die Zone des magnetischen Poles oder die Nordlichtzone passieren müssen. Diese Art der Echos nennt Verf. „Polar-Echo“. Dieses Polarecho, das dem Nahecho am meisten ähnelt, ist durch beständige Fluktuationen der Trägerwelle und durch einen Verwischungseffekt und heiseren Klang der Morsesignale charakterisiert. Die Fluktuation der Wellen wird durch Dopplereffekt erklärt, während für den Verwischungseffekt eine besondere Konstitution des Übertragungsmediums verantwortlich gemacht wird.

Kreielsheimer.

Hantaro Nagaoka. Effect of meteors on radio transmission. Rep. Radio Res. Japan 2, 49—53, 1932, Nr. 1. Verf. betont, im Hinblick auf eine Mitteilung von Skellett im Juni 1931, bereits im Juni 1929 auf die Möglichkeit von Störungen der Wellenausbreitung durch Meteore hingewiesen zu haben. Diese Originalmitteilung wird wiederholt und einige kurze Bemerkungen über die beim Durchtritt eines Meteors durch die obere Atmosphäre erzeugte Ionenzahl beigefügt. Auf den Zusammenhang mit atmosphärischen Störungen wird ebenfalls hingewiesen.

Kreielsheimer.

E. V. Appleton and R. Naismith. Some Measurements of Upper-Atmospheric Ionisation. Proc. Roy. Soc. London (A) 137, 36—54, 1932, Nr. 831. Experimentelle Untersuchungen der Reflexion drahtloser Wellen in der oberen Atmosphäre haben gezeigt, daß wenn die Frequenz der Wellen bei vertikalem Einfall kontinuierlich wächst, die Kennelly-Heavisideschicht (Region E) schließlich durchdrungen wird, und an einer höheren Schicht (Region F) Reflexion stattfindet. Es wurde festgestellt, daß die kritische Durchdringungsfrequenz, für die die Reflexion an der E-Schicht verschwindet, und diejenige an der F-Schicht beginnt, sich täglich und jahreszeitlich ändert. Aus den Messungen dieser Grenzfrequenz, die in Südost-England ausgeführt wurden, wurden Rückschlüsse auf die Änderung der maximalen Ionisation der Kennelly-Heavisideschicht abgeleitet. Der Wert dieser Ionisation ergab sich ungefähr mittags zu einem Maximum, und zu einem Minimum kurz vor dem Einsetzen der Dämmerung. Die täglichen Änderungskurven ent-

sprechen sehr gut den aus der Chapman'schen Theorie erhaltenen Werten. Die Mittagsoionisation im Sommer ergab sich zu etwa dem $2\frac{1}{2}$ fachen der Mittagsoionisation im Winter.

Kreielsheimer.

Harald Norinder. Die Blitzenentladungen als Ursache atmosphärischer Rundfunkstörungen. Elektr. Nachr.-Techn. 9, 195—201, 1932, Nr. 6. Zusammenfassung des Verf.: Nach direkten Beobachtungen rufen Blitzenentladungen charakteristische Störungen in Rundfunkempfängern hervor. Diese Störungen haben ihre Ursache in gewissen schnellen Feldstärkevariationen, die über die oft relativ langsamen Blitzenentladungen superponiert sind. Verf. hat diese Feldstärkevariationen mittels besonders konstruierter Kathodenstrahlzillographen in Verbindung mit Luftantennenkreisen experimentell untersucht. Eine Anzahl Originaloszillogramme, die mit der Untersuchungsmethode bei Blitzenentladung aufgenommen wurden, werden wiedergegeben. Nach den Messungen kommen aperiodische Feldstärkevariationen mit einer Dauer von nur wenigen Mikrosekunden vor, aber auch solche mit einer Dauer von mehreren Hundert Mikrosekunden. Individuelle Spannungssteigerungen von 30 Volt/Meter/Mikrosekunde sind beobachtet worden.

Kreielsheimer.

Lewis R. Koller. Ionization of the atmosphere and its biological effects. Journ. Frankl. Inst. 214, 543—568, 1932, Nr. 5. In dem ersten Teil wird eine eingehende historische Schilderung der Entwicklung unserer Vorstellungen von der Lufterlektrizität gegeben. Es folgt ein Kapitel über die verschiedenartigen biologischen Wirkungen der positiven und negativen Ionen in Anlehnung an die Versuche Dessauers. Schließlich schildert der Verf. eigene Beiträge zu den Methoden sowohl zur Erzeugung wie zur Zählung des Luftionengehalts.

Schmerwitz.

J. P. Schafer and W. M. Goodall. An effect of the recent solar eclipse on the ionized layers of the upper atmosphere. Science (N.S.) 76, 444—446, 1932, Nr. 1976. Während der Sonnenfinsternis im August 1931 wurden in Deal N. J. elektrische Reflexionsmessungen mit drei verschiedenen Frequenzen angestellt. Mit dem Eintreten der Finsternis verschwanden die Reflexionen von der unteren Schicht und die von der oberen wurden stärker. Die Frequenz von 2398 Kilohertz ergab die besten Resultate. Die Vermutung von Chapman, daß neutrale Partikel von 1600 km/sec die Ionisation der Atmosphärenschichten verursachen könnten, wurde aus der zeitlichen Verschiebung des Minimums der Ionisation gegenüber dem Maximum der Verfinsternung nicht bestätigt. Somit bleibt die bisher angenommene Ursache für die Ionisation durch ultraviolettes Licht bestehen.

Schmerwitz.

Jean Lugeon. L'éclipse de Soleil du 31 août 1932 et le sondage par les parasites atmosphériques. C. R. 195, 817—819, 1932, Nr. 10. Anlässlich des Polarjahres auf mehreren Stationen vorgenommene Luftionisationsmessungen lassen eine Einwirkung im Zusammenhang mit der Sonnenfinsternis vom 31. August 1932 an Schwankungen in den Registrierkurven erkennen.

Schmerwitz.

P. Keck. und J. Zenneck. Die magnetische Drehung der Polarisationsebene von elektromagnetischen Wellen in ionisierten Gasen. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 40, 153—158, 1932, Nr. 5. Die Versuche wurden mit gedämpften Wellen von 4 cm Wellenlänge durchgeführt. Zum Parallelmachen der Strahlen und zu ihrer Konzentration auf den Empfänger dienten Paraffinlinsen. Ihre Wirksamkeit wurde geprüft. Die Ionisierung des in einem Glaszylinder eingeschlossenen Gases erfolgte durch elektrodenlosen Ring-

strom, das Magnetfeld im Gas betrug 74 Gauß. Es ließ sich eine Drehung der Polarisationssebene nachweisen, die zwischen 1,5 und 45° lag, je nach den Bedingungen. Die Übereinstimmung mit der Theorie ist gut, der Unterschied zwischen gemessenen und berechneten Werten übersteigt nicht 10%. Mit der Anordnung ließen sich Elektronenkonzentrationen bis zu $5 \cdot 10^{11}/\text{cm}^3$ herstellen.

Blechschildt.

Adolf Schmidt. Das Rätsel der erdmagnetischen Säkularvariation. S.-A. Terr. Magnet. and Atmosph. Electr. 37, 225—230, 1932, Nr. 3. Das im Laufe der Jahrhunderte langsam veränderliche magnetische Feld der Erde kann man sich zusammengesetzt denken aus einem konstanten Anteil und einem sich stetig ändernden Feld, das von einem gegenüber der übrigen Erde sich langsam drehenden magnetischen Erdkern herrührt. Von diesen Voraussetzungen ausgehend, werden die Variationen der Richtung und Stärke des magnetischen Feldes abgeleitet. Aus dem Vergleich der so berechneten und den an einigen Stationen gemessenen Werten wird folgender Schluß gezogen. Der säkulare Gang der erdmagnetischen Krafttrichtung in London, Paris und Kapstadt steht in großen Zügen im Einklang mit der Hypothese, daß die Säkularvariation durch die gleichmäßige, in einer Periode von 480 Jahren erfolgende Umdrehung eines homogen magnetisierten Erdkerns verursacht werde.

Schmerwitz.

Joseph Lévine. Contribution à l'étude des perturbations magnétiques. S.-A. La Météorologie (N.S.) 1932, 14 S., Nr. 88, Juli. Der Verf. versucht, eine Reihe grundlegender Einflüsse physikalischer Natur zur Verwendung für die Wetterkunde klarzustellen. So ist als nachgewiesen anzusehen, daß ein Einfluß des Mondes sowohl auf die Atmosphäre wie auf andere meteorologische Elemente nicht existiert. Bei der Bildung der barometrischen Minima, die besonders in der Nähe des Maximums der Nordlichthäufigkeit auftreten, gibt er zu bedenken, daß durch die Ionisation Sauerstoff in dreiatomiges Ozon verwandelt wird und somit zu der Druckverminderung beiträgt. Für H_2 und N_2 werden gleichartige Umbildungen diskutiert. Nach Untersuchungen des Verf. zeigen die Maximalamplituden der Deklination in Greenwich von 1841 bis 1929 Symmetriepunkte. Einige astrophysikalische Daten folgen am Schluß der Abhandlung.

Schmerwitz.

Willi M. Cohn. Elektronenbombardement als Faktor bei atmosphärischen Erscheinungen. Gerlands Beitr. 37, 198—223, 1932, Nr. 2/3. Bei Kathodenstrahlenbombardement von Gasen und Dämpfen unter einem Druck von höchstens 10^{-4} mm Hg tritt eine blaue Leuchterscheinung mit kontinuierlichem Spektrum und einem Intensitätsmaximum bei 4500 Å auf. Sie ist unabhängig von der Natur der Gase und nicht polarisiert. Die Theorie der Polarlichter, bei gesteigerter Sonnentätigkeit beobachtete atmosphärische Erscheinungen und das Auftreten von Elektronen als Komponente der durchdringenden Höhenstrahlung machen eine dauernde Emission von Elektronen von der Sonne aus, die direkt und über Stoermersche Bahnen zur Erde gelangen, wahrscheinlich, zu der noch eine gelegentliche Steigerung von Sonnenflecken bzw. ihrer Umgebung her hinzukommt. Darauf baut der Verf. eine Erklärung der blauen Himmelsfarbe. Es wird danach die Atmosphäre in drei nicht strenge voneinander abgegrenzte Schichten geteilt. In der untersten, durch Staub verunreinigten Schicht tritt Lichtzerstreuung nach Cabannes und Reflexion an größeren Teilchen ein, in der mittleren Lichtzerstreuung nach der Tyndall-Rayleighschen Theorie und in den höheren Schichten (Druck $\leq 10^{-4}$ mm Hg) blaue Fluoreszenzerscheinung durch Elektronenbombardement. Der blauen, nicht polarisierten Leuchterscheinung in der obersten Schicht werden auch die Zunahme des Himmelsblaus und die

Abnahme seiner Polarisation mit der Seehöhe, ein Anteil am Nachthimmelslicht und dessen geringe Polarisation, Ozongehalt des Nachthimmels, Zunahme des Himmelsblaus und dabei beobachtete Abnahme der Polarisation nach Vulkan- ausbrüchen und die leuchtenden Nachthimmelwolken, die auch unpolarisiertes Licht geben, zugeschrieben. Beim Elektronenbombardement von Ionen ergaben sich im Laboratorium auch äußerst kurzwellige Röntgenstrahlen, was, auf die Vorgänge in den höheren Atmosphärenschichten übertragen, möglicherweise eine Komponente der kosmischen Höhenstrahlung erklären könnte. *Ferd. Steinhäuser.*

C. Ramsauer und A. Kalähne. Zur Frage des ultraroten Nordlichtspektrums. *Naturwissensch.* 20, 721, 1932, Nr. 39.

L. Vegard. Zu der Zusammenstellung von den Herren C. Ramsauer und A. Kalähne über die Untersuchung des infraroten Teils des Nordlichtes. *Naturwissensch.* 20, 720—721, 1932, Nr. 39. Es wird die Ansicht erläutert, daß die Entdeckung des ultraroten Teiles des Nordlichtspektrums Herrn Bauer, die genaue Festlegung der Banden Herrn Vegard bzw. Herrn Harang zuzusprechen sei. In einer Entgegnung, die in den Naturwissenschaften versehentlich zuerst gedruckt wurde, weist Herr Vegard darauf hin, daß die Bauerschen Erfahrungen für seine eigenen Untersuchungen in keiner Weise maßgebend gewesen seien. *H. Ebert.*

S. Chapman. Low Altitude Aurorae. *Nature* 130, 764—765, 1932, Nr. 3290. Ein Bericht mit Erörterungen über den kürzlich von Harang und Bauer gemessenen niedrigsten Nordlichtbogen. *Schmerwitz.*

Josef A. Priebsch und Rudolf Steinmaurer. Ganzjährige Registrierbeobachtungen der kosmischen Ultrastrahlung auf dem Hohen Sonnblick (3106 m). *Gerlands Beitr.* 37, 296—314, 1932, Nr. 2/3. Vgl. diese *Ber.* 13, 2113, 1932. *Kolhörster.*

Victor F. Hess. The Cosmic-Ray Observatory on the Hafelekar (2300 m) near Innsbruck (Austria) and its first Results. *Terr. Magn. and Atmosph. Electr.* 37, 399—405, 1932, Nr. 3; auch *Helv. Phys. Acta* 5, 296—297, 1932, Nr. 4 (Tagung Schweiz. Phys. Ges. August 1932). Nach Beschreibung des Aufbaues der Beobachtungsstation für Höhenstrahlung am Hafelekar (2300 m Seehöhe), des Arbeitsprogramms und Bemerkungen über Probleme der Höhenstrahlungsforschung wird ein vorläufiger Bericht über die inzwischen von September 1931 bis Mai 1932 mit einer dort aufgestellten Steinkeapparatur erhaltenen stündlichen Registrierungen der Intensität bei allseitig 10 cm Bleipanzierung gegeben. Die Einzelwerte wurden auf Normaldruck im Gefäß und auf den mittleren Barometerstand 580 mm am Hafelekar reduziert mit dem aus den Beobachtungen abgeleiteten Barometereffekt von $-0,095 \text{ J/cm Hg}$ bei 10 cm Bleifilterung. Die Temperatur der Apparate und des Beobachtungsraumes war konstant auf 13° durch elektrische Heizung. Danach schwankt auch am Hafelekar die Intensität um $\pm 1,5\%$ im Monatsmittel und ist im Winter kleiner als im Frühling. Ein Sonneneinfluß, ob primär oder sekundär, existiert. Die mittlere Strahlungsstärke ist um Mittag um $0,2\%$ größer als in der Nacht. Schwankungen zweiter Art, manchmal über mehrere Tage sich erstreckend, zeigen sich deutlich. *Kolhörster.*

J. M. Benade. A Self-Recording Cosmic-Ray Electrometer and Depth-Ionization Curve. *Phys. Rev.* (2) 42, 290—297, 1932, Nr. 2. Mit einer registrierenden Anordnung, bestehend aus Ionisationskammer von 0,8 mm Stahlwandung, 11,94 Atm. Luftfüllung, 7330 cm³ Volumen und Zweifadenelektrometern (Kapazität des isolierten Systems 1,86 μF) wurden Wasserversenkungsmessungen

im Konsar Nag-See (Kaschmir) 3700 m Seehöhe bei 93 m Wassertiefe ausgeführt. Die Registrierung erfolgte von 8 zu 8 Minuten bei stündlicher Aufladung des Elektrometers (etwa 130 Volt) gleichzeitig mit der von Temperatur, Tiefe und Lage des Instrumentes. Die Intensität als Funktion der Versenktiefe stimmt für Tiefen von 60 bis 93 m sehr nahe mit der von Regener überein, von 10 bis 60 m dagegen fällt sie schneller, etwa entsprechend den Angaben von Millikan und Cameron. Der Unterschied soll durch die verschiedenen, verwendeten Apparaturen bedingt sein.

Kolhörster.

J. M. Benade. Secondary Radiation Produced by Cosmic Rays. Nature **130**, 699, 1932, Nr. 3288. In 6400 m Höhe im Himalaya wurden Messungen der Höhenstrahlung mit einer dünnwandigen Aluminium-Ionisationskammer ausgeführt, um deren Wände Panzer aus verschiedenem Material, aber möglichst gleicher Form und Masse/Flächeneinheit (etwa $0,9 \text{ g/cm}^2$) gelegt wurden. Dünne Schirme aus Schwermetallen erhöhen, Papierschirme verringern die Ionisation. Schwerere Metalle geben größere Effekte als leichtere. Hierdurch sollen sich noch bestehende Unterschiede in der Ionisationszunahme mit der Höhe erklären.

Kolhörster.

Émile Sevin. Sur le rayonnement cosmique. C.R. **195**, 698—701, 1932, Nr. 17. Besprechungen einiger Hypothesen über den Ursprung der Höhenstrahlung und Versuche, die Wellenlängen ihrer Komponenten rechnerisch darzustellen.

Kolhörster.

J. C. Stearns, Wilcox P. Overbeck and Ralph D. Bennett. Solar Component of Cosmic Rays. Phys. Rev. (2) **42**, 317—318, 1932, Nr. 2. Wenn die Höhenstrahlung aus Photonen bestehend eine solare Komponente enthält, so sollte von der Sonne etwa 1000 mal mehr Strahlung als vom ganzen übrigen Himmel ausgehen. Es wurden zwei Zählrohre hintereinander so aufgestellt, daß ihre gemeinsame Achse auf den Sonnenmittelpunkt zeigt und nur Strahlen von der Sonne beide Zählrohre gleichzeitig durchsetzen. Die gesamte Anzahl der Koinzidenzen während 7 Tagen zu je 2 Stunden Meßzeit wurde in dieser Stellung zu 11 bei Einstellung auf einen Punkt dicht oberhalb der Sonne zu 15, bei vertikaler Stellung zu 37, bei horizontaler zu 5 bestimmt. Unter obiger Annahme ergibt sich keine Solarkomponente, eher eine abschirmende Wirkung, doch glauben die Autoren selbst nicht, daß die Daten letzteren Schluß rechtfertigen und stellen nun Versuche mit dem Mond in Aussicht.

Kolhörster.

Bernhard Gross. Zur Druckabhängigkeit der Ionisation durch Ultrastrahlung. ZS. f. Phys. **78**, 271—278, 1932, Nr. 3/4. Für den verlangsamen Anstieg der Druckionisationskurve in Ionisationskammern unter der Einwirkung von γ - und Höhenstrahlen kann anfängliche Wiedervereinigung, wie sie Compton, Millikan und Mitarbeiter nach der Bragg-Kleemannschen Theorie annehmen, nur von untergeordneter Bedeutung sein. Wesentlich dagegen ist der Einfluß des Druckes auf die Ionenkonstanten, wie Beweglichkeit, Diffusion und räumliche Wiedervereinigung. Hieraus wird auf Grund der Jafféschen Theorie eine Gleichung für den Verlauf des Ionisationsstromes bei hohen Drucken gegeben, die mit Messungen von Erikson bei Ra- γ -Strahlen befriedigend übereinstimmt.

Kolhörster.

James W. Broxon. Cosmic-Ray Ionization as a Function of Pressure, Temperature, and Dimensions of the Ionization Chamber. Phys. Rev. (2) **42**, 321—335, 1932, Nr. 3. Es wird so ins Einzelne gehend über das Verhalten der Ionisierung durch Höhenstrahlen als Funktion von Druck, Temperatur und Abmessungen einer Ionisationskammer berichtet, daß die Wiedergabe

den Rahmen des Referates bei weitem überschreiten würde. Als Ergebnisse seien angeführt: Die Ionisationen in einer dünnwandigen Stahlkugel von 436 cm^3 mitten in einer $13\,800 \text{ cm}^3$ haltenden Druckionisationskammer unterscheiden sich nicht merklich bis zu 175 atü. Höhenstrahlen und γ -Strahlen-Ionisation ändern sich bei höheren Drucken mit dem Druck in gleicher Weise. Dies ist mit des Verf. früherer Erklärung der Druckionisationskurve bei Höhenstrahlen nicht vereinbar. Für 23,3 at Ü. beträgt der Temperatureffekt $+0,19\%$, für 162 at Ü. $+0,27\%$. Die Strahlungsintensität der Höhenstrahlung (willkürliche Einheiten) ist bei 205 at Ü. auf 1% gleich der unter ähnlicher Abschirmung zwischen 130 und 710 at Ü. gefundenen. *Kolhörster.*

W. Messerschmidt. Über Schwankungsmessungen der Ultrastrahlung. ZS. f. Phys. 78, 668—689, 1932, Nr. 9/10. Es wird über Ergebnisse der Registrierungen der Höhenstrahlung mit der großen Doppelapparatur in Halle von Januar 1931 bis Mai 1932 berichtet. Der Barometereffekt gibt bei oben offenem Panzer $-1,92$, bei allseitig 10 cm Bleipanzer $-1,84$, desgleichen 20 cm Bleipanzer $-1,04$. Hiernach wird $(\mu/\rho)_{15 \text{ cm Pb}} = 8,5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$. Die Intensität der weichen Streustrahlung der Atmosphäre schwankt mit der Temperatur der Außenluft, sie zeigt die tägliche Periode auch wenn sie nur vertikal oder horizontal aus verschiedenen Azimuten einstrahlt. Sie gibt eine sonnenzeitliche tägliche Periode, eine primäre solare Komponente existiert nicht. Die Sternzeitperiode ist nicht zu finden. Ein direkter thermischer Einfluß auf die Apparatur ist zwar vorhanden, die Temperaturkonstanz der Aufstellung macht ihn aber unwirksam. Bei Absorption in dünnen Bleischichten zeigen sich die bekannten Übergangseffekte. Aus den statistischen Schwankungen des Ionisationsvorganges läßt sich die spezifische Ionisation zu etwa 110 J/cm schätzen. Die Reichweite der Korpuskeln, welche die sogenannten Stöße hervorrufen, ist sicher größer als 10 cm Blei; sie besitzen eine spezifische Ionisation von etwa 5000 J/cm . *Kolhörster.*

A. Piccard et M. Cosyns. Étude du rayonnement cosmique en grande altitude. C. R. 195, 604—606, 1932, Nr. 15. Mit einem Strahlungsapparat nach Kolhörster, der als Standard diente, und einer Druckionisationskammer mit 10 Atm. Kohlensäure gefüllt, wurde bei dem Aufstieg am 18. August 1932 die Intensität der Höhenstrahlung bis zu 80 mm Barometerstand gemessen. Mit Ausnahme der Werte in Bodennähe und des merklich höheren bei 340 mm Hg liegen die Intensitäten bis 160 mm auf der exponentiellen Kurve $J = 775 \cdot e^{-0,0855 p}$ (wo bei p in cm Hg), von 160 bis 80 mm werden sie durch $J = 775 \cdot e^{-0,0855 p} - 1810 e^{-0,395 p}$ dargestellt. Sie stimmen sehr gut mit Kolhörsters Angaben (1913/14) von 760 bis 230 mm Hg und Regeners (1932) von 240 bis 23 mm Hg, nicht aber mit denen von Millikan (1926). Ein Paraffinschirm von 4 cm Dicke hatte keinen, ein Bleischirm von 4 bis 5 cm einen um 20 bis 35 % vermindernenden Einfluß. Zwei Zählrohre gaben gleiche Stoßzahlen für vertikale und horizontale Lage. *Kolhörster.*

Paul Kunze. Magnetisches Spektrum der Höhenstrahlen. ZS. f. Phys. 79, 203—205, 1932, Nr. 3/4. Mit Wilsonkammer und einem Magnetfeld von $18\,000 \text{ Gauß}$, erzeugt von einer eisenlosen Stromspule mit 500 kW Gleichstrom betrieben, wurden 80 Höhenstrahlenspuren untersucht, von denen 59 eine meßbare Krümmung zeigten. Vorausgesetzt, daß die Bahnen von oben nach unten verlaufen, daß es sich bei negativen Ladungen um Elektronen, bei positiven um Protonen handelt, wurden die Energien von 22 negativen bzw. 37 positiven Teilchen bestimmt. Es überwiegen Teilchen kleiner Energien, nach großen Energien zu nimmt die Häufigkeit der Spuren ungefähr monoton ab. Die Energien liegen bei 10^9 eV

und überschreiten 10^{10} eVolt bei ungekrümmten Bahnen. Selten zeigen sich minimale Richtungsänderungen in den Spuren, die wohl einer Kernstreuung zuzuschreiben sind. *Kolhörster.*

V. Masuch. Die Ionisierung durch Gamma- und Höhenstrahlen im Sauerstoff und Xenon, Vorläufige Mitteilung. ZS. f. Phys. 79, 264—265, 1932, Nr. 3/4. In ein und demselben Strahlungsapparat (2280 cm^3 nutzbares Volumen, $0,411 \text{ cm}$ Kapazität, $0,25 \text{ cm}$ Eisenwandung) wurde bei Sauerstoff bzw. Xenonfüllung die Ionisierungsstärke unter Einwirkung von γ - und Höhenstrahlen bestimmt. Es ergab sich

	Xenon	Sauerstoff	Ionisationsverhältnis $J_{\text{X}}/J_{\text{O}_2}$
Evesche Zahl $\text{RaC}\gamma$			
0,6 cm Pb-Filter	$31,9 \cdot 10^9 J$	$5,82 \cdot 10^9 J$	5,5
Frei auf Pb-Panzer	21,25	3,23	6,6
5 cm Fe-Panzer	11,52	2,52	4,6
10 cm Pb-Panzer	7,83	1,78	4,4

Nur für die harten Komponenten der Höhenstrahlung ist das Ionisationsverhältnis (4,4) ungefähr dem Dichteverhältnis beider Gase (4,1) proportional und nimmt für Strahlen geringerer Energie bis zu 50 % zu. *Kolhörster.*

R. D. Bennett, J. L. Dunham, E. H. Bramhall and P. K. Allen. Intensity of Cosmic-Ray Ionization in Western North America. Phys. Rev. (2) 42, 446—447, 1932, Nr. 3. Vorläufiger Bericht über Messungen der Intensität der Höhenstrahlung mit der Comptonapparatur an 7 Orten im nordwestlichen Amerika, zwischen 67 bis 34° nördlicher Breite (Ft. Yukon 67° , 129 m, Kennecott 62° , 1840 m, Berkeley 38° , 116 m, Tioga Paß 38° , 3040 m, Pasadena 34° , 259 m, Denver 40° , 1616 m, Summit Lake 40° , 3900 m). Die relativen Intensitätswerte auf gleichen Barometerstand reduziert zeigen in diesem Gebiet keine bedeutende Breitenvariation. *Kolhörster.*

L. M. Mott-Smith and L. G. Howell. Airplane Cosmic-Ray Intensity Measurements. Phys. Rev. (2) 42, 314—316, 1932, Nr. 2. Mit einem Strahlungsapparat nach Art der von Millikan verwendeten (unkompensiertes Wulfelektrometer in 500 cm -Hohlkugel, Wandstärke $1,3 \text{ cm}$, 75 at Ü. Argon) wurden bei Flugzeugaufstiegen bis etwa 7900 m Intensitätsmessungen der Höhenstrahlung bei ungeschirmter sowie mit $1,3, 2,6, 4,8 \text{ cm}$ Blei geschirmter Ionisationskammer ausgeführt. Die Ergebnisse in willkürlichen Einheiten werden mit denen von Millikan und Cameron verglichen, stimmen mit deren Angaben unter $8,25 \text{ m}$ Wasseräquivalent unter Atmosphären Gipfel überein, für geringere Tiefen sind sie höher. Unter Annahme allseitigen Einfalls [$\Phi(\mu x)$ -Funktion] ergibt sich $\mu/\rho = 0,005 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ — der vom Ref. 1913/14 gefundene Wert —. Millikan und Camerons „synthetischer“ Wert ($\mu/\rho = 0,008 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$) mußte demnach nach Ansicht der Verff. geändert werden. *Kolhörster.*

J. C. Street and Thomas H. Johnson. Concerning the Production of Groups of Secondaries by the Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) 42, 142—144, 1932, Nr. 1. Die primäre Höhenstrahlung kann 1. aus ionisierenden Korpuskeln, 2. nichtionisierenden Photonen oder 3. Neutronen bestehen. Beim Durchsetzen von Materie entstehen häufig Gruppen ionisierender Strahlen. Dies läßt sich durch eine oder alle der drei folgenden Annahmen erklären: 1. Der ionisierende Primärstrahl erzeugt durch Zusammenstöße mit Kernen oder Elektronen ionisierende Sekundärstrahlen. 2. Das primäre Photon überträgt durch einen einzigen Kernzusammenstoß seine Energie auf eine Gruppe ionisierender

Sekundärstrahlen. 3. Der nichtionisierende Primärstrahl wird schrittweise ionisierende Sekundärstrahlen bilden. Einschleiben von 2,2 cm Blei in den Strahlengang dreier koinzidierender Zählrohre erhöhte, wie schon Rossi zeigte (Phys. ZS. 33, 304, 1932), die Zahl der Koinzidenzen, spricht also für Annahme 1 oder 3, oder für beide zugleich. Einschleiben von 5 und 10 cm dicken Bleiblocken zwischen die drei Zählrohre ergab keinen Unterschied des Verhältnisses der dreifachen zu den zweifachen Koinzidenzen mit und ohne Blei. Daraus wird gefolgert: Der primäre Höhenstrahl ionisiert selbst, die sekundären Gruppen entstehen aus dem ionisierenden Primärstrahl. Trotzdem kann dieser selbst von einem nichtionisierenden Photonen- oder Neutronenstrahl hervorgerufen, ja kann sogar nach Annahme 2 entstanden sein.

Kolhörster.

W. Vernadsky. Stability of the Liquid Carbon Dioxide in the Ocean. Nature 130, 661—662, 1932, Nr. 3287. Als Entgegung zu einer Mitteilung von Wattenberg weist Verf. nochmals die Beständigkeit von flüssigem Kohlendioxyd in Nähe des Meeresbodens nach. In der sogenannten Stratosphäre des Meeres kann das Wasser einem Druck bis zu 1000 Atm./cm² unterworfen werden, während gleichzeitig das gelöste Gas einen Druck von 1 bis 2 Atm. erreichen kann. Da Temperatur und Druck des Seewassers meist unter dem kritischen Punkt, aber über dem kritischen Druck von CO₂ bleiben, muß ein Zustand zwischen flüssiger und gasförmiger Phase existieren, der in beiden Richtungen möglich ist. Die Organismen im Meere müssen sich während geologischer Zeiten auf diesen besonderen Zustand des CO₂ eingestellt haben, was noch an einigen Beispielen gezeigt wird.

Fritz Hänsch.

Koji Hidaka. Tidal Oscillations in a Circular Basin with an Elevation or a Depression at its Centre. (Problems of Water Oscillations in Various Types of Basins and Canals. Part V.) Mem. Imp. Marine Obs. Kobe, Japan 5, 63—67, 1932, Nr. 2. Die Gezeitenschwingungen in einem kreisförmigen Bassin, in dessen Mitte sich eine ebenfalls kreisförmige Erhebung oder Vertiefung befindet, werden rein mathematisch behandelt. Aus der Differentialgleichung der Gezeiten in Polarkoordinaten wird unter Berücksichtigung von entsprechenden Grenzbedingungen die Periode der Gezeitenschwingung errechnet. Sie ist in einem Bassin mit einer Erhebung größer als in einem solchen von gleichförmiger Tiefe, wenn die mittlere Tiefe des ersteren gleich der des letzteren ist. Die Methode kann auch auf kreisrunde Becken angewandt werden, die mehrere Kreisinge von verschiedener Höhe aufweisen.

Fritz Hänsch.

H. Arakawa. Oscillations of water in spindle-shaped and elliptical basins. Mem. Imp. Marine Obs. Kobe, Japan 5, 69—83, 1932, Nr. 2. Im Anschluß an eine Arbeit von Hidaka (vgl. vorst. Ref.), der die Schwingungen an der Oberfläche des Wassers in einem spindelförmigen Bassin unter der Annahme behandelte, daß die Wellenlänge gegenüber der Wassertiefe klein ist, werden Wasserwellen sowohl an der Oberfläche als auch die Bewegung im Innern des Mediums untersucht, wobei die Tiefe mit der Wellenlänge vergleichbar ist. Ausgehend von der Bewegungsgleichung in Vektorform werden Wellenlänge, Amplitude, Geschwindigkeitsverteilung im Innern des Mediums von erzwungenen und freien Wellen bei spindelförmigen und elliptischen Bassins in einer inkompressiblen idealen Flüssigkeit mathematisch diskutiert.

Fritz Hänsch.

Paul Chauchard. Les variations de salinité mesurées à l'aide des conductivités électriques: étude de la Rance au Chatelier. C. R. 195, 621—623, Nr. 15. Berichtigung ebenda, S. 684, 1932, Nr. 16. Mit Hilfe der Bestimmung des elektrischen Leitvermögens in Lösungen, wie sie Kohlrausch

angegeben hat, wird der Salzgehalt in seiner horizontalen und vertikalen Verteilung in der Gegend von Le Chatelier bestimmt. Weiterhin wird an einem Ort die zeitliche Änderung ermittelt, wie sie bei Ebbe und Flut infolge verschiedenen Ursprungs der Wassermassen auftritt. *Fritz Hänsch.*

Koji Hidaka. Anwendung der Stokes'schen Methode auf die Theorie der winderzeugten Meeresströmungen. Mem. Imp. Marine Obs. Kobe, Japan 5, 51—62, 1932, Nr. 2. Unter Benutzung entsprechender Grenzbedingungen werden die Geschwindigkeiten u und v von Triftströmen berechnet, indem analog zu den Untersuchungen von Fjeldstad folgende Ansätze gemacht werden:

$$u = \Phi(z, t) \cos \lambda t + \Psi(z, t) \sin \lambda t; \quad v = -\Phi(z, t) \sin \lambda t + \Psi(z, t) \cos \lambda t.$$

Unter Anwendung des Stokes'schen Integrationsverfahrens werden die Funktionen Φ und Ψ bestimmt. Neben dem allgemeinen Resultat werden noch die Fälle für eine konstante virtuelle Reibung ($k = \text{const}$) und eine mit der Tiefe veränderliche virtuelle Reibung [$k = k_0 (1 - z/h)^1 - \dots$] behandelt. Es ergeben sich die gleichen Resultate, wie sie Fjeldstad für die Geschwindigkeitskomponenten der winderzeugten Meeresströmungen gefunden hat. *Fritz Hänsch.*

S. K. Banerji und **S. S. Joshi.** Disturbance of pressure at the bed of a deep sea. S. A. Current Science 1932, 2.S., Juli. Es wird experimentell die Druckruhe in Abhängigkeit von der Tiefe in einem rechteckigen Wasserbottich festgestellt. Durch ein Gebläse werden Oberflächenwellen von 2,5 bis 10 cm Wellenlänge erzeugt. Je nachdem, wo das Gebläse wirksam ist, ergibt sich eine etwas andere Abhängigkeit. Je weiter das Gebläse von der Mitte der Wasseroberfläche entfernt ist, desto geringere Werte der Druckruhe (dyn/cm²) ergeben sich in der Oberflächenschicht und desto größere Werte in der unteren Schicht. Bei einer Gesamttiefe von 80 cm tritt nach stetiger Abnahme der Druckruhe in etwa 48 cm Tiefe zunächst eine vorübergehende Zunahme und dann wieder eine geringe Abnahme auf. Die Untersuchungen werden unter abgeänderten Bedingungen fortgesetzt. *Fritz Hänsch.*

Ryosaburo Hara, Kazumoto Nakamura and **Katsumi Higashi.** The Specific Gravity and the Vapor Pressure of Concentrated Sea Water at 0°—175° C. Tehn. Rep. Tôhoku Imp. Univ. 10, Nr. 3, S. 99—118, 1932. Unter ausführlicher Beschreibung von Instrumentarium und Arbeitsmethode werden spezifisches Gewicht und Dampfdruck von Seewasser mitgeteilt, dessen Konzentration vom normalen Salzgehalt bis fast zum Sättigungspunkt bei einem Temperaturintervall von 0 bis 175° variiert. Weiterhin wird die Wirkung der Sättigung von CaSO₄-Lösung auf das spezifische Gewicht in Abhängigkeit von Konzentration und Temperatur bei Gleichgewicht mit der Salzlösung untersucht. Es ergibt sich weiter, daß dieser Effekt keine wesentliche Wirkung auf die Bestimmung des Dampfdruckes ausmacht, da er größenordnungsmäßig vernachlässigbar ist und innerhalb der Fehlergrenzen liegt. Zum Schluß werden die Resultate, und zwar der Dampfdruck in Abhängigkeit von Konzentration und Temperatur innerhalb des oben erwähnten Intervalles graphisch dargestellt. *Fritz Hänsch.*

Rud. Richter. Warum die ozeanographische Terminologie sich nicht durchsetzen kann. Senckenbergiana 14, 220—231, 1932, Nr. 4/5. Es wird an der amtlichen Terminologie Kritik geübt und eine Nomenklatur vorgeschlagen, die in sich logisch aufgebaut ist und besonderen Wert darauf legt, alle Teilerscheinungen auf den gleichen und richtigen Oberbegriff zu beziehen, um so der Wirrnis der verschiedenen Bezeichnungsweisen zu steuern, wie sie Ozeano-

graphie, Geologie, Biologie u. a. augenblicklich verwenden. Betrachten wir den zeitlichen Verlauf des Meeres vom höchsten Stand bis zum tiefsten, was man also schlechthin mit Ebbe und Flut bezeichnet, so sollen folgende Namen angewendet werden: Niedrigtide, Steigtide, Hochtide, Falltide, Niedrigtide an Stelle von Niedrigwasser, Flut, Hochwasser. Ebbe, Niedrigwasser. Das Wort Tide, im Plural Gezeiten, soll durch Tide und Tiden ersetzt werden. Die Zeit, während der ein bestimmtes Gebiet über bzw. unter dem Meeresspiegel liegt, soll Übermeereszeit bzw. Untermeereszeit heißen. Eine solche Fläche soll Tauchbereich genannt werden, wobei noch zwischen Auftauchbereich und Untertauchbereich unterschieden werden kann. Die grundsätzlichen Fehler der amtlichen Terminologie werden schließlich noch genau erörtert.

Fritz Hänsch.

J. Bartels. Tides in the atmosphere. S.-A. Scient. Monthly 35, 110—130, 1932, August. Die Arbeit stellt eine Zusammenfassung der bisherigen Resultate des Gezeitenproblems der Atmosphäre dar. In Analogie zum Erdmagnetismus und zur Untersuchung von Ebbe und Flut werden die Druckschwankungen der Atmosphäre und in Abhängigkeit davon die Temperaturschwingung behandelt. Dabei werden besonders die 24-, 12- und 8-sonnenstündige und die 12-mondstündige Welle erörtert. Bei der bildlichen Darstellung findet vor allem die Periodenuhr Verwendung, durch die sowohl Amplitude und Phase desselben Ortes als auch verschiedener Orte für das ganze Jahr und für jeden Monat veranschaulicht werden. Im einzelnen bereits bekannte Resultate hier mitzuteilen, dürfte sich erübrigen.

Fritz Hänsch.

S. Chapman. The Lunar Diurnal Variation of Atmospheric Temperature at Batavia, 1866—1928. Proc. Roy. Soc. London (A) 137, 1—24, 1932, Nr. 831. Ausgehend von den Analysenergebnissen der mondhaltigen Druckschwingung in Batavia ergibt sich unter Berücksichtigung adiabatischer Zustandsänderungen rein theoretisch eine mondhaltige Temperaturschwankung von $\delta T = 0,0072 \cdot \sin(2t + 65^\circ)$ ($^\circ\text{C}$), wobei die Druckwelle gegeben ist durch $\delta p = 0,062 \cdot \sin(2t + 68^\circ)$ (mm Hg). Um diese Überlegung zu identifizieren, werden die stündlichen Temperaturbeobachtungen von Batavia, die fast lückenlos zunächst in Fahrenheiteinheiten und später von 1909 ab in Celsiusgraden von 1866 an existieren, für die Jahre 1866—1928 auf ihren Mondgezeitenanteil hin untersucht. Zur Berechnung wird das bekannte Lochkartenverfahren verwendet, das sogenannte Hollerithsystem, dessen Benutzung ausführlich geschildert wird. Dabei werden sowohl der ganze Zeitabschnitt als auch die einzelnen Dekaden untersucht, weiterhin das ganze Jahr und die einzelnen Jahreszeiten. Im Mittel ergibt sich eine Amplitude von $0,0086^\circ\text{C}$ mit einer Phase von 67° gegenüber den aus der Theorie errechneten Werten von $0,0072$ und 65°C . Die Resultate werden mit Hilfe der sogenannten Periodenuhr dargestellt. Es wird also die Annahme eines adiabatischen Prozesses ganz gut bestätigt. Die Abweichungen voneinander werden noch in Beziehung zum auftretenden Fehler gebracht. Da erkannt worden war, daß eine Störung des mondhaltigen Ganges besonders an Regentagen auftritt, werden die regenlosen Tage außerdem für sich allein untersucht, wobei sich im Mittel eine Amplitude von $0,0121^\circ\text{C}$ und eine Phase von 77° ergibt, also ein beträchtlich größerer Wert als im Durchschnitt.

Fritz Hänsch.

E. Ekhart. Weitere Beiträge zum Problem des Berg- und Talwindes. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosph. 18, 242—252, 1932, Nr. 4. In Ergänzung früherer Messungen, die den Umschlag von Tal- in Bergwind erfaßten und ergaben, daß die eigentlich talwärts gerichtete Strömung, der Bergwind, erst am späten Abend erfolgt, hat Verf. Nachtpilotaufstiege durchgeführt. Zusammenfassend ergibt sich, daß sowohl Tal- als auch Bergwind in einer mehr oder weniger mächtigen

Schicht über dem Boden fast gleichzeitig beginnen. Der Bergwind besitzt außer dem bei Talwind vorhandenen Stärkeminimum in etwa 1000 m über dem Tal ein zweites Minimum in etwa 250 m, das eine Angelegenheit der untersten bodennahen Schicht darstellt. Der Bergwind erweist sich als vollkommenes Analogon zum Talwind. Verf. hat das Verdienst, durch sein Beobachtungsmaterial alle bisherigen Theorien als die Praxis nicht befriedigend hingestellt zu haben und ein Beobachtungsmaterial gefördert zu haben, auf das neue Rechnungen und Theorien fundiert werden können. *P. Duckert.*

G. Ziemer. Über die Böigkeit des Windes in Bodennähe. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosph. 18, 263—342, 1932, Nr. 4. Zusammenfassende Verarbeitung von Böigkeitsmessungen an acht Stationen des deutschen Flugwetterdienstes im zweiten Vierteljahr 1929. Vorschläge für die Vereinheitlichung des Beobachtungsnetzes. *P. Duckert.*

R. Marquardt. Untersuchungen der Vertikalbewegungen in der freien Atmosphäre mittels ausgewogener, aus dem Flugzeug gestarteter Pilotballone über der hohen Rhön 1931. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosph. 20, 18—41, 1932, Nr. 1. Bei gegebenem Hang und gegebener Windrichtung sind die entstehenden Aufwinde eine Funktion von Gradient und Windgeschwindigkeit. Bei stabilen Gradienten ist die Tendenz zum Umströmen des Hanghindernisses groß. Die Hanganpassung wird größer mit zunehmenden Gradienten. Damit wächst auch die Größe des Aufwindes. Bei Anwachsen des Temperaturgradienten $\geq 0,8^{\circ}/100$ m tritt, bestimmt durch die feucht-labilen Verhältnisse, eine „deformierte Hanganpassung“ ein mit weiterer Verstärkung des Aufwindes. Weitere Steigerung des Gradienten bewirkt Umschlagen der Verhältnisse, wie Erweiterung des Aufwindfeldes leewärts und bis in größere Höhen oder aber unberechenbare Verteilung des Auf- und Abwindfeldes. Besonders ausgeprägt gilt dies bei geringen Windgeschwindigkeiten unter 5 m/sec. Bei stärkerem Bodenwind bleiben die stationären Aufwindfelder bestehen. Bei gleichzeitigem Auftreten von Kondensationsvorgängen überwiegen bei geringen Windstärken freie Vertikalbewegungen, bei größeren tritt Ablösung in Lee ein. Je geringer also die Windgeschwindigkeit und je größer die Feuchtstabilität, um so geringer ist die Möglichkeit, die Lage von Aufwindfeldern vorherzusagen. *P. Duckert.*

A. Mäde. Der Passat im Rossbyschen Diagramm. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosph. 20, 51—55, 1932, Nr. 1. Anwendung des Rossbyschen Diagramms auf Sondierungen des Passates anlässlich der ersten Südamerikafahrt 1931 des „Grafen Zeppelin“. *P. Duckert.*

S. Mal, S. Basu and B. N. Desai. Structure and Development of Temperature Inversions in the Atmosphere. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosph. 20, 56—77, 1932, Nr. 1. Verff. diskutieren an Hand von Flugzeug- und Drachenaufstiegen in Berlin und Lindenberg die Entstehung von Temperaturinversionen. Nach Durchgang einer Zyklone sind Wolkenschichten der Ausgang zur Bildung von darüber entstehenden Inversionen. Trockeninversionen in Antizyklonen werden durch Abkühlung an der Oberseite der Wolken durch Ausstrahlung erklärt. *P. Duckert.*

H. Koschmieder. Turbulenz und Druckerniedrigung auf Bergstationen. Meteorol. ZS. 49, 359—360, 1932, Nr. 9. Verf. wendet sich gegen eine Erwiderung Ertels, indem er u. a. die Ertelschen Ergebnisse als nicht eindeutig hinstellt. *Fritz Hänsch*

H. Ertel. Erwiderung auf obige Bemerkung des Herrn Koschmieder. Meteorol. ZS. 49, 360, 1932, Nr. 9. Die bisherigen gegenseitigen Erwidierungen werden endgültig abgeschlossen. *Fritz Hänisch.*

Daizô Nukiyama and Atusi Kobayasi. On the Transmissibility of the Visible Light through a Cloud of Particles. Part I. Rep. Aeron. Res. Inst. Tôkyo 7, 1—18, 1932, Nr. 1 (Nr. 82). Um über die Sichtbarkeit von Lichtsignalen besonders auf See genauere Anhaltspunkte zu erhalten, werden im Laboratorium Transmissionskoeffizienten von Wasserdampf, N H, Cl und Gemischen aus beiden bestimmt. Die Anordnung der Apparatur wird genau beschrieben. Verwendung findet ein Quarzspektrograph. Der Transmissionskoeffizient selbst wird aus der Schwärzung von photographischen Platten bestimmt. Es ergibt sich durchweg ein Maximum bei einer Wellenlänge von etwa 4500 Å. Die Abhängigkeit sowohl von der Wellenlänge als auch von der Dichte der untersuchten „Wolke“ wird für die drei Fälle graphisch dargestellt. Es wird besonders betont, daß die Resultate nicht der Zerstreuungstheorie von Rayleigh genügen. *Fritz Hänisch.*

J. Kölzer. Beobachtungsergebnisse über Schallausbreitung auf nahe Entfernungen und Schlußfolgerungen zum Problem der anomalen Schallausbreitung. Veröff. d. Preuß. Meteorol. Inst. 10, 1—27, 1932, Nr. 1 (Nr. 390). Um die für die Schallausbreitung wichtigen meteorologischen Verhältnisse in den bodennahen Schichten der Atmosphäre besser zu erfassen, wurden Meßgeräte und Meßmethoden verbessert oder neu entwickelt. Die für die Schallausbreitung in einer Richtung maßgebenden Witterungsfaktoren werden in der Schallgeschwindigkeitskurve zusammengefaßt. Es zeigte sich, daß die Änderung des Knallbildes von Sprengung zu Sprengung durch die Änderung der Witterung hervorgerufen wird. Für Windstille, zwei typische Mitwindwetterlagen und zwei Gegenwindwetterlagen konnten die Zusammenhänge zwischen Witterung und Schallgeschwindigkeit quantitativ nachgewiesen werden. Der Verf. weist auf die Wichtigkeit hin, bei Schallmessungen in großen Entfernungen die meteorologischen Verhältnisse der Atmosphäre zu kennen. *W. Schneider.*

P. Idrae. Sur des enregistreurs ultra-sensibles pour avion de variation d'altitude et de température. C. R. 195, 761—762, 1932, Nr. 19. Ein Apparat zur Bestimmung der auf- und absteigenden Luft wurde konstruiert, welche Luftschwankungen auf das engste mit Temperaturschwankungen verbunden sind. Die Höenschwankungen eines Flugzeuges und eines Ballons werden mit einer Annäherung von Metern auf mehrere Kilometer photographisch aufgezeichnet. Er beruht auf dem klassischen Prinzip des Stratoskopes, trägt aber eine Isolation und hat eine große thermische Trägheit, um ihm eine große Unempfindlichkeit gegen die Schwankungen der Außentemperatur zu geben. Von 30 zu 30 m wird die Aufzeichnung wieder auf die Basis Null bezogen. Ein anderer Apparat, bestehend aus einer Nickelspirale, die, im Windschatten stehend, sofort die Lufttemperatur annimmt, zeichnet diese mit einer Wheatstoneschen Brückenschaltung und einem gegen die Luftzeugschwankungen unempfindlichen Galvanometer auf Zehntelgrade und Sekunden genau photographisch auf. Die Apparate werden auf den Handelsflugzeugen der Linie Marseille—Tunis verwendet, um in Höhen von 500 bis 1500 m längs bestimmter Küstenstriche die bei verschiedenen Windrichtungen auftretenden vertikalen Luftbewegungen zu verfolgen.

E. J. M. Honigmann.

Gerhard Klanke. Zur Meßtechnik aerologischer Flüge. I., II., III. u. IV. Mitteilung. Diss. Hamburg 1931; auch Ann. d. Hydrographie u. maritimen Meteorol. 1932, S. 106—109, 151—161, 206—209, 240—245, Nr. 3, 4, 5 u. 6. Um die

Meßgenauigkeit aerologischer Registrierungen bei Flugzeugaufstiegen zu steigern, wurden folgende Untersuchungen gemacht: Bei der Aufzeichnung feiner Registrierkurven mit Meteorographen wurden die schädlichen Reibungs- und Schwingungseinflüsse beseitigt. Die Abhängigkeit der Thermometerträgeit von der Luftdichte wurde im Flugzeug selbst durch Stufenflüge bis 5 km Höhe bestimmt. Die gemessenen Werte werden in einer Formel festgehalten. Für den Zusammenhang zwischen Trägheit und Luftdichte ist der Turbulenzgrad der Strömung am Thermometer von entscheidender Bedeutung. Es wurde untersucht, ob die elastische Nachwirkung und elastische Hysteresis eines Aneroiddruckmessers mit Vididose durch Verwendung von natürlichem Quarzkristall als Dosenfeder zum Verschwinden gebracht werden kann. Die Ergebnisse der Prüfung eines derart konstruierten Instrumentes zeigen, daß die elastischen Fehler kleiner als die verwendete Meßgenauigkeit von 0,0003 des Gesamtausschlages sind. Ein so gebauter Höhenmesser zeigt nach einem Aufstieg auf 5 km Höhe ein Nachhinken von weniger als 1 m Höhe. Zur Frage des Temperatureinflusses auf Aneroiddruckmesser wird eine Übersicht über die verschiedenen Ursachen dieses Einflusses und über die möglichen konstruktiven und rechnerischen Maßnahmen zu seiner Verringerung und Beseitigung gegeben.

E. J. M. Honigmann.

Walter Knoche. Äquivalente Temperaturen in Südamerika. Gerlands Beitr. 35, 189—203, 1932, Nr. 2.

H. Ebert.

Harald Lunelund. Registrierung der Abkühlungsgröße in Helsingfors, Finnland. Strahlentherapie 45, 147—158, 1932, Nr. 1. Es werden die Resultate einer fast einjährigen, mit dem Davoser Frigorimeter bei 36,8° Kugeltemperatur 1930/31 in Helsingfors ausgeführten, mit Hilfe eines Chronographen registrierten Meßreihe mitgeteilt. Der Gang der Abkühlungsgröße, der Einfluß der Niederschläge, die Häufigkeitsprozente in den verschiedenen Jahreszeiten, die Extrem-, Mittel- und Normalwerte für Helsingfors werden dargestellt und mit den Daten Bidlers für Basel verglichen.

Risse.

G. I. Taylor. Resonance Theory of Semidiurnal Atmospheric Oscillations. Mem. Roy. Meteorol. Soc. 4, 43—51, 1932, Juni. Nach Science Abstr. (A) 35, 1030, 1932, Nr. 419. In Analogie zu den Schwingungen eines Meeres gleichmäßiger Tiefe wurden von verschiedenen Autoren atmosphärische Oszillationen behandelt. Hier wird darauf hingewiesen, daß sowohl in den Höhenangaben der Schicht wie in den thermodynamischen Grundannahmen vorläufig nicht geklärte Widersprüche liegen.

Schmerwitz.

B. A. Keen. Soil Physics in Relation to Meteorology. Journ. Roy. Meteorol. Soc. 58, 229—250, 1932, Juli. Nach Science Abstr. (A) 35, 1031, 1932, Nr. 419. Es wird über das Zusammenwirken von Feuchtigkeit, Temperatur und Luftgehalt der Erdoberfläche und den entsprechenden hiermit in Verbindung stehenden thermodynamischen Zuständen der Atmosphäre berichtet.

Schmerwitz.

Napier Shaw. Weather Maps of the World. Nature 130, 737, 1932, Nr. 3289.

Hellmut Berg. Anomale Niederschläge in Süddeutschland und ihre Bedingungen. (Wetterlage vom 6. bis 8. Mai 1931.) Gerlands Beitr. 37, 148—166, 1932, Nr. 2/3.

H. Ebert.

P. Chofardet. Sur la transparence de l'air. C. R. 194, 1844—1846, 1932, Nr. 21. Es wird eine Statistik über die Sichtbarkeit des Mont Blanc von einem Ort nahe Besançon (etwa 165 km) mitgeteilt. Sie umfaßt nach Monaten geordnet die Jahre 1912 bis 1931.

R. Mügge.

R. S. Rockwood. Ultraviolet transmission of the atmosphere. Phys. Rev. (2) 40, 1047, 1932, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Mittels der thermoelektrischen Methode und einem Correxfilter wurden in einem engen Spektralgebiet bei $\lambda \sim 3200$ Absorptionskoeffizienten an verschiedenen Stationen und bei verschiedenem Wasserdampfgehalt bestimmt. Die Extrapolation auf die von Wasserdampf freie Atmosphäre ergibt gute Übereinstimmung mit dem Rayleighschen Gesetz. *P. Dubois.*

R. S. Rockwood and R. A. Sawyer. The ultraviolet transmission coefficient of the earth's atmosphere. Journ. Opt. Soc. Amer. 22, 513—524, 1932, Nr. 10. Es werden in verschiedenen Höhen (1550 bis 3140 m) Energiemessungen im ultravioletten Gebiet (360 bis 290 m μ) mit Hilfe eines Filters und einer Thermosäule ausgeführt. *Spiller.*

Herbert H. Kimball. Determination of atmospheric turbidity. National Res. Council. 1932, S. 121—123. Bei Messungen der direkten Sonnenstrahlung, die vom 1. bis 23. Februar 1932 in Washington unter Benutzung der Potsdamer Gelb- und Rotfilter angestellt sind, wird auf Grund der Vorschläge von A. Angström der „Trübungskoeffizient“ berechnet. Die Ergebnisse weisen von Tag zu Tag erhebliche Unterschiede des Trübungskoeffizienten auf, zeigen aber am gleichen Tage, auch bei wechselndem Sonnenstande, eine bemerkenswerte Konstanz desselben. *F. Linke.*

J. Gauzit. Essai de dosage de l'ozone atmosphérique par photométrie visuelle. C. R. 195, 892—894, 1932, Nr. 20. Ein vom Verf. konstruiertes Spektrophotometer zur Vermessung des Sonnenspektrums wird zunächst genau beschrieben. Es ist eine Verbindung von Spektroskop und Photometer. Für willkürlich wählbare Wellenlängen läßt sich die Sonnenintensität mit dem monochromatischen Licht einer konstanten Lichtquelle vergleichen, um so die Intensität der Sonne innerhalb eines bestimmten Spektralbereiches, bzw. mit Hilfe des Bougerschen Gesetzes die atmosphärische Durchlässigkeit zu bestimmen. Drei mitgeteilte Meßbreiten lassen im Orange und Gelb selektive Absorption erkennen, die auf das Ozon zurückgeführt werden muß. Die Schichtdicke des Ozons ergibt 0,31, 0,35 und 0,235 cm. Der Fehler wird mit 10% angegeben. *Fritz Hänsch.*

Herbert H. Kimball. Solar radiation as a meteorological factor. Rev. Modern Phys. 4, 259—277, 1932, Nr. 2. Eine eingehende Betrachtung der verschiedenen Variationen der Sonnenstrahlung führt zu dem Ergebnis, daß die Wechsel der Witterung nicht durch die kurzperiodischen Schwankungen der Solar-konstanten, die in der Regel weniger als 1% betragen, hervorgerufen werden, sondern durch die vielfältigen Unterschiede der Intensität der Sonnenstrahlung, welche die Erde in äquatorialen und polaren Gebieten empfängt. *P. Dubois.*

F. Lauscher, F. Steinhauser und M. Toperczer. Ein Profil der Sonnenstrahlungsintensität durch die steirisch-niederösterreichischen Kalkalpen. (Über die Zunahme der Sonnenstrahlung mit der Höhe.) Meteorol. ZS. 49, 300—306, 1932, Nr. 8. In verschiedenen Niveaus des Hochschwabgebiets bis zu 2270 m wurden mit Michelson-Aktinometern Gesamtstrahlungsintensitäten der Sonne gemessen. Die durch die örtlichen und zeitlichen Verhältnisse bedingten Intensitäten werden an Hand der allgemeinen und der speziellen Trübungs-faktoren diskutiert und zu einem synoptischen Bild der Einstrahlungsverhältnisse auf einer Strecke von 150 km vom Alpenvorland ins Gebirge reichend verarbeitet. *P. Dubois.*

F. Linke und H. v. dem Borne. Die Wellenlängenabhängigkeit der Strahlungsextinktion trübender Teilchen. Gerlands Beitr. 37.

49—72, 1932, Nr. 1. Der Vorschlag von A. Ångström, die Trübung der Atmosphäre in der Weise zu bestimmen, daß ein konstanter Wellenlängenkoeffizient der Dunstextinktion angenommen wird, veranlaßte Laboratoriumsversuche über die Abhängigkeit dieses Koeffizienten von der Größe der trübenden Teilchen. Es zeigte sich, daß zwischen den Radien der kugelförmig angenommenen Dunstkerne von 10^{-6} auf $5 \cdot 10^{-7}$ cm der Exponent von -4 auf 0 ziemlich logarithmisch übergeht. Durch Neuberechnung der in der Natur wirklich beobachteten Wellenlängensexponenten der Dunsttrübung zeigten sich Unterschiede von $-2,1$ bis $-0,9$, die in Beziehung zur Höhenlage des Beobachtungsortes und der relativen Feuchtigkeit stehen. Es werden deshalb monochromatische Messungen der Strahlungsintensität in Vorschlag gebracht. *F. Linke.*

Gertrud Riemerschmid. Strahlungsmessungen auf dem Atlantik und in Brasilien. Meteorol. ZS. 49, 218—226, 1932, Nr. 6. Im Jahre 1928/29 wurden auf einer Reise von Hamburg nach Brasilien und zurück Messungen der Sonnenstrahlung mit und ohne Rotfilter sowie Graukeilphotometermessungen gemacht, deren Ergebnisse in Mittelwerten für Sonnenhöhen von 5 zu 5° und für verschiedene Teile des Atlantischen Ozeans angegeben werden. Der Trübungsgrad ist nicht berechnet. Es werden Werte für den prozentischen Rotgehalt der Sonnenstrahlung und Transmissionskoeffizienten angeführt. Die Ergebnisse der Beobachtungen bestätigen frühere Beobachtungen in demselben Gebiet. *F. Linke.*

Morgan T. Riley. Visibility in New York City. Phys. Rev. (2) 40, 1047, 1932, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Als Zusammenhang zwischen Sicht V und Kernanzahl pro Kubikfuß D ermittelt der Verf. aus seinen Messungen die Beziehung $583 \cdot D^{-1,1963} - V = 0$, den Zusammenhang zwischen Sicht V und relativer Feuchtigkeit H gibt er durch die Gleichung $102,08 - 6,81 \cdot V - H = 0$ wieder. Als Abhängigkeit der Sicht bei gleichzeitiger Änderung von D und H ergab sich, daß in $8,8\%$ aller untersuchten Tage die Sicht bei Zunahme der Kernzahl um $10\,000$ pro Kubikfuß und gleichzeitiger Abnahme der relativen Feuchtigkeit um 10% konstant blieb, in $54,2\%$ der Fälle besserte sich die Sicht bei Abnahme der Kernzahl um $10\,000$ und gleichzeitiger Zunahme der relativen Feuchtigkeit um 10% (dust was more potent), während an $37,0\%$ der untersuchten Tage mit Zunahme der relativen Feuchtigkeit um 10% bei gleichzeitiger Abnahme der Kernzahl um $10\,000$ pro Kubikfuß die Sicht sich verschlechterte (relative humidity was more important).

H. Steinhäusser.

F. Lindholm. Sur la répartition spectrale de l'insolation aux différentes latitudes en Europe. S.-A. La Météorologie 1930, 15 S., Nr. 67—69, Okt. bis Dez. Aus Strahlungsmessungen in dem durch das Schottfilter F 4512 bei $0,6 \mu$ geteilten Spektralgebiet ergibt sich für das nördliche Skandinavien in allen Spektralgebieten eine Intensität, die in Mitteleuropa (Davos, Feldberg im Schwarzwald) erst in 1400 m Höhe gemessen wird. Die Messungen mit Cd-Zelle sind zu spärlich, um eine genauere Interpretation zu ermöglichen. *v. dem Borne.*

P. Gruner. Anwendung der Optik trüber Medien. III. Beleuchtung inhomogener, gekrümmter Schichten. Theorie des Purpurlichtes. Helv. Phys. Acta 5, 351—361, 1932, Nr. 5. In seiner ersten Arbeit auf S. 145 der Acta 1932 behandelte bzw. entwickelte Verf. die Formeln für die Intensität des von einer dünnen, homogenen, sphärisch gekrümmten, trüben Schicht, in der vorliegenden des von einer dickeren, gekrümmten, inhomogenen Schicht aus gestreuten Sonnenlichtes. Er wendet die hergeleiteten Ausdrücke (dabei nimmt er bloß primäre Lichtzerstreuung an) auch auf das Problem des Purpurlichtes an und entwickelt eine einfache Theorie desselben. Nach den gefundenen

Zahlen entwirft er ein ungefähres Bild des Purpurlichtes, zeigt ferner die Abhängigkeit seiner zeitlich-räumlichen Entwicklung und Intensität von den Dimensionen einer in der Atmosphäre schwebenden, inhomogenen Schicht, deren trübe Teilchen von der unter- oder aufgehenden Sonne von unten her beleuchtet werden, gibt Formeln zur angenäherten Berechnung der Helligkeitsverteilung im Purpurlicht u. a.

Blaschke.

Anders Ångström. Einige Bemerkungen über die aktinometrischen Messungen während des Internationalen Polarjahres und ihre meteorologische Bedeutung. Meteorol. ZS. 49, 249—253, 1932, Nr. 7. Wohl aus dem Gefühl heraus, daß die in starkem Fortschreiten begriffene atmosphärische Strahlungsforschung im Programm des gegenwärtigen „Internationalen Polarjahres“ etwas zurückgetreten ist, entwickelt Ångström ausführlich die Wünsche der Strahlungsforscher an die Teilnehmer des Internationalen Polarjahres und begründet das von der Internationalen Strahlungskommission aufgestellte Strahlungsprogramm.

F. Linke.

A. Schlein. Bemerkungen zum „Wolkenquadrant Schlein“. Meteorol. ZS. 49, 278—279, 1932, Nr. 7. A. Schlein gibt eine Beschreibung seines verbesserten Wolkenquadranten und erläutert die mit diesem Apparat gegebenen Beobachtungsmöglichkeiten sowohl für Wolken wie für optische Vorgänge.

F. Linke.

H. Buisson, C. Jausseran et P. Rouard. Sur la transparence de la basse atmosphère. C. R. 194, 1477—1479, 1932, Nr. 17. Mit Hilfe einer photographischen Methode wird die Extinktion in den Linienspektren von Cd, Zn und Al der Atmosphäre in Bodennähe bestimmt, es ergibt sich bis auf eine Unregelmäßigkeit bei 2100 bis 2063 Å, die mit Sauerstoffabsorption belegt wird, eine glatte Kurve über das ganze Spektralgebiet. Die Absorptionskoeffizienten sind für 1 km Luftschicht ohne Korrektur für die molekulare Zerstreuung angegeben.

λ		λ		λ	
2213	1,37	2100	4,10	1935	17
2265	1,77	2063	3,40	1863	250
2195	2,35	2026	4,35	1858	370
2144	2,71	1990	5,10	1855	445
2139	3,20				

v. dem Borne.

Bruno Rolf. Lancers de Ballons-Sondes d'Abisko de 1921 à 1929. Medd. Meteorol.-Hydr. Anst. Stockholm 5, Nr. 5, 42 S., 1932.

H. Ebert.

M. Robitzsch. Über die Vereisung von Luftfahrzeugen. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosph. 18, 235—241, 1932, Nr. 4. Verf. gibt eine Analyse der Vorgänge bei der Eisbildung an festen Körpern und wägt ihre Einflüsse auf den Gesamteffekt ab. Auf die überragende Bedeutung des „Ventilationsfaktors“ $d m/d t$ wird hingewiesen. Dieser ist auch eine Funktion der Körperform, der Oberflächenbeschaffenheit und der Anblasrichtung. Für die Eisbildung an Flugzeugen gilt die Sublimationsformel $-0,89 \cdot d V/d t = d U'/d t = d m/d t \cdot c/b (e_2 - \bar{E}_1)$, wo c das spezifische Gewicht des Wasserdampfes, B der Barometerstand, e_2 der Partialdruck des Wasserdampfes der umgebenden Luft, \bar{E}_1 der Sättigungsdruck des Wasserdampfes über Eis bei der Körpertemperatur ist. Die linke Seite bezeichnet die in der Zeiteinheit sublimierte Eismenge. Eine Reihe von Beispielen erläutern die Abhandlung. Die Bildung von Sublimationsprodukten ist in solchen Luftschichten am ausgebigsten, deren Temperatur nahe dem Gefrierpunkt liegt und die mit Wasserdampf übersättigt sind.

P. Duckert.

Geophysikalische Berichte

Bauer memorial number. S.-A. Terr. Magnet. **37**, 202—204, 1932, Nr. 3.

A. Nippoldt. Louis Agricola Bauer and terrestrial magnetism. S.-A. Terr. Magnet. **37**, 205—208, 1932, Nr. 3.

G. W. Littlehales. Louis Agricola Bauer in the progress of science as exemplified in terrestrial magnetism. S.-A. Terr. Magnet. **37**, 209—211, 1932, Nr. 3.

H. U. Sverdrup. Cooperative work of the Department of Terrestrial Magnetism under the directorship of Louis A. Bauer. An acknowledgment. S.-A. Terr. Magnet. **37**, 211—212, 1932, Nr. 3.

J. de Moidrey. Louis A. Bauer and the Zi-Ka-Wei Observatory. S.-A. Terr. Magnet. **37**, 217—218, 1932, Nr. 3.

H. D. Harradon. Principal published papers of Louis A. Bauer. S.-A. Terr. Magnet. **37**, 220—224, 1932, Nr. 3.

K. Sezawa. Professor Kyoji Suyehiro †. Gerlands Beitr. **38**, 1—3, 1933, Nr. 1.

Fritz Loewe. Die „Deutsche Grönlandexpedition Alfred Wegener“, ihre Aufgaben und ihre meteorologischen Ergebnisse. Weltall **32**, 36—38, 1932, Nr. 3. *H. Ebert.*

Kurt Wegener. Geophysikalische Forschungen der beiden letzten Jahre in den Polargebieten. ZS. f. Geophys. **8**, 419—423, 1932, Nr. 8. (Vortrag 10. Tagung D. Geophys. Ges. Leipzig 1932.) Kurzer Bericht über die Fahrt des „Nautilus“, die Fahrt des „Grafen Zeppelin“ im Juli 1931, die deutsche Grönlandexpedition von Alfred Wegener (meteorologische Ergebnisse, Geodäsie, Glaziologie). *K. Jung.*

L. Prandtl. Betrifft: Vorschläge zur Vereinheitlichung der Vektorschreibweise in der Meteorologie. Meteorol. ZS. **49**, 480—481, 1932, Nr. 12. *Scheel.*

E. Becker. Die verschiedenen Hängetheodolite Brandenburg-Hildebrand. ZS. f. Instrkde. **53**, 33—37, 1933, Nr. 1. *H. Ebert.*

The Modern Radio-Meteorograph. Nature **130**, 1006—1007, 1932, Nr. 3296. Das bekannte Ballon-Sonde-Verfahren zur Ermittlung aerologischer Daten ist zuerst durch Moltchanoff dadurch außerordentlich verbessert worden, daß das Meßgerät, der Meteorograph, mit einem leichten quartzesteuerten Kurzwellensender vereinigt wurde. Dadurch wurde es ermöglicht, durch unmittelbares Abhören von Funksignalen, deren zeitliche Folge eindeutige Schlüsse auf die Werte der mittels des Meteorographen gemessenen aerologischen Elemente: Druck, Temperatur und relative Feuchtigkeit zulassen, letztere während des Ballonaufstieges zu erhalten. Das Moltchanoffsche Gerät ist neuerdings von den Askania-werke-Berlin-Friedenau verbessert worden und wird in Verbindung mit einem dem Fultographen ähnlichen Schreibempfangsgerät nach Dieckmann benutzt, so daß am Boden unmittelbar eine Aufzeichnung in einem Diagramm gewonnen wird. In der vorliegenden Arbeit wird die neue Konstruktion des Meßgerätes beschrieben, bei dem ein uhrwerkantriebener Kontaktarm bei jeder Umdrehung mit Kontaktarmen, die von den Meßorganen für Druck, Temperatur und relative Feuchtigkeit verstellbar werden, einmal Kontakt macht. Zur Erläuterung sind mehrere Abbildungen, darunter die eines Diagramms beigefügt. *W. Keil.*

J. de Graaff Hunter. A New Principle of Time Observation, especially for Determination of Longitude. *Nature* **130**, 666, 1932, Nr. 3287. Zur Vermeidung der Fehler, die unter der Bezeichnung „persönliche Gleichung“ bekannt sind, mit denen die Zeitbestimmungsbeobachtungen unvermeidlich behaftet sind, die für verschiedene Beobachter verschieden groß ausfallen bei Längenbestimmungen an beweglichen Stationen, schlägt der Verf. ein neues Beobachtungsverfahren vor. Ein im oder am Beobachtungsfernrohr angebrachter Verschuß wird durch eine Uhr periodisch geöffnet und gibt für die kurze Öffnungsdauer das Gesichtsfeld frei. Im Okular ist eine der Vergrößerung des Fernrohrs angepaßte Skale vorhanden. Die Beobachtung erstreckt sich darauf, die Lage des jeweils scheinbar stillstehenden Sternes gegenüber der Skale bei jeder Verschußöffnung zu schätzen. Da ein Chronograph nicht benötigt wird, scheint, wie auch die Erfahrungen des Verf. bei Zeitbestimmungen an nicht ortsfesten Stationen bestätigten, das Verfahren als sehr brauchbar. *W. Keil.*

J. W. Sandström. Ein neuer Windmesser. *Gerlands Beitr.* **35**, 82—86, 1932, Nr. 1. Die Arbeit beschreibt einen neuen Schalenkreuz-Anemographen, dessen Grundidee auf einen Gedanken von O. Devik zurückgeht. Die Windgeschwindigkeit wird mit elektrischen Kontakten von einer Achse abgenommen, die durch eine Zahnradübertragung mit der Schalenkreuzachse so verbunden ist, daß nach je 360 m Windweg ein Kontakt gegeben wird. Die Geschwindigkeitsachse ist durch eine weitere Zahnradverbindung mit einer in der Verlängerung der Schalenkreuzachse stehenden, langsam rotierenden vertikalen Achse verbunden. Letztere macht innerhalb 16 Windgeschwindigkeitskontakten eine Umdrehung. Auf ihr ist ein Stromunterbrecher fest montiert. Bei Durchgang durch die Nordrichtung wird die Stromunterbrechung gelöst; bei jedem Windgeschwindigkeitskontakt wird gleichzeitig ein Richtungskontakt mitgegeben. Sobald der langsam rotierende Stromunterbrecher die Azimutstellung der Windfahne des Instrumentes durchläuft, wird der Stromkreis für die Richtungskontakte wieder unterbrochen. Auf diese Weise wird erreicht, daß die Windrichtung aus der Anzahl der gruppenweise aufgezeichneten Richtungskontakte bestimmt werden kann. Die Windgeschwindigkeit wird durch die Anzahl der Kontakte in jeder horizontalen Linie der Registrier-Diagramme in Dezimetern pro Sekunde angegeben. Verf. schlägt zur Verbesserung des Sturmwarnungsdienstes ein verdichtetes Netz von Anemographenstationen vor.

Herbert Kirsten II.

W. Lawrence Balls. Rapid Estimation of Water-Content in Undisturbed Soil and in Bales of Cotton. *Nature* **129**, 505—506, 1932, Nr. 3257. Verf. arbeitete eine Resonanzmethode aus, um mit deren Hilfe die Dielektrizitätskonstante des Erdbodens oder von Baumwollballen zu bestimmen und daraus auf den Wassergehalt zu schließen. Eine Zunahme der Feuchtigkeit bewirkte beispielsweise eine Änderung der Kapazität von 300 bei 8 % auf 400 oder mehr bei 11%. Man kann also mit Sicherheit in wenigen Sekunden feststellen, ob der Feuchtigkeitsgehalt jedes Ballens zwischen den international zugelassenen Grenzen von 8 und 9 % liegt. *R. Jaeger.*

W. Lawrence Balls. Capacitance HygroscoPy and some of its Applications. *Nature* **130**, 935—938, 1932, Nr. 3294. Verf. teilt nähere Einzelheiten über die in dem vorstehenden Referat zitierte Arbeit mit. Die vorliegende Arbeit enthält die Schaltung der Meßapparatur, Kurven der Abhängigkeit zwischen Grundwassergehalt des Bodens und Kapazität, sowie des Feuchtigkeitsgehalts von Baumwollballen und Kapazität. Mit Hilfe von Drahtnetz Kondensatoren verfolgte Verf. auch das Wachsen von Pflanzen. Als Beispiel wird eine an einer Rasenfläche gemessene Kurve mitgeteilt. *R. Jaeger.*

A. Lallemand. Stroboscopie d'un pendule de gravité à l'aide d'une lampe de télévision. Application à la mesure de g . Journ. de phys. et le Radium (7) 3, 166 S—167 S, 1932, Nr. 12. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 331.] *K. Jung.*

A. Berroth. Theorie einiger gravimetrischer Instrumente nach dem Prinzip der bifilaren Aufhängung. ZS. f. Geophys. 8, 331—370, 1932, Nr. 8. Der erste Teil enthält eine ausführliche Darstellung des Bifilargravimeters von Perrot-Schmidt. Ein horizontaler Balken ist mit seinen Enden je an einem Faden, in der Mitte an einer Spiralfeder aufgehängt, so daß das Drehmoment der Feder dem bifilaren Drehmoment entgegenwirkt. Wenn die Feder den Balken aus dem von der bifilaren Aufhängung bestimmten Azimut um etwas über 90° herausgedreht hat, ist eine Gleichgewichtsstellung erreicht, bei der äußerst geringe Änderungen der Belastung einen großen Einfluß auf das Azimut der Gleichgewichtsstellung haben. Die Empfindlichkeit kann bei einem Stationsinstrument soweit gesteigert werden, daß die Gezeitschwankungen der Schwereintensität gemessen werden können, und es ist möglich, transportablen Instrumenten die zur Messung lokaler Schwereunterschiede nötige Empfindlichkeit zu geben. Die theoretischen Untersuchungen betreffen die Gleichgewichtsbedingung, die Empfindlichkeit, die Dimensionierung des Instrumentes und die Auswahl der Materialien, sehr eingehend wird die Abschätzung der störenden Einflüsse durchgeführt, wobei die Temperatureinflüsse und die Möglichkeit einer Temperaturkompensation besondere Beachtung finden. Zahlenmäßige Durchrechnungen mehrerer stationärer und transportabler Instrumente werden gegeben. Der zweite Teil bringt in kurzer Ausführung die Theorie eines Bifilargravimeters, dessen Balken im Azimut 180° an gekreuzten torsionslosen Bifilarfäden hängt. Gleichgewicht herrscht, wenn das Torsionsmoment der Fäden gleich dem bifilaren Drehmoment ist. Der dritte Teil gibt andeutungsweise die Theorie einer in gleicher Weise an gekreuzten Fäden aufgehängten Eötvösch'schen Drehwaage. *K. Jung.*

K. Jankowski. Asymétrie de la terre. Mit 4 Abbildungen. 150 S. Warschau, 1932. Während die bisher üblichen Methoden der höheren Geodäsie die Referenzflächen und das Trägheitsellipsoid in erster Annäherung als Rotationsflächen behandeln und die Masse der Erde als ungefähr symmetrisch zu diesen Flächen gelagert annehmen, versucht der Verf. unter Zugrundelegung dreiachsiger Ellipsoide bei asymmetrischer Massenverteilung zu einer Übersicht über den Gleichgewichtszustand der Erdkruste zu kommen. Zunächst wird die formal-mathematische Seite des Problems eingehend behandelt unter durchgängiger Berücksichtigung der Abweichungen von der Symmetrie von zweiter Ordnung in den Abplattungen. Gelegentlich werden auch Abweichungen dritter Ordnung in Rechnung gezogen. Der numerischen Behandlung liegen 85 von W. Bowie übernommene Schweremessungen auf nordamerikanischen Stationen zugrunde. Die Ergebnisse der Theorie bezüglich des Gleichgewichtszustandes der Erdrinde werden eingehend diskutiert und mit dem heutigen Erdrelief in Beziehung gebracht. Zum Schluß geht der Verf. noch auf die Konsequenzen ein, die sich aus seiner Theorie in bezug auf die säkularen Bewegungen der Pole und der Kontinente ergeben. Der Vergleich mit ähnlichen von geologischer Seite unternommenen Untersuchungen fällt befriedigend aus. In einer späteren kurzen Mitteilung (Ellipsoïdes osculant au géoïde, Warschau 1933) werden die Grundlagen der bisherigen Untersuchungen von K. Jankowski einer erneuten Prüfung unterzogen und bestätigt.

Heinrich Jung.

Hermann John. Kinematische Modelle der irdischen Trägheitsbewegung. Diss. Karlsruhe 1932, 42 S. Verf. untersucht an Gedankenmodellen,

die in einer Reihe von Abbildungen dargestellt sind, die Bewegungen in Zyklone und Antizyklone, die auftretenden Corioliskräfte, die Bewegungen von Polarpendingel und Foucaultpendel und ähnliche Erscheinungen. Zugrundegelegt wird ein allen Vorgängen übergeordnetes, die absolute, führende und relative Bewegung gleichmäßig beherrschendes Gedankenmodell, das „Huygensmodell“. Mit Hilfe desselben lassen sich die Gesetze der Erd- und Himmelsmechanik überschauen und im Experimentierzimmer nachprüfen.

R. Köhler.

Gerhard Kirsch. Die Bedeutung der Radioaktivität für die Geschichte der Erde. Handb. d. Phys. von H Geiger und Karl Scheel. 2. Aufl. XXII [1], 326—342, 1933. Berlin, Verlag von Julius Springer, 1933. *Scheel.*

Robert Balk. Viscosity problems in igneous rocks. Journ. of Rheol. 3, 461—478, 1932, Nr. 4. Es wird ein Überblick über die Möglichkeiten und Erfahrungen gegeben, die sich durch die Anwendung hydrodynamischer Betrachtungsweise auf die Tektonik von Eruptivgesteinen ergeben. An Beispielen, die hauptsächlich dem amerikanischen Kontinent entnommen sind, wird gezeigt, wie man aus der bevorzugten Lage von Kristallachsen, der Anordnung von Einsprengungen und der Deformation von blasenförmigen Hohlräumen auf die Bewegungen schließen kann, die die Gesteine seinerzeit im flüssigen Zustand ausgeführt haben. Der Einfluß der festen Begrenzungen, der Wechselwirkung zwischen dem glühend-flüssigen Magma und den angrenzenden Gesteinen wird erörtert. Zahlreiche Abbildungen und Beispiele erläutern die Mannigfaltigkeit der Probleme.

Erk.

Karl Jung. Die Randwertaufgabe der Geodäsie. ZS. f. Geophys. 8, 425—426, 1932, Nr. 8. (Vortrag 10. Tagung D. Geophys. Ges. Leipzig 1932.) Die Randwertaufgabe der Geodäsie, aus den Schwerewerten auf einer Niveaufläche die Gestalt dieser Fläche zu bestimmen, ist unendlich vieldeutig, wenn sich in ihrem Innern und zugleich außerhalb Massen befinden. Es ist daher unmöglich, von den nach dem Verfahren von Prey reduzierten Schwerewerten zu den Geoidundulationen zu gelangen. Auf eine ausführliche Veröffentlichung wird hingewiesen. (Die Randwertaufgabe der Geodäsie und die Bestimmung der Geoidundulationen aus Schweremessungen, Gerlands Beitr. 37, 233—251, 1932.)

K. Jung.

F. Kaselitz. Ergänzung zu dem Aufsatz: Ein neuer Integrator zur Berechnung von Schwerewerten. ZS. f. Geophys. 8, 479, 1932, Nr. 8. Es wird darauf hingewiesen, daß die Ausführung des genannten Integrators von Professor Schweydar angeregt wurde und die Herren Imhof und Olbrich wesentlich an der konstruktiven Entwicklung teilgenommen haben.

K. Jung.

H. Schmehl. Ein Beitrag zum Zweipendelverfahren bei relativen Schweremessungen. ZS. f. Geophys. 8, 427—438, 1932, Nr. 8. (Vortrag 10. Tagung D. Geophys. Ges. Leipzig 1932.) Um die momentane Reduktion der Schwingungszeiten zweier auf gemeinsamer Unterlage gegeneinander schwingender Pendel auf starres Stativ zu berechnen, hat man bisher von Furtwängler abgeleitete Ausdrücke in Reihen entwickelt, gliedweise integriert und die Reihen, die nach Potenzen der Beobachtungszeit fortschreiten, nach einem der ersten Glieder abgebrochen. Die praktisch brauchbaren Formeln dieser Art haben nur Gültigkeit bei nicht zu langer Beobachtungsdauer. In der vorliegenden Veröffentlichung werden auf zwei Wegen geschlossene Integrationen durchgeführt. Die sehr allgemeinen Voraussetzungen, die im wesentlichen die konstruktive Übereinstimmung der beiden Pendel betreffen, sind bei den üblichen Apparaten und Beobachtungsverfahren wohl stets erfüllt. Die neuen Formeln sind auch auf lange Beobachtungszeiten anwendbar. Die in den Formeln vorkommenden Winkel werden

an Hand des von Vening Meinesz bei ähnlichen Betrachtungen eingeführten Pendelvektors geometrisch gedeutet. Einige Hinweise auf die praktische Verwendung der Formeln werden gegeben und es wird eine größere Veröffentlichung in Aussicht gestellt, in der ein umfangreiches Beobachtungsmaterial die vorteilhafte Verwendung der Formeln zeigt. *K. Jung.*

W. Haubold. Eine Vorrichtung zur Bestimmung der Geländekorrekturen bei Messungen mit Eötvösschen Drehwaagen. *ZS.f. Geophys.* 8, 446—453, 1932, Nr. 8. (Vortrag 10. Tagung D. Geophys. Ges. Leipzig 1932.) Mit dem vom Verf. beschriebenen Apparat kann die Wirkung der unmittelbaren Stationsumgebung auf die Eötvössche Drehwaage etwa fünfmal so schnell bestimmt werden, als es mit den in der Praxis gebräuchlichen Rechenverfahren möglich ist. Der Apparat besteht aus einem 3 m langen, lattenförmigen Gehäuse. An dessen Unterseite befinden sich Tasthebel, deren unteres Ende die Geländeform abtastet, während ihr oberes Ende einen einfachen, aus Schnüren und Rollen gebildeten Mechanismus betätigt, der letzten Endes eine mit Skale versehene Rolle dreht. An dieser Rolle ist das Ergebnis der selbsttätig über Entfernung und Geländehöhe ausgeführten Integration abzulesen. Bringt man die Latte, deren eines Ende sich im Stationspunkt befindet, in die Richtung der Strahlen eines Strahlennivellements, so bleibt nur noch die Integration über das Azimut der Strahlen rechnerisch auszuführen. *K. Jung.*

F. Holweck et P. Lejay. Perfectionnements au Pendule de Gravité. Contribution à l'établissement de la carte gravimétrique de France. *Journ. de phys. et le Radium* (7) 3, 178 S—182 S, 1932, Nr. 12. [*Bull. Soc. Franç. de Phys.* Nr. 332.] Ende Juli 1932 war ein astatiches Holweck-Lejay-Pendel fertiggestellt (Nr. 42), an dem im Vergleich zu früheren Konstruktionen wesentliche Verbesserungen angebracht sind. Das Pendel hat in Paris eine Schwingungsperiode von 6,35 sec. Beobachtet werden mit Hilfe eines Chronographen das Ende der 50., 75. und 100. Periode, eine solche Beobachtung dauert $10\frac{1}{2}$ Minuten. An einer Station werden im allgemeinen acht Beobachtungen ausgeführt, einschließlich Aufbau und Abbau braucht man dazu zwei bis drei Stunden. Man erhält die Schwingungsperiode leicht auf 10^{-4} genau, und hieraus die Schwerkraft g auf 10^{-6} . Der mittlere Fehler von mehr als 1000 Beobachtungen auf 72 Stationen ergab sich zu 0,3 Milligal. Der Temperaturkoeffizient des Pendels Nr. 42 entspricht einer Änderung des Elastizitätsmoduls der Feder um $6,0 \cdot 10^{-6}$ pro Grad bei 18° , um $4,8 \cdot 10^{-6}$ bei 10° . Bei Amplitudenabnahme von 2° auf $20'$ ändert sich die Periode um $2 \cdot 10^{-3}$. Bei Beginn der Beobachtung wird dem Pendel stets dieselbe Amplitude gegeben. Eine langsame zeitliche Änderung des Elastizitätsmoduls der Feder läßt sich mit dem einfachen Ausdruck $c = c_{\infty} [1 - 1/10^a (t - t_0)]$ darstellen, für Pendel 42 ist $c_{\infty} = 3,2$ sec, $a = 0,0049$, $t_0 = 23$. Juli 1932, t in Tagen. Zur Bestimmung dieser Korrektur wurden 277 Beobachtungen an verschiedenen Orten ausgeführt. Eisenbahn- und Automobiltransporte hatten keinen störenden Einfluß auf die Konstanten des Instrumentes. Die Auswertung der Beobachtungen geschieht nach der einfachen Formel $g = g_0 - K/T^2$, wobei T die beobachtete Periode des Pendels, g_0 und K Konstanten sind. Für Pendel 42 ist $g_0 = 986,4301$, $K = 221,0$. Messungen mit Pendel 42 in Paris, Dünkirchen, Lyon und Uccle stimmen mit älteren, mit Sterneck-Pendeln ausgeführten Schweremessungen gut überein. Im September bis November 1932 wurden ausgedehnte Messungen in Nordwestfrankreich ausgeführt. Eine Isogammenkarte gibt die Bouguer'schen Anomalien. Die neuen Messungen schließen sich an ältere Schweremessungen in den Nachbargebieten gut an. *K. Jung.*

F. Holweck. Étude d'un pendule élastique sensible. Contribution à l'établissement du réseau gravimétrique français.

C. R. 196, 44—46, 1933, Nr. 1. Fast wörtlich derselbe Text wie in der oben besprochenen Veröffentlichung von Holweck und Lejay. Eine Tabelle gibt Beobachtungsdaten und Schwerewerte der vom 21. Juli bis zum 27. September vermessenen Stationen. *K. Jung.*

P. Lejay. Établissement de la carte gravimétrique du nord de la France. C. R. 196, 46—49, 1933, Nr. 1. Enthält die Ergebnisse der vom 1. Oktober bis 11. November mit dem Holweck-Lejay-Pendel vermessenen Stationen und die Isogammenkarte der Bouguerschen Anomalien von Nordwestfrankreich. *K. Jung.*

F. A. Vening Meinesz. The Gravity Expedition of Hr. Ms. O 13 in the Atlantic. Proc. Amsterdam 35, 1143—1149, 1932, Nr. 9. *Scheel.*

M. Rössiger. Beitrag zur Theorie des Blattfederseismographen. ZS. f. Geophys. 8, 470—477, 1932, Nr. 8. (Vortrag 10. Tagung D. Geophys. Ges. Leipzig 1932.) Blattfederseismographen haben zwei Eigenschwingungen. Das Zentrum der längeren Eigenschwingung liegt etwa in der Mitte der Blattfeder, das der kürzeren Eigenschwingung in der Masse. Sollen die Massen eine schnelle Bodenbewegung unverzerrt aufzeichnen, so muß die kurze Eigenperiode sehr klein sein, etwa 0,001 sec. Es wird genauer untersucht, wie die beiden Perioden und die Vergrößerung von der Masse, dem Trägheitsmoment, der Schwerpunktslage, der Federlänge und der Federkraft abhängen. Zur Verbesserung der Blattfederseismographen wird vorgeschlagen, 1. die ganze Masse frei um ihre Schwerpunktsachse drehbar auszuführen, so daß sie bei einer Drehung des Haltersystems ihre Lage im Raum beibehält; 2. die Ebene der Blattfeder nicht wie üblich senkrecht, sondern parallel zur Verschiebungsrichtung anzuordnen, dabei, wenn nötig, die störende Wirkung der anderen Bewegungskomponente durch Anbringung von zwei zueinander senkrechten Blattfedern zu beseitigen; 3. das Verhältnis der beiden Eigenperioden durch Anbringung einer Astasierungsfeder recht groß zu machen. *K. Jung.*

Oswald v. Schmidt. Brechungsgesetz oder senkrechter Strahl? Eine kritische Studie auf Grund seismischer Arbeiten in Venezuela. ZS. f. Geophys. 8, 376—396, 1932, Nr. 8. Die vorliegende Veröffentlichung soll zur Entscheidung der Frage beitragen, ob bei Fortpflanzung künstlicher Erschütterungswellen der in der Tiefe an einer Grenzfläche entlang gelaufene Bebenstrahl diese Fläche unter dem Winkel der Totalreflexion erreicht (schiefer Strahl) oder ob er senkrecht zur Grenzfläche auf- und absteigt (senkrechter Strahl). Gegen die Annahme des schiefen Strahles wird meist angeführt, daß nach Beobachtungen des Emergenzwinkels die Bebenstrahlen nahezu senkrecht die Oberfläche wieder erreichen, daß zur Erklärung des Wiederauftauchens wohl eine Zunahme der Geschwindigkeit in der tieferen Schicht anzunehmen wäre und daß die Stärke der wiederauftauchenden Bewegung dem Verlauf des schiefen Strahles widerspricht. Diese Gegengründe werden als nicht stichhaltig bezeichnet. Das senkrechte Auftauchen erklärt sich ungezwungen mit einer oberflächlichen Verwitterungsschicht von langsamer Bebenfortpflanzung, die nach Sprengversuchen in Venezuela zweifellos vorhanden ist. Für den schiefen Strahlenverlauf spricht das ganze Aussehen der in Venezuela erhaltenen Laufzeitkurven, besonders am Rand tektonischer Brüche, und der Einfluß von Bodenerhebungen auf die Laufzeit. Weitere Ausführungen sollen es auch theoretisch verständlich machen, daß der Hauptteil der Energie den dem schiefen Strahl entsprechenden Weg der kürzesten Zeit nimmt. Bemerkungen zum experimentellen Material bringen Angaben über die Apparatur, die Verwendung der Schallzeit bei Festlegung der Herdentfernung, die auffallend starke Energiefortpflanzung im Boden bei Schallsprengungen und Einzelangaben über die Daten von Nahsprengungen. Eine Tiefenberechnung für drei

Schichten aus einer Laufzeitkurve von Venezuela zeigt, wie gut sich die Beobachtungen unter Annahme des schiefen Strahlenverlaufes erklären lassen. *K. Jung.*

Laufzeitkurve und Ausbreitung der elastischen Raumwellen im Erdinnern. I. H. Witte. Die Geschwindigkeit der *P*- und *S*-Wellen im Mantel. ZS. f. Geophys. 8, 453—458, 1932, Nr. 8. (Vortrag 10. Tagung D. Geophys. Ges. Leipzig 1932.) Der Verf. hat aus den von H. Jeffreys im Jahre 1932 veröffentlichten Laufzeitkurven der normalen *P*- und *S*-Wellen die Geschwindigkeit der longitudinalen und transversalen Erdbewegung bis zur Grenze des Erdkerns nach dem Wiechert-Herglotzschens Verfahren neu bestimmt. Die Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der Tiefe zeigt im großen und ganzen dieselbe Verteilung, wie sie verschiedene Autoren früher gefunden haben. Der Verlauf der Geschwindigkeits-Tiefen-Kurve ist ziemlich glatt. Eine Diskontinuitätsfläche in 900 bis 1000 km Tiefe ist an einem Knick der Kurven beider Wellenarten zu erkennen, die Kerngrenze scheint in 2700 km Tiefe zu liegen. Werte für die Poissonsche Konstante bis zur Kerngrenze werden angegeben.

K. Jung.

Laufzeitkurve und Ausbreitung der elastischen Raumwellen im Erdinnern. II. Heinrich Jung. Über das Auftreten eines Kernschattens bei den normalen *P*-Wellen. ZS. f. Geophys. 8, 458—459, 1932, Nr. 8. (Vortrag 10. Tagung D. Geophys. Ges. Leipzig 1932.) Wie theoretische Untersuchungen über die Fortpflanzung von Erdbeben in der Tiefe gezeigt haben, ist es nicht notwendig, zur Erklärung des Kernschattens eine sprunghafte Abnahme der Fortpflanzungsgeschwindigkeit an der Kerngrenze anzunehmen. Die Vermutung Wiecherts, daß der Kernschatten nicht auftritt, wenn die Abnahme der Fortpflanzungsgeschwindigkeit an der Kerngrenze „stetig, wenn auch ziemlich heftig, in einer Übergangsschicht stattfindet“, besteht nicht zu Recht. Aus angenommenen Geschwindigkeitsverteilungen ohne sprunghafte Abnahme an der Kerngrenze gelang es, Laufzeitkurven zu berechnen, die den Kernschatten ebenso scharf zeigen, wie er bei Annahme sprunghafter Geschwindigkeitsabnahme vorhanden ist. Eine ausführliche Veröffentlichung wird in Aussicht gestellt. *K. Jung.*

H. K. Müller. Beobachtung von Sprengungen in drei Komponenten. ZS. f. Geophys. 8, 459—460, 1932, Nr. 8. (Vortrag 10. Tagung D. Geophys. Ges. Leipzig 1932.) Vor Beginn der eigentlichen Untersuchungen wurden die Seismographen, insbesondere die Horizontalseismographen, auf ihre Zuverlässigkeit geprüft. Die mit Schwungrad und Schütteltisch ermittelten Resonanzkurven für die Perioden im Bereich von 0,03 bis 0,32 sec stimmen untereinander und mit der theoretischen Kurve gut überein. Aus Aufzeichnungen von sechs Schüssen mit gleicher Ladung, gleichem Sprengort und gleicher Beobachtungsentfernung wurden bei verschiedenem Azimut der Horizontalapparate für jeden Schuß dieselben Bodenbewegungen gefunden. Drei Komponentenbeobachtungen auf dem Rhonegletscher haben schon früher eine Abweichung des Azimuts der ankommenden *P*-Bewegung von der Schußrichtung um etwa 35° und einen zu großen Emergenzwinkel ergeben, und es wurde damals eine Oberflächenbewegung beobachtet, die man als Rayleighwelle deuten konnte. Bei einem auf dem Hainberg bei Göttingen im oberen Muschelkalk abgeschossenen Profil fand man einen großen Emergenzwinkel. Die Krümmung der Laufzeitkurve bis zu 150 m Herdentfernung zeigt eine Geschwindigkeitszunahme mit der Tiefe an. Bei einer Steinbruchsprengung im Basalt wurden in 6 km Entfernung Oberflächenwellen beobachtet, die aus Rayleighwellen und Querschwingungen zusammengesetzt waren.

K. Jung.

R. Köhler. Die Resonanzmethode als Hilfsmittel bei seismischen Untersuchungen. ZS. f. Geophys. 8, 461—467, 1932, Nr. 8. (Vortrag

10. Tagung D. Geophys. Ges. Leipzig 1932.) Durch eine Maschine in Göttingen konnten dem Erdboden Erschütterungen mit Perioden von 0,28 bis 0,8 sec aufgezungen werden. Im Leinetal in 300, 480, 590 m und 3 km Entfernung wurden die Perioden 0,29, 0,315, 0,34 bis 0,345, 0,38 bis 0,40 sec mit Seismographen verschiedener Konstruktion besonders stark registriert. Diese Perioden sind demnach Eigenperioden des Untergrundes. Wie die Aufzeichnungen von 22 Vogtlandbeben 1908, sechs Vogtlandbeben 1929, zwei Rheinlandbeben und einer Sprengung bei Ypern zeigen, treten dieselben Perioden in Göttinger Nahbebenseismogrammen besonders häufig auf, und es lassen sich also alle häufigen Perioden der Göttinger Nahbebenseismogramme als Eigenschwingungen des Untergrundes in Stationsnähe erklären. Es wird vermutet, daß die ganze 2 km dicke Schichtenfolge vom Zechstein bis zum Muschelkalk diese Eigenfrequenzen hervorbringt. *K. Jung.*

A. Ramspeck. Zusammenhang zwischen Boden- und Gebäudeschwingungen. ZS. f. Geophys. 8, 467—469, 1932, Nr. 8. (Vortrag 10. Tagung D. Geophys. Ges. Leipzig 1932.) In welcher Weise ein Gebäude durch Erdbewegungen gefährdet ist, läßt sich erst beurteilen, wenn man die Resonanzkurve des Gebäudes kennt. Zur Aufnahme der Resonanzkurve werden mehrere Seismographen im Haus aufgestellt, und es wird das Haus durch Maschinenschwingungen oder nach der Schwungradmethode zum Schwingen gebracht. Eine ausführliche Mitteilung wird nach Abschluß der Versuche in Aussicht gestellt. *K. Jung.*

Ph. H. Kuenen. Remarks on the undation-theory of van Bemmelen. Proc. Amsterdam 35, 1155—1161, 1932, Nr. 9. Wie die von van Bemmelen gegebene Modifikation der H a a r m a n n s c h e n Oszillationstheorie aussagt, entstanden das leichtere Sal und das schwerere Sima durch Auskristallisation aus einem mittelschweren, Salsima genannten, Krustenmaterial. Die bei der Differenzierung auftretenden Störungen des hydrostatischen Gleichgewichts geben Anlaß zu weit ausgreifenden horizontalen und vertikalen Massenverschiebungen in der Erdkruste, die ihrerseits die Bildung von Gebirgen und Ozeantiefen zur Folge haben. In der vorliegenden Veröffentlichung werden physikalische und geologische Einwände gegen wichtige Einzelheiten der Theorie v a n B e m m e l e n s erhoben. Hiernach scheint diese Theorie noch sehr hypothetisch zu sein und mancher Abänderungen zu bedürfen. *K. Jung.*

A. Sieberg. Untersuchungen über Erdbeben und Bruchschollenbau im östlichen Mittelmeergebiet. Ergebnisse einer erdbebenkundlichen Orientreise, unternommen im Frühjahr 1928 mit Mitteln der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft. 65 Abbildungen und Karten, 2 farbige Erdbebenkarten mit einem Anhang von Erdbebenkatalogen. Denkschr. d. Med.-Naturwiss. Ges. Jena 18, 161—269, 1932. Verf. gibt zunächst eine eingehende Darstellung der von ihm an Ort und Stelle vorgenommenen Untersuchungen zweier großer Orientbeben: des Rhodosbebens vom 26. Juni 1926 und des Palästina-bebens vom 11. Juli 1927. Die kartographische Darstellung der Schütterwirkungen zeigt, daß neben den eigentlichen Epizentralgebieten noch andere, oft weit entfernte Gegenden relativ zu ihrer Umgebung sehr stark erschüttert werden. Die gewonnenen Resultate bestätigen in vollem Umfange den vom Verf. aufgestellten Ähnlichkeitssatz der Bebenwirkungen, der besagt: „In sämtlichen Isoleistenkarten einer Gegend müssen als Folge der Untergrundeinflüsse die gleichen Grundzüge auftreten, gleichgültig wo der Herd gelegen haben mag; bloß in einer relativen Intensitätssteigerung kommt die Herdnähe zum Ausdruck.“ Dieser Ähnlichkeitssatz bewährt sich auch in dem zweiten großen Abschnitt der Arbeit, die der zusammenfassenden Darstellung der Erdbebentätigkeit im östlichen Mittelmeergebiet gewidmet ist; umgekehrt lassen sich aus den Erdbebenwirkungen bestimmte Eigenschaften der erschütterten Gebiete in

geologischer Hinsicht ableiten, so z. B. die großen Längsbrüche der Ostmittelmeer-Becken, wie überhaupt die bruchtektonische Gliederung des Mittelländischen Meeres. Im letzten Abschnitt, den Beiträgen zur angewandten und zur theoretischen Erdbebenkunde, sind die Untersuchungen über die Entstehung und Verhütung von Erdbebenschäden und über die Mechanik tektonischer Vorgänge besonders wichtig. Die Arbeit insgesamt zeigt, daß die makroseismische Arbeitsmethode Schlüsse von großer geologischer Bedeutung erlaubt. *R. Köhler.*

C. Coleridge Farr and Henry F. Skey. The magnetic survey of New Zealand. S.-A. Terr. Magnet. **37**, 213—215, 1932, Nr. 3.

W. E. W. Jackson. The development of the magnetic survey of Canada. S.-A. Terr. Magnet. **37**, 215—216, 1932, Nr. 3.

N. H. Heck. The magnetic survey and observatory-net of the United States. S.-A. Terr. Magnet. **37**, 219, 1932, Nr. 3.

J. Coulomb. Recherches sur l'anomalie magnétique au sommet du Puy de Dôme. C. R. **195**, 1409—1410, 1932, Nr. 26. *H. Ebert.*

O. H. Gish. Systematic errors in measurements of ionic content and the conductivity of the air. Gerlands Beitr. **35**, 1—5, 1932, Nr. 1. Es wird darauf hingewiesen, daß die möglichen Quellen von Irrtümern bei der Bestimmung des Ionengehaltes und bei Leitfähigkeitsmessungen, die mit der Auflademethode angestellt wurden, schon erkannt worden sind. Im Department of Terrestrial Magnetism des Carnegie Instituts sind an einem Ionenzähler Vorkehrungen getroffen worden, um diesen Fehler zu vermeiden. Sein Bau wird beschrieben. *Schmerwitz.*

H. Israël. Zum Problem der Randstörungen bei Ionenmessungen. Gerlands Beitr. **35**, 341—348, 1932, Nr. 3/4. Die Ionenmessungen nach der Kondensatormethode erleiden Fehler dadurch, daß das elektrische Feld an den Enden eines Kondensators nicht homogen ist. Diese Fehler lassen sich erfassen, wenn man sich das betreffende Feld entstanden denkt durch einen direkt an den Kondensator anschließenden Vorkondensator mit homogenem Kraftlinienverlauf. Für Auflade- und Entlademethode wirken sich die Störungen verschieden aus. Die Korrekturgrößen werden berechnet. Es zeigt sich, daß für Ionenzählung die Entlademethode für Beweglichkeitsmessungen der Auflademethode vorzuziehen ist. *Schmerwitz.*

H. Israël. Ergänzungen zu meiner Arbeit: Zur Theorie und Methodik der Größenbestimmung von Luftionen. Gerlands Beitr. **36**, 24—37, 1932, Nr. 1. Die in einer Hauptarbeit entwickelte Theorie zur Beweglichkeitsmessung von Luftionen mittels der Doppelkondensatormethode wird durch Berücksichtigung der Randstörungen an den Enden der Kondensatoren vervollständigt. *Schmerwitz.*

Hans Robert Seultetus. Lufterlektrische und erdmagnetische Begleiterscheinungen von Erdbeben. ZS. f. Geophys. **8**, 370—375, 1932, Nr. 8. Es werden Berichte angeführt, nach denen vielfach stärkere Erdbeben von besonderen Leuchterscheinungen, eigenartigen Blitzformen und magnetischen Stürmen begleitet waren. Bisweilen gingen solche Erscheinungen den Erdbeben voraus. Es scheinen also außergewöhnliche magnetische und elektrische Zustände bei Erdbeben aufzutreten. Es wird angeregt, zur Erforschung dieser Zusammenhänge den Wettermeldungen auch in Deutschland Erdbebenmeldungen beizugeben. *K. Jung.*

F. Schindelbauer. Sonnenrotation und Luftstörungen. 2. vorläufige Mitteilung. Naturwissensch. **21**, 25, 1933, Nr. 2. Die Fortsetzung der früheren Rechnungen des Verf. (Naturwissensch. **20**, 672, 1932; diese Ber. S. 90) führt zu dem

Schluß, daß auf der Sonne zwei elektrisch aktive Schichten vorhanden sind, von denen die eine in 27 Tagen eine Umdrehung vollendet, während die andere langsamere rotiert. Wahrscheinlich handelt es sich bei der zweiten um die von A. d. Schmidt entdeckte Schicht, welche eine Umlaufszeit von etwa 30 Tagen besitzt. Die Luftstörungen scheinen eine direkte Demonstration des Vorhandenseins dieser Schicht zu liefern.

Blechschildt.

Shogo Namba. Propagation characteristics of high-frequency radio waves and a method of calculation of their field strengths. Res. Electrot. Lab. Tokyo Nr. 336, 44 S., 1932. (Japanisch mit englischer Übersicht.) Es wird zunächst eine allgemeine Theorie der Ausbreitung von Hochfrequenzenergie in der ionisierten Schicht der oberen Atmosphäre gegeben. Es wird dann die Feldintensität an einem Empfangsort für jede Tages- und Jahreszeit aus der Senderenergie, der verwendeten Sendeantenne, dem Abstand vom Sender und aus der Frequenz berechnet. In 19 mehrfarbigen Karten mit der Tageszeit als Abszisse und dem größten Kreisabstand Sender—Empfänger als Ordinate sind Linien gleicher Sonnenhöhe bzw. gleicher Elektronendichte eingetragen, aus ihnen lassen sich Aussagen über die Empfangsfeldstärken machen. Zum Vergleich sind Feldstärkemessungen der verschiedensten Stationen ausgeführt worden, die Ergebnisse sind in etwa 500 Diagrammen mitgeteilt. Auf 44 Seiten sind die Daten der verwendeten Sender tabellarisch gegeben.

Blechschildt.

Karl G. Jansky. Directional studies of atmospherics at high frequencies. Proc. Inst. Radio Eng. 20, 1920—1932, 1932, Nr. 12. Um atmosphärische Störungen von kurzer Wellenlänge zu untersuchen, wird eine Anordnung beschrieben, welche die Einfallsrichtung und Intensität dieser Störungen registriert. Sie besteht aus rotierender Richtungsantenne, Empfänger und automatischer Registriervorrichtung. Es wurden 3 verschiedene Typen von Störungen festgestellt und untersucht: 1. solche von lokalen Gewittern, 2. solche, die von weit entfernten Gewittern herrührten, und 3. ein anhaltendes Zischen unbekanntes Ursprungs. Für alle 3 Gruppen sind die Versuchsergebnisse in einer Reihe von Kurven, die zu verschiedenen Tageszeiten und unter verschiedenen Bedingungen aufgenommen wurden, wiedergegeben. Die Störungen der zweiten Gruppe kommen durchweg aus der gleichen Richtung und sind stets von starken Störungen mit großer Wellenlänge begleitet. Der dritte Typ von Störungen, das Zischen, ändert seine Einfallsrichtung im Laufe von 24 Stunden um nahezu 360°. Seine Veränderung im Laufe des Tages und während verschiedener Monate deutet auf eine Abhängigkeit von der Stellung der Sonne.

Guillery.

J. P. Schafer and W. M. Goodall. Observations of Kennelly-Heaviside layer heights during the Leonid meteor shower of November, 1931. Proc. Inst. Radio Eng. 20, 1941—1945, 1932, Nr. 12. Es wird die Frage untersucht, wieweit die Ausbreitung elektrischer Wellen durch Meteorschwärme und dadurch bedingte starke Ionisierung der oberen Atmosphärenschichten beeinflusst wird. Zu diesem Zwecke wurden mittels elektrischer Wellen Höhenbestimmungen der Kennelly-Heavisideschicht vorgenommen während der Leonidenschwärme im November 1931. Die Ergebnisse erweisen eine vorübergehende starke Zunahme der Elektronendichte innerhalb der Kennelly-Heavisideschicht.

Guillery.

L. Vegard. Results of investigations of the auroral spectrum during the years 1921—1926. Geofys. Publ. 9, Nr. 11, 71 S., 1932. Der umfangreiche Bericht beschreibt die 1921—1926 von dem Verf. in Tromsø durchgeführten Beobachtungen des Spektrums des Nordlichtes. Eine Reihe von Spektrographen sowohl großer Lichtstärke ($f:2$) als auch größerer Dispersion, die zu den

Untersuchungen benutzt wurden, werden beschrieben. In einer Tabelle sind sämtliche beobachteten 50 Banden und Linien des Wellenlängenbereiches 6700 bis 3135 Å zusammengestellt. Ausführlich werden die Methoden zur Bestimmung der relativen Intensitätsverteilung der einzelnen Linien in den verschiedenen Stadien des Nordlichtes besprochen. Die Temperatur der Luftschichten, in denen das Nordlicht auftritt, wird aus dem Intensitätsverlauf in den Rotationsserien der negativen Stickstoffbanden zu -27°C bestimmt. Aus den Beobachtungen folgt, daß die hypothetische Wasserstoff-Heliumschicht in der höchsten Atmosphäre nicht existiert. In den Nordlichthöhen findet sich vorwiegend Stickstoff in der Form von einfach positiv geladenen Ionen. Der Verf. hält die Zuordnung der grünen Nordlichtlinie zum Bogenspektrum des Sauerstoffs noch nicht für sichergestellt, weist jedoch darauf hin, daß der Träger dieser Linie kein leichteres Gas als Stickstoff sein kann. Schließlich wird das Nordlicht noch in Zusammenhang gebracht mit dem Zodiakallicht und der Sonnenkorona sowie den Kometenschwänzen. Das Zodiakallicht wird durch positiv geladene Teilchen gebildet, die den magnetischen Kraftlinien der Erde folgen und durch Photoelektronen sowie positive Ionen angeregt werden. Ähnliche Erscheinungen liegen nach dem Verf. bei der Sonnenkorona und den Kometenschweifern vor.

Frerichs.

Georg S. Mittelstädt. Die „Kosmischen Strahlen“, Gezeiten und andere Phänomene sind natürliche Funktionen unseres von außen erregten Magneten Erde. 38 S. Plauen i. Vogtl., Kommissionsverlag A. Kells Buchhandlung, 1933.

Scheel.

J. Hopfield. Argon in the ionization method of measuring cosmic rays and γ -rays. Phys. Rev. (2) **42**, 904, 1932, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.)

Arthur H. Compton. Sea level intensity of cosmic rays in certain localities from 46° south to 68° north latitude. Phys. Rev. (2) **42**, 904, 1932, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.)

W. F. G. Swann. Methods of acquirement of cosmic-ray energies. Phys. Rev. (2) **42**, 914, 1932, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.)

H. Ebert.

Adam St. Skapski. Spectrum of Cosmic Radiation. Nature **130**, 893, 1932, Nr. 3293. Korrektur von Rechenfehlern einer früheren Abhandlung des Verf.

Kolhörster.

Werner Kolhörster. Untersuchungen zum vertikalen Zählrohereffekt der Höhenstrahlung. Naturwissensch. **20**, 895—899, 1932, Nr. 50. Zusammenfassende Darstellung der im Potsdamer Höhenstrahlungslaboratorium ausgeführten bzw. im Gange befindlichen Untersuchungen, welche den vertikalen Zählrohereffekt der Höhenstrahlung zur Grundlage haben, mit den bisherigen Ergebnissen wie: Prüfung der Tuwimschen Zählrohrtheorie, die lineare Beziehung zwischen Stoßzahl und Neigungswinkel der Zählrohrachse zur Vertikalen, Bestimmung der Absorptionskoeffizienten in freier Luft und hinter Bleipanzern, Abhängigkeit der Stoßzahl vom Zählrohrverhältnis, lange und flache Zählrohre, die Konstante N_0 , der Barometereffekt, die Normallagen, die Richtungsverteilung und ihre Abhängigkeit von der Absorberwirkung μH für Ionisation und Teilchenzahl, Versuche zum Nachweis der Höhenstrahlung bis 500 m Wasseräquivalent, die spezifische Ionisation, die spezifische Koinzidenzfähigkeit, vollständige Zählrohrfunktionen.

Kolhörster.

Werner Kolhörster. Vorschlag zu einheitlicher Bezeichnung der Ionisierungsstärke in Gasen. ZS. f. Phys. **79**, 682—683, 1932, Nr. 9/10. Es wird vorgeschlagen, zur Bezeichnung der Ionisierungsstärke in Gasen usw. unter normalen oder auf solche reduzierten Bedingungen ($T = 273^{\circ}$, $p = 760$ mm) den

Buchstaben *J* als Abkürzung für Ionenpaare/cm³ sec¹ zu verwenden, sonst Temperatur, chemische Bezeichnung und Druck in Klammern hinter *J* anzugeben.

Kolhörster.

Rossi. Expériences récentes sur le rayonnement ultrapénétrant (cosmique). Journ. de phys. et le Radium (7) 3, 156 S—157 S, 1932, Nr. 11. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 330.] Kurze Angaben de Broglies über Absorptionsversuche Rossis in Paris mit Höhenstrahlung nach der Koinzidenzmethode an Bleifiltern bis 101 cm Dicke. Das Ergebnis bestätigt das der ersten derartigen Versuche von Bothe und Kolhörster, die primäre Höhenstrahlung ist korpuskular, ihre Energie beträgt mehrere Milliarden eVolt. Das Auftreten von Sekundärstrahlen mit einem Durchdringungsvermögen von Zentimetern Blei wurde direkt nachgewiesen und relative Ausbeutewerte von Sekundärstrahlen der primären Komponenten, auch in Abhängigkeit von der Atomzahl der Absorber, gewonnen. Die Anzahl der Sekundärstrahlen im vertikal einfallenden Strahlungsbündel beträgt etwa ein Viertel und nimmt schnell mit wachsendem Einfallswinkel zur Vertikalen zu.

Kolhörster.

Johan Ambrosen. Højdestraalingen. Fysisk Tidsskrift 30, 133—156, 1932, Nr. 5. Zusammenfassende Darstellung neuerer Ergebnisse über Höhenstrahlung.

Kolhörster.

H. Kulenkampff. Bemerkung zum Intensitätsverlauf der Ultrastrahlung in großen Höhen. Naturwissensch. 21, 25—26, 1933, Nr. 2. Zur Erklärung des von Regener gemessenen Intensitätsverlaufes der Höhenstrahlung weist Verf. darauf hin, daß die sekundären Höhenstrahlenkorpuskeln Energien zwischen 10^7 — 10^9 eVolt besitzen, so daß ein Elektron von 10^8 eVolt im Magnetfeld der Erde einen Kreis von rund 6 km Radius beschreibt. Daher können sie ein und dieselbe Schicht bei genügend großer Reichweite, also in größeren Höhen, mehrfach durchsetzen. Es wird infolge des Magnetfeldes eine höhere Intensität gemessen; in tiefere Schichten läßt andererseits das Magnetfeld die Elektronen nicht mehr eindringen, es tritt Intensitätsminderung ein. Reichweite *R* und Umfang der Kreisbahn *U* sind der Energie der Elektronen proportional, erstere umgekehrt proportional dem Druck, schon bei 15 mm Hg Druck ist $R > U$, über 30 mm Hg wird $R < U/2$. Hieraus läßt sich qualitativ der Intensitätsverlauf erklären, wie er von Regener beobachtet wurde.

Kolhörster.

J. Clay. Die korpuskulare Natur der Ultrastrahlung und ihr erdmagnetischer Effekt. Naturwissensch. 21, 43—44, 1933, Nr. 3.

J. Clay. The earthmagnetic effect and the corpuscular nature of (cosmic) ultraradiation. IV. Proc. Amsterdam 35, 1282—1290, 1932, Nr. 10. Die bereits in Naturwissensch. 20, 687, 1932 gegebenen Daten über Änderung der Höhenstrahlungsintensität mit der magnetischen Breite in Seehöhe sind inzwischen genauer berechnet und unter Hinzuziehen neuerer Messungen von Compton und der älteren von Bothe und Kolhörster sowie Millikan zusammengefaßt worden. Die Intensität der Höhenstrahlung als Funktion der magnetischen Breite beginnt bei $\pm 40^\circ$ abzunehmen und erreicht am Äquator mit 12 % Minderung ihr Minimum. Dadurch bestätigt sich die nach Bothe und Kolhörster korpuskulare Natur der primären Höhenstrahlung. Aus den neueren Energiebestimmungen ergeben sich für die primäre Strahlung Werte von 4 bis $100 \cdot 10^9$ eVolt und darüber hinaus. Die Verteilung dürfte am energiereichsten Ende nahezu exponentiell sein, etwa wie sie die Wasserabsorptionskurve ergibt. Wird die Erde von einem solchen Korpuskularstrom getroffen, so erreichen nur Strahlen mit Energie $> 3,6 \cdot 10^9$ eVolt die Erdoberfläche, bei $4 \cdot 10^9$ eVolt in 43° , bei $6 \cdot 10^9$ eVolt in 33° , bei $10 \cdot 10^9$ eVolt in 0° magnetischer Breite schneidet der Störmersehe

verbotene Raum für Elektronen die Erdoberfläche, so daß nach dem Äquator zu die Strahlung härter wird, wie sich aus Flugzeugsabsorptionsmessungen mit 3 cm Pb des Verf. (18° magnetische Breite) und Büttners (48° magnetische Breite) in 3400 m Seehöhe ergibt. *Kolhörster.*

E. Palmén. Über die Einwirkung des Windes auf die Neigung der Meeresoberfläche. *Comm. Fenn.* 6, Nr. 14, 50 S., 1932. Im ersten Teil wird der Zusammenhang zwischen Tangentialdruck des Windes und Neigung des Meeresspiegels unter stationären Verhältnissen theoretisch behandelt. Unter Vernachlässigung der Erdrotation ist die Neigung der Meeresoberfläche dem Winddruck direkt und der Meerestiefe etwa umgekehrt proportional. Bei Berücksichtigung der Erdrotation spielt die Form des Meeres und die thermohaline Schichtung des Wasserkörpers eine entscheidende Rolle. Im weiteren Verlauf wird an Hand von verschiedenen Stationsdreiecken im Bottnischen und Finnischen Busen die empirische Beziehung zwischen Wind- und Wasserstauung abgeleitet. Die wirkliche Neigung der Meeresoberfläche setzt sich aus drei Komponenten zusammen: der der Luftdruckverteilung, derjenigen infolge des direkten Winddruckes und der aus der winderzeugten Tiefenströmung. In einem letzten Teil werden mit Hilfe von früher bestimmten Werten des Windstauens einige Beziehungen zwischen Windgeschwindigkeit, Tangentialdruck des Windes und Größe des Reibungskoeffizienten abgeleitet.

Fritz Hänsch.

G. Tammann und H. J. Rocha. Entwickelt sich Ammoniak beim Gefrieren von Meerwasser? *ZS. f. anorg. Chem.* 209, 257—263, 1932, Nr. 3. Von der Tatsache ausgehend, daß im Jupiterspektrum Ammoniak nachweisbar ist, werden die Änderung des Partialdruckes des Ammoniaks beim Gefrieren seiner wässrigen Lösungen und das Gefrieren der Lösungen, welche außer Ammoniak noch Salze enthalten, behandelt. Es ergibt sich ein Maximum des Partialdruckes bei -20°C und eine Erniedrigung oder Erhöhung des Partialdruckes durch Zusatz von anderen Salzen, was alles durch Experimente erhärtet wird. Unter Anwendung der Ergebnisse könnte wohl nur aus einem Meer, das sehr salzarm ist, eine erhebliche Ammoniakentwicklung vor sich gehen.

Fritz Hänsch.

E. Kleinschmidt. Über Pentadenmittel. *Meteorol. ZS.* 49, 449—452, 1932, Nr. 12.

Franz v. Hajósy. Über den Einfluß der Schneedecke auf die Temperatur. *Meteorol. ZS.* 49, 467—470, 1932, Nr. 12.

Franz Baur. Die allgemeine atmosphärische Zirkulation in der gemäßigten Zone. *Meteorol. ZS.* 49, 470—477, 1932, Nr. 12.

H. Ertel. Bemerkungen zu der vorstehenden Arbeit des Herrn Baur (Die allgemeine atmosphärische Zirkulation in der gemäßigten Zone). *Meteorol. ZS.* 49, 477—480, 1932, Nr. 12. *Scheel.*

Karl Girkmann. Zur Berechnung zylindrischer Flüssigkeitsbehälter auf Winddruck. *Wiener Anz.* 1932, S. 282—283, Nr. 26.

S. L. Malurkar. Effect of radiation on surfaces of humidity discontinuity. *Gerlands Beitr.* 37, 410—415, 1932, Nr. 4. *H. Ebert*

H. Ertel. Allgemeine Theorie der Turbulenzreibung und des „Austausches“. *Berl. Ber.* 1932, S. 436—445, Nr. 26. Es wird versucht, die Form des virtuellen Reibungsgliedes, das in den „ausgeglichenen“ Bewegungsgleichungen für Strömungen bei ausgebildeter Turbulenz auftritt und für das in verschiedenen Untersuchungen zur atmosphärischen Turbulenz verschiedene Ansätze gemacht wurden, definitiv zu bestimmen. Dabei wird statt des bisher üblichen

Austauschkoeffizienten, einer skalaren Funktion, ein Austauschtensor eingeführt. Einige allgemeine Eigenschaften dieses Tensors werden abgeleitet und im Falle eines geostrophisch-antitriptischen Windfeldes erörtert. *W. Linke.*

Chr. Jensen. Normale, gestörte und pseudonormale Polarisations-Erscheinungen der Atmosphäre. Meteorol. ZS. 49, 419—430, 1932, Nr. 11. Zunächst werden die verschiedenen aus Beobachtungen der neutralen Punkte von Arago und Babinet abgeleiteten Kriterien zur Beurteilung des atmosphärischen Reinheitsgrades erörtert, indem kurze Winke zur etwaigen Gewinnung neuer Kriterien gegeben werden. Von solchen Gesichtspunkten aus wird dann ein reiches, größtenteils vom Verf. verarbeitetes Beobachtungsmaterial diskutiert, das aus eigenen Messungen in Hamburg (1909—1917), aus solchen in Arnberg (1909—1917), in Bremen (1912—1917), in Catania (1910—1915) und in Nowawes bei Potsdam (1912—1917) stammt. Dabei stellt sich u. a. als wahrscheinlich heraus, daß 1916 und 1917 jedenfalls in Arnberg eine ähnliche Störung vorlag, wie sie für die nämliche Zeit von Dorno für Davos gefunden und auf gesteigerte Sonnentätigkeit zurückgeführt wurde. Besonders muß noch auf die Erörterung der Abhängigkeit dieser Phänomene von der Jahreszeit und von der Wellenlänge (hier siehe auch den Brewsterschen Punkt) sowie der von der Sonnenhöhe abhängigen Schwankungen der Punktabstände hingewiesen werden. Bei der Behandlung der Polarisationsgröße kommen die Vorteile und Nachteile der verschiedenen Beobachtungsmethoden (Wahl der zu verfolgenden Himmelspunkte) sowie die Abhängigkeit von Tages- und Jahreszeit zur Sprache, wobei sich vor allem bemerkenswerte, an die pseudonormalen Werte Dornos zur Zeit starker Trübung erinnernde Beziehungen zwischen der Größe der jahreszeitlichen Amplitude und der Sonnenhöhe ergeben. *Chr. Jensen.*

Chr. Jensen. Atmosphärisch-optische Messungen in Ilmenau. (Vorläufige Veröffentlichung.) Gerlands Beitr. 35, 166—188, 1932, Nr. 2. Messung des Ganges der neutralen Punkte der Polarisation, und zwar der Babinetschen (über der Sonne) und des Arago'schen (über dem Gegenpunkt der Sonne). Vergleich mit entsprechenden Messungen in Davos. *Dziobek.*

H. Regula. Neubearbeitung der Schallbeobachtungen, insbesondere des Geophysikalischen Institutes in Göttingen. ZS. f. Geophys. 8, 469, 1932, Nr. 8. (Vortrag 10. Tagung D. Geophys. Ges. Leipzig 1932.) Mitteilungen über eine neuere Bearbeitung einer Reihe von Beobachtungen über die Schallfortpflanzung auf große Entfernungen. Bei Sprengungen, welche 1927 in der Nähe von Göttingen ausgeführt wurden, ließ sich das Fortschreiten mehrerer Wellenfronten im Abstand von je einigen Sekunden verfolgen. Echoartige Spätereinsätze mit etwa 30 sec Verzögerung deuten auf die Existenz von Sprungflächen in etwa 40 km Höhe hin. Untersuchungen über die Gestalt der anomalen Schallzone als Funktion der Jahreszeit ergaben, daß im Winter der Westsektor, im Sommer der Ostsektor schallfrei ist, die Ursache für diese Verteilung dürften sommerliche Ost- und winterliche Westwinde in der oberen Stratosphäre (zwischen 25 und 40 km Höhe) sein. Die in Nowaja Semlja geplanten Schallsprengungen scheinen wichtig, um Schlüsse auf den Einfluß der nächtlichen Abkühlung der Ozonschicht auf die Schallausbreitung machen zu können. *F. Trendelenburg.*

A. Nippoldt. Das Allgemeingeräusch in der Atmosphäre. ZS. f. Geophys. 8, 403—408, 1932, Nr. 8. (Vortrag 10. Tagung D. Geophys. Ges. Leipzig 1932.) Bei Untersuchungen im Freien zeigte es sich, daß Chronometerschall je nach den Witterungsbedingungen mehr oder weniger weit gehört werden konnte (zwischen 6,4 und 0,16 m). Als Ursache für diese Erscheinung wird das „Allgemeingeräusch“ der Atmosphäre angenommen. Meßreihen zeigten, daß das Allgemein-

geräusch mit der Windstärke zunimmt; die Lautstärken des Geräusches an den verschiedenen Tagen lassen sich in zwei Gruppen einordnen, die erste dürfte laminaren, die zweite turbulenten Windströmungen entsprechen. Besonders stark war das Allgemeingeräusch bei Regen. *F. Trendelenburg.*

Herbert Kirsten. Technische Wind-Messungen. Grundbegriffe, Definitionen. Arch. f. techn. Messen 2, Lieferung 18, V 126—1, 1932. *H. Ebert.*

H. Seitz. Zu den Baupolizeivorschriften über Winddruck. Bau-technik 10, 647—650, 1932, Nr. 50/51. Die Arbeit gibt eine Übersicht der im In- und Auslande bestehenden Vorschriften über den Winddruck. Ausführlich wird über den heutigen Stand der meteorologischen und aerodynamischen Ergebnisse berichtet. Anschauliche Diagramme geben die Böen-Beobachtungen auf zehn verschiedenen Böenschreiber-Stationen über 5 bzw. 6 Jahre wieder. Die stärksten Böen wurden während des Zeitabschnittes 1926 bis 1932 in München zu 44, 46 und 42 m/sec ermittelt. Unter Zugrundelegung des ausgewerteten reichen Beobachtungsmaterials werden Vorschläge für neue baupolizeiliche Vorschriften nach vier Höhenstufen (0 bis 20, 20 bis 50, 50 bis 100, und mehr als 100 m Höhe) getrennt für offene und allseitig geschlossene Gebäude gegeben. *Herbert Kirsten II.*

J. Bartels. Kurzer Überblick über die Physik der hohen Atmosphäre. ZS. f. techn. Phys. 13, 611—616, 1932, Nr. 12. (Vortrag 8. D. Phys.- und Math.-Tag Bad Nauheim 1932.) Zur Feststellung des physikalischen Zustandes der hohen Atmosphäre (> 35 km), die nicht durch aerologische Aufstiege zu erreichen ist, können folgende Erscheinungen herangezogen werden, deren wesentliche Resultate in bezug auf Temperaturverhältnisse, Ozongehalt, Zusammensetzung usw. mitgeteilt werden: hohe Wolken, leuchtende Nachtwolken, Dämmerungserscheinungen, Sternschnuppen, das Leuchten des Nachthimmels, Ozonabsorption in 45 bis 50 km Höhe, Schallausbreitung, Zusammensetzung und Druckverhältnisse der hohen Atmosphäre, Theorie der ionisierenden oder dissoziierenden Wirkung der monochromatischen Sonnenstrahlung und besonders ausführlich die erdmagnetischen Variationen mit kurzem Hinweis auf elektromagnetische Wellen und Polarlichter.

Fritz Hänsch.

Fritz Hänsch. Über die 24tägige Welle des Winters 1923/24. Ihr Sitz in der freien Atmosphäre und das Verhalten der einzelnen meteorologischen Elemente. Veröff. d. Geophys. Inst. Univ. Leipzig (2) 5, Nr. 3, S. 169—210, 1932. Es wird versucht, das Wellenproblem, wie es bisher von Weickmann und seinen Schülern behandelt worden ist, auf andere Elemente anzuwenden, ihren inneren Zusammenhang festzustellen und das Verhalten in der freien Atmosphäre zu studieren, wobei besonderer Wert auf den Nachweis der Realität der Schwingung gelegt wird. Nach allgemeinen Erörterungen über die Bestimmung der 24tägigen Windperiode werden die wahren Isothermen, Isallothermen und Wetterkarten auf ihren 24tägigen Rhythmus hin untersucht. An Hand der Analysenresultate vom Fichtelberg werden dann Druck, Temperatur, Wind und Niederschlag einander gegenübergestellt. Zur Bestimmung des Sitzes in der freien Atmosphäre werden die Fesselballonaufstiege vom Lindenberg herbeigezogen (Druck, Temperatur, Wind), die nach verschiedenen Gesichtspunkten in Isolethen dargestellt werden. Korrelationen und Symmetriegesetz finden zur Bestimmung der Realität besondere Verwendung. Dabei ergibt sich als Sitz der 24tägigen Schwingung des Winters 1923/24 (10. Dez. 1923 bis 19. Febr. 1924) die untere Troposphäre, und zwar eine Schicht um 500 m herum. Schließlich werden noch Strömungskarten der Windperiode auf Bergstationen und dann Amplituden-

quotient und Phasendifferenz in synoptischer Verteilung über die Nordhemisphäre behandelt. Alles in allem ist immer wieder die Realität dieser Schwingung festzustellen.

Fritz Hänsch.

Th. Hesselberg. Über das Verhältnis zwischen Druckkraft und Wind. Geofys. Publ. Oslo 9, Nr. 8, 35 S., 1932. In einem ersten Teil werden an Hand der Bewegungsgleichungen die Bewegungen in Erdbodennähe theoretisch behandelt. Dabei wird die Reibungskraft $a \, d/dz$ ($\eta \, d \, v/dz$) durch einen Vektor ersetzt, der der Windgeschwindigkeit v proportional ist und einen konstanten Winkel β mit $-v$ bildet. Ausgehend von den Beziehungen zwischen Druckkraft, Wind und Beschleunigung werden lineare Bewegungsfelder, Bewegungsfelder in der Nähe eines singulären Punktes im Druckfeld, Luftströmungen im inneren Gebiet einer kreisförmigen Zyklone oder Antizyklone, Luftströmungen in der Nähe eines Sattelpunktes im Druckfeld und in der Nähe eines Hoch- oder Tiefdruckkeiles, die sich alle fortbewegen, ohne ihre Gestalt zu ändern, mathematisch behandelt. Weiter werden untersucht: Ablenkungswinkel γ , Verhältnis v/aG und besonders die Verrückung der singulären Punkte und Linien des Windfeldes relativ zu denjenigen des Druckfeldes. Alle diese zunächst theoretischen Resultate finden ihre Bestätigung durch empirisch festgestellte Werte, die auf Ausmessungen von amerikanischen Wetterkarten des Jahres 1927 beruhen.

Fritz Hänsch.

Walter Findeisen. Messungen der Größe und Anzahl der Nebeltropfen zum Studium der Koagulation inhomogenen Nebels. Gerlands Beitr. 35, 295—340, 1932, Nr. 3/4. Ungestörter, natürlicher, inhomogener Nebel ist mit Dunkelfeldbeleuchtung und schwacher Vergrößerung photographiert, um aus den Aufnahmen zu schließen, mit welchen Anzahlen die einzelnen Tropfen der untersuchten Nebel auf die verschiedenen Größen verteilt waren. Es ist eine hohe Anzahl großer Tropfen (Koagulation) nachgewiesen. Aufschlüsse über den Koagulationsvorgang sind an künstlich erzeugten Nebeln gewonnen. Ausschlaggebend ist die Verschiedenheit der Fallgeschwindigkeiten der verschieden großen Tropfen; ungleich große Tropfen fließen vorzugsweise zusammen.

H. Ebert.

Erik Genberg. Bestimmung der Luftfeuchtigkeit mit dem Psychrometer. Gerlands Beitr. 37, 367—385, 1932, Nr. 4. Es wird eine Psychrometerformel abgeleitet, die der Augustschen ähnelt und drei Korrektionsgrößen enthält. Die eine von diesen hängt von dem Verhältnis zwischen Wasserdampfdruck des befeuchteten Thermometers und dem Luftdruck ab, die zweite von der Art der Veränderung, die die äußere Luft durch Mischen mit der vom feuchten Thermometer herrührenden gesättigten Luft erleidet, und die dritte, der ersten ähnlich, ebenfalls nur vom Wasserdampfdruck des befeuchteten Thermometers und dem Luftdruck.

H. Ebert.

E. Lancaster-Jones. The principles and practice of the gravity gradiometer. Part II. Journ. scient. instr. 9, 373—380, 1932, Nr. 12. Diese Veröffentlichung bildet den Schluß der unter gleichem Titel in Nr. 11 derselben Zeitschrift begonnenen Abhandlung und enthält Angaben über instrumentelle Erfahrungen und Verbesserungen und über Vergleichsmessungen mit Drehwaagen anderer Konstruktion. Unter gewöhnlichen Umständen mißt das Gradiometer mit einer Genauigkeit von 1 Eötvös-Einheit. Verwendet man vier Stunden für die Messung an einer Station, so kann man nach Angabe des Verf. eine Genauigkeit von $1/2$ Eötvös-Einheit erreichen.

K. Jung.

Geophysikalische Berichte

Kurt Wegener. Einiges aus den wissenschaftlichen Ergebnissen der Deutschen Grönland-Expedition Alfred Wegener. Vortrag 92. Versammlung d. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Wiesbaden und Mainz 1933. Eingeleitet von F. Schmidt-Ott. *Naturwissensch.* **21**, 111—115, 1933, Nr. 5/7.

H. Ebert.

E. Lange. Die Vorarbeiten zur internationalen Längenvermessung 1933. *Naturwissensch.* **21**, 186—190, 1933, Nr. 9.

H. Ebert.

J. E. Sears and J. S. Clark. A New Primary Standard Barometer. *Proc. Roy. Soc. London (A)* **139**, 130—146, 1933, Nr. 837. Die Schenkel dieses neuen Quecksilberbarometers sind in einen Stahlblock hineingearbeitet. Der Stand der Quecksilberkuppen wird durch Fenster nach den Marekschen Methoden (virtuelles Bild eines Fadens und sein Spiegelbild) abgelesen. Die Temperatur wird mit einem in das Quecksilber tauchenden Quecksilberthermometer (Gefäß 75 cm lang) bestimmt. Am oberen Schenkel befindet sich eine Vakuumapparatur (Diffusionspumpe und Vakuummeter). Der mittlere Fehler wird zu 0,005 mm angegeben.

H. Ebert.

W. Volkman. Zum Foucaultschen Pendelversuch. Bemerkung. *ZS. f. Unterr.* **46**, 95, 1933, Nr. 2.

H. Ebert.

G. Schmerwitz. Experimentelle Ergänzungen zur Theorie des abrollenden Pendels. *ZS. f. Geophys.* **8**, 397, 1932, Nr. 8. Kurze Ausführung einiger experimenteller Ergänzungen zu der von H. Gebelein in der gleichen Zeitschrift ausführlich gegebenen Theorie des abrollenden Pendels.

Schmerwitz.

G. Schmerwitz. Einfluß der Schneidenlagerung auf die Meßgenauigkeit geophysikalischer Instrumente. *ZS. f. Geophys.* **8**, 439—445, 1932, Nr. 8. (Vortrag 10. Tagung D. Geophys. Ges. Leipzig 1932.) Bei Anwendung der Ergebnisse experimenteller Schneidenuntersuchungen auf Minimumpendel zeigt sich, daß infolge der mit jeder Abnutzung der Schneide verbundenen Krümmungsänderung die von dieser Form erwartete Invariabilität nicht besteht. Die von Schneidenkrümmungsschwankungen herrührenden Veränderungen der Schwingungsdauer ergeben sich im allgemeinen etwa 500mal größer als die von der Minimumform korrigierten Beträge. Eine weitere Anwendung wird für schneidengelagerte magnetische Variometer durchgeführt und die Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der Schneidenform berechnet. (Berichtigung in *ZS. f. Geophys.* **9**, 120, 1933, Nr. 1/2.)

Schmerwitz.

J. W. Sandström. Die praktische Verwendung der Periodogramm-Analyse. *Gerlands Beitr.* **38**, 64—65, 1933, Nr. 1. Der Verf. weist auf die Arbeit von Ragnar Lindquist: A Treatise on Reliable Predictions of Water Conditions, Stockholm 1932 hin, in der weitgehende Vereinfachungen der Darstellung von Beobachtungsreihen nach dem Fourierschen Verfahren angegeben sind, wodurch unter verhältnismäßig geringem Zeitaufwand eine bisher nicht erreichte Genauigkeit ermöglicht werden soll.

Ferd. Steinhäuser.

Ida Gennaro. Determinazione delle costanti strumentali dell'apparato bipendolare dell'Istituto di Geodesia della R. Università di Genova e determinazione di gravità relativa tra l'Istituto Idrografico della R. Marina e la R. Università in Genova. *Atti di Torino* **67**, 57—71, 1931/32, Nr. 1/2. Bericht über die Bestimmung der Konstanten der Gravitationspendel des Geodätischen Universitätsinstituts und des Hydrographischen Marineinstituts, beide in Genua. *Tollert.*

Josef Zahradniček. Resonanzmethode für die Messung der Gravitationskonstante mittels der Drehwaage. Phys. ZS. 34, 126—133, 1933, Nr. 3. Es werden zwei Drehwaagen verwendet, von denen die eine die großen ablenkenden, die andere die kleinen abgelenkten Massen trägt. Die Drehwaagen werden so konstruiert und aufgebaut, daß die Torsionsfäden in einer vertikalen Geraden liegen, die großen Massen in ungefähr derselben Höhe außerhalb der kleinen schwingen und die Drehwaagen sich nicht durch direkte mechanische Übertragung beeinflussen können. Die Gravitationswirkung der großen Drehwaage auf die kleine hängt von den Instrumentkonstanten, den Azimuten und der Gravitationskonstante ab. Zur Bestimmung der Gravitationskonstante werden eine dynamische Methode und eine Resonanzmethode angewandt. Bei der dynamischen Methode wird die große Drehwaage festgehalten, einmal im Azimut der kleinen, dann in dem darauf senkrechten Azimut, und es wird in beiden Fällen die Eigenperiode der kleinen Drehwaage gemessen. Bei der Resonanzmethode wird die große Drehwaage in Schwingung versetzt und durch ihr veränderliches Kraftfeld der kleinen Drehwaage eine Schwingung von gleicher Periode aufgezungen. Aus dem Amplitudenverhältnis der beiden Schwingungen wird die Gravitationskonstante berechnet. Die vorliegende Veröffentlichung enthält die Theorie und Angaben über vorläufige Messungen. Die dynamische Methode führte auf zu kleine Werte für die Gravitationskonstante. Die Resonanzmethode ergab $6,65, \pm 0,02 \cdot 10^{-8}$ CGS-Einheiten in guter Übereinstimmung mit dem allgemein angenommenen Wert $6,67 \pm 0,02 \cdot 10^{-8}$. Der Unterschied liegt wohl daran, daß die vom Balken der großen Drehwaage ausgehende Wirkung nicht berücksichtigt wurde. *K. Jung.*

A. F. Dufton. The measurement of solar radiation. Journ. scient. instr. 9, 319—322, 1932, Nr. 10. Es wird ein Apparat entwickelt, welcher die Intensität der auf eine Kugel einfallenden Sonnenstrahlung registriert und zeitlich integriert. Das Instrument ist nach Art eines Differentialthermoskops eingerichtet. Zwei Glaskugeln mit Kupferüberzügen sind durch ein U-Rohr miteinander verbunden, welches Quecksilber enthält. Die eine Kugel ist geschwärzt, die andere weiß. Wird der Apparat der Sonne ausgesetzt, so erwärmt sich die geschwärzte Kugel mehr als die andere. Das Quecksilber in dem U-Rohr verschiebt sich nach der Seite der weißen Kugel. Hierdurch werden elektrische Kontakte ausgelöst, welche eine Heizvorrichtung in der weißen Kugel in Gang setzen, bis wieder Temperaturgleichgewicht besteht. Die elektrisch zugeführte Energie, die ein Maß für die Intensität der Sonnenstrahlung liefert, wird registriert und durch einen Elektrizitätszähler integriert. Um die Sonnenscheindauer zu messen, kann der Apparat so eingerichtet werden, daß er den Gang einer Uhr kontrolliert. *Tingwaldt.*

Hugo Benioff. A new vertical seismograph. S.-A. Bull. Seismol. Soc. Amer. 22, 155—169, 1932, Nr. 2. Der neue Vertikalseismograph hat eine Eigenperiode von 0,5 sec. Die träge Masse beträgt 100 kg. Zur Übertragung auf einen Registrierapparat wird folgendes System verwendet: Unterhalb der Masse sitzt ein permanenter Hufeisenmagnet, auf dessen Polen Spulen sitzen. Die Pole sind der Masse zugekehrt. Etwa 2 mm von den Polen entfernt befindet sich ein Stück Weicheisen, das mit der Masse des Seismographen starr verbunden ist. Durch Bewegung der Masse und damit auch des Weicheisens ändert sich der magnetische Fluß, wodurch in den Spulen elektrische Ströme induziert werden. Die Registrierung dieser Ströme erfolgt wie beim Galitzin-Pendel mit einem Galvanometer. Die Theorie der Anordnung ist angegeben, und einige Seismogramme sind wiedergegeben. *W. Schneider.*

V. F. Hess and C. O'Brolchain. An error in the marking of an Aitken „Pocket dust counter“. Gerlands Beitr. 37, 386—389, 1932, Nr. 4. Die Verff. zeigen, daß es nicht richtig ist, die Verdünnungsmarken beim Aitken'schen Kernzähler in proportionalen Abständen anzubringen, wie es bei den handelsüblichen Instrumenten gemacht wird, und geben die richtige Einteilung an. Der Fehler wird bei höherer Verdünnung am größten. *Ferd. Steinhäuser.*

Friedrich Hernegger. Methoden für einen empfindlichen Uran-nachweis in Quellwässern und Quellsedimenten. Wiener Anz. 1933, S. 15—18, Nr. 2. Um das Verhältnis Ra : U in aktiven Quellwässern bestimmen und Angaben über die Beeinflussung dieses Verhältnisses durch chemische oder termische Ursachen machen zu können, bedarf es einer Methode, sehr geringe U-Mengen nachzuweisen; in der vorliegenden Untersuchung werden die verschiedenen Nachweismöglichkeiten auf ihre Brauchbarkeit geprüft. Mit der Feigl'schen Tüpfelreaktion gelang es noch, $5 \cdot 10^{-8}$ g Uran bei einer Grenzkonzentration von 1 : 100 000 nachzuweisen. Mit Hilfe von mit Uran aktivierten Boraxperlen läßt sich an ihrer Fluoreszenz noch $1 \cdot 10^{-9}$ g U nachweisen; erst bei einem Gehalt von etwa 10^{-11} ist im Fluoreszenzmikroskop der Unterschied zwischen einer aktivierten und einer reinen Perle nur mehr schwer feststellbar. Versuche, den U-Nachweis quantitativ zu gestalten, sind in Angriff genommen worden. *K. W. F. Kohlrausch.*

M. Ziegler. On the Directional Effect of the Single Hot Wire Anemometer. Proc. Amsterdam 35, 1067—1077, 1932, Nr. 8. Genaue Strömungsgeschwindigkeitsmessungen sind mit einem Eindraht-Hitzdraht-Anemometer streng genommen nur bei zweidimensionaler Strömung möglich. Sobald eine dritte Komponente der Geschwindigkeit hinzukommt, ist ohne andere Angabe weder der Absolutwert der Strömungsgeschwindigkeit, noch die Resultierende der beiden zum Hitzdraht senkrechten Komponenten bestimmbar. Die Bedingungen und Grenzen für die Benutzung und das Verhalten eines Eindraht-Hitzdraht-Anemometers (Platindraht, Durchmesser 0,005 mm, Länge 2 mm, in üblicher Brückenschaltung) wurden bei Anströmungen unter verschiedenen Winkeln zwischen 0 bis 360° und bei Luftgeschwindigkeiten von 0 bis 10 m/sec im Windkanal untersucht. Es wurde eine Näherungsformel aufgestellt und zwischen Versuch und Rechnung ausgezeichnete Übereinstimmung erzielt. Der gleiche Rechnungsgang wird auch für die Ergebnisse der Untersuchungen eines längeren Hitzdrahtes von Simons und Bailay (Länge 78 mm, Durchmesser 0,027 mm) angewandt und ergibt auch hier gute Übereinstimmung mit dem Versuch. Allgemein wird für Eindraht-Hitzdraht-Anemometer festgestellt: a) ist die Länge des Meßdrahtes nicht unter 1 cm und die Strömungsgeschwindigkeit nicht unter einigen m/sec, dann ist das Anemometer nur empfindlich für Geschwindigkeitskomponenten senkrecht zum Hitzdraht; b) ist die Länge des Hitzdrahtes unter 1 cm, so ist das Anemometer für Strömungsgeschwindigkeiten von 9 bis herab zu 0,3 m/sec sehr empfindlich für Geschwindigkeitskomponenten senkrecht und parallel zum Hitzdraht. *Herbert Kirsten II.*

Yosio Okasaki. A Photographic Method of Recording the Angle of the Earth's Rotation by the Foucault Pendulum. Journ. Sc. Hiroshima Univ. (A) 2, 213—216, 1932, Nr. 3. *Jung.*

Robley D. Evans. Direct fusion method for determining the radium content of rocks. Phys. Rev. (2) 43, 211—212, 1933, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) *H. Ebert.*

Charles Snowden Piggot. Isotopes of Uranium, Thorium and Lead, and their Geophysical Significance. Phys. Rev. (2) 43, 51—59, 1933, Nr. 1. Nach den Ergebnissen der magneto-optischen Isotopenforschung zu

schließen, scheint es vier radioaktive Reihen zu geben, jede beginnend mit je zwei Isotopen von Uran, und endigend mit je vier Isotopen von Pb (insgesamt 8 Isotopen von U und 16 Isotopen von Pb). Die Verhältnisse der U-Isotopen zu den Pb-Isotopen sind nicht einfach und variieren etwas von Mineral zu Mineral. Gewöhnliches Pb und Radioblei haben verschiedene Isotopenzusammensetzung; diese Zusammensetzung variiert mit dem Alter. Die sicherste Altersbestimmung ergibt sich bei Beschränkung auf die beiden Isotopen U_{238} und Pb_{206} .

K. W. F. Kohlrausch.

R. Tomaschek und W. Schaffernicht. Untersuchungen über die zeitlichen Änderungen der Schwerkraft. I. Messungen mit dem Bifilargravimeter. *Ann. d. Phys.* (5) 15, 787—824, 1932, Nr. 7. Es werden die zeitlichen Schwankungen der Schwerkraft bis zu 10^{-9} ihres Betrages mit einer wesentlich verbesserten Neukonstruktion eines Bifilargravimeters laufend beobachtet. Das Meßsystem besteht aus einer ungefähr 1 m langen Spirale aus Kruppschem WT 10-Material, die mit ungefähr 50 g belastet ist. Das Gewichtssystem ist mit einer Bifilaraufhängung gekoppelt. Infolge der Schwereschwankungen treten Längenänderungen der Spirale auf, die durch die Bifilaraufhängung in Drehungen verwandelt und mit einem Spiegel photographisch registriert werden. Die technische Ausführung des Instrumentes wird näher erläutert. Die Spirale ist in einem luftdichten Gehäuse aufgehängt. Die Empfindlichkeit des Gravimeters kann durch eine elektrostatische Methode bestimmt werden. Es wurden bis zu 2 mm Ausschlag (in 5 m Entfernung) für eine Schwereschwankung von 10^{-8} g erreicht. Die Aufstellung des Gravimeters erfolgte 25 m unter der Erde. Der kontinuierliche Gang des Instrumentes betrug schließlich nur $5 \cdot 10^{-8}$ g/Tag. Die Registrierkurven lassen direkt die durch Mond und Sonne hervorgerufenen Schwereschwankungen in allen Einzelheiten erkennen, wofür zwei Beispiele gegeben werden. Es werden vorläufig die Ergebnisse der harmonischen Analyse einer $\frac{1}{4}$ jährlichen Beobachtungsreihe mitgeteilt. Eine periodische Schwankung der Schwerkraft von etwa $5 \cdot 10^{-6}$ g, wie sie Courvoisier gefunden zu haben glaubt, existiert nicht. Die „absolute“ Bewegung der Erde ist auch durch Schwerkraftmessungen (bis zu einer Genauigkeit von 10^{-8} g) nicht nachweisbar. Die kosmische Bewegung der Erde scheint demnach die Schwerebeschleunigung nicht stärker als höchstens um 10^{-6} g zu verändern. Die beobachteten Schwankungen sind auf die Flutwirkungen von Sonne und Mond zurückzuführen. Als Amplituden der wichtigsten Glieder ergaben sich $M_2 : H_{\text{beob.}} = 1,67 \cdot 10^{-8}$ g, $\Delta \tau = +1,44^{\text{h}}$; $O : H_{\text{beob.}} = 1,57 \cdot 10^{-8}$ g, $\Delta \tau = +1,12^{\text{h}}$. Die beobachteten Werte betragen nur etwas mehr als die Hälfte der für eine starre Erde berechneten. Die Phasenverschiebung entspricht einer Verspätung von über einer Stunde. Amplitude und Phase sind für M_2 auf einige Prozent, für O etwa auf 10 % genau bestimmt. Es wird auf die Berechnung der absoluten Fluthöhen der festen Erde durch Kombination mit Horizontalpendelmessungen hingewiesen. Die Ergebnisse deuten auf eine merkliche Störung der rein elastischen Gezeiten der Erdoberfläche, die in der Flutbelastung der Kontinente durch die Ozeane, vielleicht aber auch in Eigenbewegungen der Kontinente ihre Ursache haben könnte.

R. Tomaschek.

Morris Muskat. The Theory of Refraction Shooting. *Physics* 4, 14—28, 1933, Nr. 1. In der angewandten Seismik treten bei einfacher Schichtung außer der direkten und der reflektierten Welle gebrochene Wellen auf, die senkrecht oder unter dem Winkel der Totalreflexion die Grenzfläche treffen, diese entlang laufen und sie wieder verlassen. Die der geometrischen Optik entlehnten Erklärungsversuche führen bekanntlich auf die unter dem Winkel der Totalreflexion eintreffenden gebrochenen Wellen, können aber nicht verständlich

machen, wie auf diesem Wege eine beträchtliche Energie fortgepflanzt werden kann. Die vorliegenden wellentheoretischen Betrachtungen tragen zur Klärung des Problems der gebrochenen Wellen wesentlich bei. Ausgehend von der Differentialgleichung der Wellenfortpflanzung gelingt es dem Verf. nachzuweisen, daß verschiedene Arten von reflektierten und gebrochenen Wellen auftreten können, von denen einige den Erfahrungen der angewandten Seismik entsprechen. Die Untersuchungen gelten einiger Vernachlässigungen wegen nur für herdferne Stationen. Die Amplitude der gebrochenen Wellen ist dem Quadrat der Herdentfernung umgekehrt proportional, die Vertikalkomponente der gebrochenen Welle ist größer als die der direkten Welle und der der reflektierten Welle ungefähr gleich. Geht vom Herd ein longitudinaler Stoß aus, so entstehen vier gebrochene Wellen. Von diesen werden zwei als longitudinale, zwei als transversale Wellen registriert, zwei sind im unteren Medium mit der longitudinalen Geschwindigkeit die Grenzfläche entlang gelaufen, zwei mit der transversalen Geschwindigkeit. Ähnliches erhält man für einen vom Herd ausgehenden transversalen Impuls. Es werden auch Wellen gefunden, die an der Grenzfläche im oberen Medium entlang gelaufen sind, und solche, die die Grenzfläche direkt unter dem Herd erreicht und unter der Station verlassen haben. Die Amplitude von einigen dieser Bewegungen ist im allgemeinen sehr klein.

K. Jung.

Hantaro Nagaoka. The World-shaking Earthquakes and the Variation of Latitude. (Second Communication.) Proc. Imp. Acad. Tokyo 8, 475—477, 1932, Nr. 10.

F. J. Scrase. The Characteristics of a Deep Focus Earthquake: a Study of the Disturbance of February 20, 1931. Phil. Trans. (A) 231, 207—234, 1933, Nr. 699.

H. Ebert.

Harold Jeffreys and K. E. Bullen. Corrections to the Times of the P Wave in Earthquakes. Nature 131, 97, 1933, Nr. 3299. Eine kurze vorläufige Mitteilung über die nochmalige Bestimmung der Epizentren und Herdzeiten von etwa 80 Beben.

W. Schneider.

P. Dive. Viscosité du fluide terrestre dans un modèle réduit. Arch. sc. phys. et nat. (5) 14, 1932, Juli/August. [C. R. Séance Soc. de phys. de Genève 49, 105—109, 1932, Nr. 2. Verschiedene geophysikalische Erscheinungen deuten darauf hin, daß man der Erde eine gewisse Zähigkeit zusprechen muß. Veronnet schließt aus Überschlagsrechnungen, daß die Zähigkeit des Sima die Größenordnung 10^8 bis 10^9 Poise haben müsse, das ist etwa die von Pech oder Siegellack bei Zimmertemperatur. Es läßt sich nun bei den in Frage kommenden Abmessungen nicht überblicken, ob dieses Ergebnis auch nur annähernd richtig sein kann. Der Verf. untersucht daher die Frage, welche Zähigkeit ein aus einer heterogenen Flüssigkeit bestehendes verkleinertes Modell der Erde haben müßte, dessen Dichte- und Geschwindigkeitsverteilung denen der Erde entspricht. Die Verkleinerungsmaßstäbe für die auftretenden Größen werden mittels des Prinzips der Ähnlichkeit abgeleitet, und es ergibt sich eine Zähigkeit des Modells von 10^{-5} Poise, das ist ein Tausendstel der Zähigkeit von Wasser. In Verbindung mit dem Hinweis, daß die Zähigkeit eines Stoffes (Widerstand gegen beliebig langsame Formänderungen) nichts zu tun hat mit der Festigkeit (Widerstand gegen rasche Formänderungen) glaubt der Verf. durch seine Berechnungen die Überlegungen Veronnets bestätigt zu haben.

Erk.

Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Reflection and Refraction of Seismic Waves in a Stradified Body. Bull. Earthqu. Res. Inst. 10, 805—816, 1932, Nr. 4. Theoretische Untersuchungen über Reflexion und Brechung in einem geschichteten Medium.

W. Schneider.

Nagaho Mononobe and Haruo Matsuo. Experimental Investigation of Lateral Earth Pressure during Earthquakes. Bull. Earthqu. Res. Inst. 10, 884—902, 1932, Nr. 4. Ein mit Sand gefüllter Stahlkasten wird in Vibration versetzt, und es wird der Druck gemessen, der dabei an den Wänden entsteht. Diese Versuche dienen dazu, den Erddruck bei Erdbeben zu bestimmen.

W. Schneider.

Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Vibrations of a Two- or Three-storied Structure. Bull. Earthqu. Res. Inst. 10, 903—910, 1932, Nr. 4. Es werden die Eigenfrequenzen von einseitig eingeklemmten Stäben bestimmt. Die Masse ist nicht gleichmäßig über die Stäbe verteilt, sondern in bestimmten Punkten gehäuft angenommen. Es werden die Differentialgleichungen für Stäbe mit zwei und drei Stellen, an denen die Masse gehäuft ist, aufgestellt und die Eigenfrequenzen berechnet.

W. Schneider.

Akitune Imamura. The S. Atlantic Earthquake of June 27, 1929, as Registered at Tokyo. An Observation of Rigid Waves Transmitted Across the Earth's Inner Core. Proc. Imp. Acad. Tokyo 8, 354—357, 1932, Nr. 8. Das Epizentrum des Bebens vom 27. Juni 1929 ist 17 810 km von Tokyo entfernt. Der Verf. hat longitudinale und transversale Wellen gefunden, die durch den Erdkern gelaufen sind. Dafür, daß es sich wirklich um solche Wellen handelt, führt der Verf. folgende Gründe an: 1. Das Verhältnis der Geschwindigkeiten der longitudinalen und transversalen Wellen ist $\sqrt{3}:1$. 2. Die Wellenlängen beider Wellenarten sind praktisch einander gleich. 3. Soweit dem Verf. bekannt ist, kommen zu den betreffenden Zeiten keine anderen Wellen an. 4. Einige charakteristische Merkmale sind auch schon bei anderen Beben, deren Epizentrum aber nicht ganz so weit entfernt war, beobachtet worden.

W. Schneider.

J. A. Fleming. Distribution of magnetic observatories and secular-variation stations. S.-A. Terr. Magnet 37, 245—252, 1932, Nr. 3. Eine Abhandlung über die Entwicklung der internationalen erdmagnetischen Forschung und ihre weitere zukünftige Gestaltung.

Schmerwitz.

O. H. Gish. Observed air-earth current and maintenance of earth's charge. S.-A. Terr. Magnet. 37, 361—362, 1932, Nr. 3. Eine kurzgefaßte Zusammenstellung von gleichzeitigen Beobachtungen des Luftpotentials und der Luftleitfähigkeit, aus der zu ersehen ist, daß nicht immer einheitliche Beziehungen zwischen beiden bestehen.

Schmerwitz.

W. J. Peters. The distribution of mass in marine compasses. S.-A. Terr. Magnet. 37, 317—320, 1932, Nr. 3. Diese vorläufige Mitteilung enthält einen Beitrag zur Untersuchung von Kompaßabweichungen, die durch den Seegang eines Schiffes verursacht werden. Es besteht die Möglichkeit, die Ergebnisse zu Präzisionsbeobachtungen zu erweitern.

Schmerwitz.

Adolf Schmidt. Inwieweit vermag die Annahme eines sich gleichförmig drehenden magnetischen Erdkerns die Erscheinungen der erdmagnetischen Säkularvariation zu erklären? ZS. f. Geophys. 8, 398—403, 1932, Nr. 8. (Vortrag 10. Tagung D. Geophys. Ges. Leipzig 1932.) Die als Arbeitshypothese zu wertende Annahme eines passend gewählten rotierenden Magnets im Innern der Erde erklärt befriedigend die drei Jahrhunderte langen Beobachtungsreihen von London, Paris und Rom und leidlich auch die von Kapstadt, versagt aber bei Stationen von wesentlich anderer geographischer Länge. Wenn sich diese Hypothese auch nicht ohne Ergänzung restlos durchführen läßt, so wird ihr hier wegen ihrer Anpassungsfähigkeit ein nicht geringer heuristischer Wert zugesprochen.

Schmerwitz.

C. R. Duvall. Magnetic activity—numerical magnetic character of days. S.-A. Terr. Magnet. 37, 261—268, 1932, Nr. 3. Für 1930—1931 sind für 17 Stationen neue magnetische numerische Aktivitätsmaße berechnet und in Tabellen und Tafeln mitgeteilt. In den Kurven der monatlichen Mittel zeigt sich eine gute Übereinstimmung der Maxima und Minima an den verschiedenen Stationen, wobei die der nördlicher gelegenen größere Werte aufweisen. Eine Abnahme der Aktivität von 1930 zu 1931 steht in dem gleichen Verhältnis wie die Abnahme der Sonnenfleckenanzahl in dieser Zeit. *Schmerwitz.*

W. J. Rooney. The significance and accuracy of measurements of earth-current potentials. S.-A. Terr. Magnet. 37, 363—374, 1932, Nr. 3. Die Erdstrommessungen in Watheroo und Huancayo zeigen, daß den Angaben absoluter Werte des Potentials nur geringe Bedeutung beizumessen ist und lange Perioden meist meteorologische Ursachen haben. *Schmerwitz.*

P. W. Glover. Seasonal magnetic variations at Apia. S.-A. Terr. Magnet. 37, 303—308, 1932, Nr. 3. Eine Reihe von Tabellen und Kurven verschiedener magnetischer Daten der Station Apia mit einigen Erläuterungen. *Schmerwitz.*

Harlan W. Fisk. The unsymmetrical distribution of magnetic secular variation. S.-A. Terr. Magnet. 37, 235—240, 1932, Nr. 3. An Karten und Kurven werden die über die gesamte Erdoberfläche verteilten Schwankungen der Horizontalintensität besprochen. *Schmerwitz.*

Helge Petersen. Om Jordmagnetisme. Fysisk Tidsskrift 30, 118—128, 156—169, 1932, Nr. 4 u. 5. Eine Übersicht über den gegenwärtigen Stand der erdmagnetischen Forschung. *E. Krüger.*

M. Bossolasco. Misure magnetiche a Mogadiscio. Lincei Rend. (6) 16, 576—584, 1932, Nr. 11. Mitteilung der erdmagnetischen Messungen der geophysikalischen Station Mogadiscio (Italien). *Tollert.*

C. L. Alexanian. Établissement de la carte des anomalies de la composante verticale du champ magnétique terrestre dans la plaine d'Alsace. C. R. 196, 420—423, 1933, Nr. 6. Mit einem Variometer nach Haalck ist die Ebene im Elsaß magnetisch vermessen worden. Die Anomalien der Vertikalintensität sind in Kurvenabständen von 50 γ in einer Karte wiedergegeben. Eine umfangreichere Veröffentlichung der Meßresultate wird angekündigt. *Schmerwitz.*

W. Smosarski. Sur l'exactitude des mesures du champ électrique terrestre et de la conductibilité de l'air sur les corrections d'isolement d'après les observations visuelles. S.-A. Congrès International d'Electricité Paris 1932, Section 11, Nr. 4—C—2, 4 S. Auf Grund ausführlicher Versuche wird festgestellt, daß lufterlektrische Gradientenmessungen einen mittleren Fehler der Einzelmessung von 10 bis 20 % ergeben. Mit fast gleichem Betrage machen sich Isolationseinflüsse in Abhängigkeit von der Feuchtigkeit und der Temperatur geltend. *Schmerwitz.*

David Stenquist. Relation entre les variations diurnes du courant tellurique et du champ magnétique terrestre. C. R. 196, 205—207, 1933, Nr. 3. Aus Kurven und Gradientenkarten für die tägliche Variation des Erdstromes und des magnetischen Erdfeldes läßt sich aus weitgehenden Ähnlichkeiten auf einen Zusammenhang schließen. *Schmerwitz.*

L. Palazzo. Materiali per la ricostruzione delle carte magnetiche d'Italia (IV Contributo: Piemonte). Lincei Rend. (6) 16,

373—381, 1932, Nr. 9. Es werden die gesammelten Messungen für die Neuherstellung der magnetischen Karte Italiens, und zwar für Piemonte, mitgeteilt. Die Messungen verteilen sich auf 12 Stationen und wurden 1928—1930 gemacht. Es werden diese neuesten Ergebnisse mit den früheren (Denza 1877 und Christiani 1887) verglichen. Der Mittelwert der Änderungen in der Zeit 1887—1929 betrug für $\Delta D = -5^{\circ} 11,4'$, $\Delta J = -0^{\circ} 43,3'$, $\Delta H = +290^{\gamma}$. Denza hatte an vier anderen Stellen gemessen. Hierfür betragen die Änderungen für die Zeit 1877—1929 für $\Delta D = -6^{\circ} 12,2'$, $\Delta J = -0^{\circ} 57,0'$, $\Delta H = +449^{\gamma}$. Tollert.

G. J. Elias und C. G. A. von Lindern. Messungen der Reflexion an der Heaviside-Schicht. Elektr. Nachr.-Techn. 10, 1—8, 1933, Nr. 1. Es wurde die Amplitude des elektromagnetischen Feldes eines Senders nach einmaliger Reflexion an der Heavisideschicht gemessen. Der Empfang erfolgte mit Hochfrequenzverstärkung oder mit zusätzlichem Lokalsender und Mittelfrequenzverstärkung. Der Anodengleichstrom eines Mouillon-Voltmeters wurde in der letzten Stufe mittels eines registrierenden Galvanometers auf einem Filmstreifen aufgenommen. Die Messungen der effektiven Reflexionshöhe erfolgten nach Breit und Tuve. Bei Reflexionen aus 100 bis 150 km Höhe zeigte die aufgenommene Amplitudenkurve regelmäßige Maxima und Minima infolge der Interferenz zwischen Boden- und Raumwelle, da letztere infolge der sich ständig ändernden Höhe der reflektierenden Schicht mit ständig wechselnder Phase einfällt. Bei Auftreten einer zweiten Reflexion wurde die Amplitudenkurve völlig unregelmäßig. Die Amplitudenkurven für einmalige Reflexion werden rechnerisch ausgewertet, insbesondere zur Bestimmung des Reflexionskoeffizienten. Blechschmidt.

Everett T. Burton and Edward M. Boardman. Effects of Solar Eclipse on Audio Frequency Atmospherics. Nature 131, 81—82, 1933, Nr. 3299. Die Änderungen der niederfrequenten atmosphärischen Störungen werden auf die mit der Tageszeit wechselnde Ionisation der oberen Atmosphäre zurückgeführt, die zum größeren Teil von der Lichtstrahlung der Sonne herrührt, zu einem Teile auch durch korpuskulare Sonnenstrahlung verursacht wird. Bei einer Sonnenfinsternis kann man beide Effekte trennen, da dann infolge der verschiedenen Geschwindigkeit beider Strahlungsarten in einem Abstand von 1 bis 2 Stunden zwei „Schatten“ über die Erde ziehen. Die Beobachtungen wurden bei der totalen Sonnenfinsternis am 31. August 1932 vorgenommen. Vor und während der Finsternis ergaben sich dieselben Störungen wie abends, auf die Erscheinungen wie am Morgen folgten. Dieses Verhalten ist auf die Lichtstrahlung zurückzuführen. Außerdem traten aber lange vor der sichtbaren Finsternis, allerdings nicht so ausgeprägt, entsprechende Verhältnisse auf, die der korpuskularen Strahlung zuzuschreiben sind. Blechschmidt.

E. C. Halliday. On the Propagation of a Lightning Discharge through the Atmosphere. Phil. Mag. (7) 15, 409—420, 1933, Nr. 98. Die photographische Methode mit zwei rotierenden Linsen ermöglicht Schlüsse über die Art und Richtung der Fortpflanzung von Blitzentladungen. Die Aufnahmen ergeben die Möglichkeit einer Blitzentladung, die ihren Anfang am Erdboden nimmt und die sich mit einer von den Wolken ausgehenden Entladung vereinigt; auch Entladungen, die über dem Erdboden ihren Ursprung haben und sich beiderseits nach den Wolken und nach der Erde ausbreiten, werden beobachtet. Einige weitere Blitzentladungsformen werden besprochen und zu deuten versucht. Nitka.

S. K. Mitra and Hrishikesh Rakshit. On a Study of the Upper Ionized Atmosphere in Bengal by Wireless Echoes of Short Delay. Phil. Mag. (7) 15, 20—32, 1933, Nr. 96. Die Höhe der oberen ionisierten Atmosphärenschicht (F-Schicht) wurde in Bengalen gemessen mit Wellenlängen von

42, 50, 75 und 80 m. Innerhalb dieses Bereiches ergab sich keine Veränderung der Höhe in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Sie änderte sich jedoch mit der Jahreszeit und der Tageszeit. Der Durchschnittswert beträgt 250 km mit Schwankungen von 10 bis 20 %. Auch mehrfache Echos, die durch Reflexion zwischen der Erde und der ionisierten Schicht hervorgerufen werden, sind nachgewiesen worden. Die Intensitäten dieser Echos folgen keiner erkennbaren Gesetzmäßigkeit. *Schmerwitz.*

S. K. Banerji and S. R. Lele. Electric Charges on Rain Drops. *Nature* **130**, 998—999, 1932, Nr. 3296. Durch eine besonders konstruierte Registrier-
vorrichtung wurde es ermöglicht, Regentropfen einzeln auf ihre Ladung zu unter-
suchen. Positive und negative Ladungen sind nahezu gleich stark verteilt. Die
mittlere Ladung eines Tropfens betrug etwa 0,7 elektrostatische Einheiten.

Schmerwitz.

Joh. Booij und A. J. Storm van Leeuwen jr. Messungen des Ionenspek-
trums in Leiden (Holland). *Gerlands Beitr.* **37**, 361—366, 1932, Nr. 4. Messungen der Ionengröße bei normalem Wetter in Innsbruck zeigten ein ziemlich
regelmäßiges Vorkommen von Mittelionen (Beweglichkeit $k = 571,4 \cdot 10^{-4}$) bis zu
Großionen ($k = 2,41 \cdot 10^{-4}$) also ein „kontinuierliches“ Ionenspektrum. Abweichend
davon ergaben Messungen in Leiden ein „diskontinuierliches“ Ionenspektrum;
Mittelionen fehlten fast vollkommen, während die Zahl der Großionen sehr hoch
war und die Untersuchungen die Vermutung nahelegten, daß über den gemessenen
Bereich hinaus die Ionengröße noch zunimmt, bis die Träger sichtbar werden.
Ähnliche Spektren fand auch *Israel* in Frankfurt a. M. und in Bad Gastein. Die
Verff. führen die gefundenen „diskontinuierlichen“ Spektren auf Einflüsse des
Meeres, der Großstadt und des Wasserfalles in Gastein zurück. *Ferd. Steinhäuser.*

Leiv Harang, Ole Krogness, Carl Størmer, Sem Saeland and Lars Vegard. The
Auroral Observatory at Tromsø. Publ. Norske Inst. f. Kosm. Fys. **1932**,
Nr. 1, 26 S. Eine Beschreibung des zur Untersuchung des Nordlichtes und seiner
Zusammenhänge mit erdmagnetischen, erdelektrischen und atmosphärisch elek-
trischen Erscheinungen gebauten Instituts in Tromsø. Inhalt: Gründung und Organi-
sation des Instituts, Arbeitsprogramm, Lageplatz des Instituts, Anordnung der
einzelnen Laboratorien, instrumentelle Ausrüstung für Spektralbeobachtungen des
Nordlichts und magnetische und elektrische Registrierung. *Ferichs.*

Thomas H. Johnson. Cosmic rays. Theory and experimentation. *Journ. Frankl. Inst.* **214**, 665—689, 1932, Nr. 6. Zusammenfassende Darstellung
neuerer Untersuchungen über Höhenstrahlung, besonders wohl für die am Bartol
Research Foundation interessierten Leser. *Kolthörster.*

B. Gross. Über die Druck- und Temperaturabhängigkeit der
Ionisation bei Ultrastrahlung. *ZS. f. Phys.* **80**, 125—133, 1933, Nr. 1/2. Die
Druckabhängigkeit der Ionisation in geschlossenen Gefäßen wurde bereits
(*ZS. f. Phys.* **78**, 271, 1932) als Einfluß der Temperatur auf die Ionenkonstanten ge-
deutet unter Benutzung der *Jaffé*schen Theorie der Kolonnenionisation. Nunmehr
wird der Einfluß der Inhomogenität des Feldes hinzugenommen und das Verhalten
von Luft und Stickstoff bei Ionisation durch Höhen- und γ -Strahlung an Hand der
erweiterten Formeln diskutiert. Es ergibt sich Übereinstimmung mit den experi-
mentellen Daten, nur Argon liefert stärkere Ionisation als errechnet. Weitere Ver-
gleiche mit α -, β - und Röntgenstrahlen folgen. Die Temperaturabhängigkeit nach
der *Jaffé*schen Theorie ist für Stickstoff und Edelgase gering, so daß Füllung
mit Argon und Xenon für Höhenstrahlungsmessungen empfohlen wird. (Man ver-
gleiche die bereits veröffentlichten Messungen von *Masuch*, *ZS. f. Phys.* **79**, 264,
1932.) Ein durch Raumladung verursachter Temperatureffekt wird diskutiert.

Kolthörster.

B. Sparks and W. Pickering. Some new coincidence measurements on the cosmic radiation. Phys. Rev. (2) 43, 214, 1933, Nr.3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Eine neue Koinzidenzverstärkereinrichtung mit Thyatronen für Ein- und Mehrfachkoinzidenzen wurde entwickelt und auf Untersuchungen der Höhenstrahlung von Sonne und Mond angewendet, worüber später berichtet werden soll. *Kolhörster.*

R. M. Langer. The latitude effect on secondary electrons due to cosmic rays. Phys. Rev. (2) 43, 215, 1933, Nr.3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wird eine Arbeit in Aussicht gestellt, in welcher untersucht wird, inwieweit das erdmagnetische Feld die von der Höhenstrahlung in der Atmosphäre erzeugten Sekundärelektronen beeinflusst, so daß dadurch ein Breiteneffekt hervorgerufen werden kann. Unter vereinfachenden Annahmen, daß die Sekundärelektronen sich entweder bei konstanter Krümmung durch eine Atmosphäre bewegen, deren Dichte exponentiell mit der Höhe abnimmt oder daß sie durch eine gleichförmige Atmosphäre, aber mit wachsender Krümmung, entsprechend ihrer Energieabnahme laufen, ergibt sich, daß ein solcher Breiteneffekt unter 3% bleiben sollte, selbst bis zu Höhen von rund 6000 m. *Kolhörster.*

G. Lemaitre and M. S. Vallarta. On Compton's Latitude Effect of Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) 43, 87—91, 1933, Nr.2. Es wird eine theoretische und numerische Darstellung über das Verhalten der Höhenstrahlungskorpuskeln im magnetischen Feld der Erde gegeben, die mit den experimentellen Befunden der bisherigen Beobachter des Breiteneffektes, darunter letzthin auch Compton und Mitarbeitern, völlig übereinstimmt. Danach muß die Höhenstrahlung geladene Teilchen enthalten, deren Grenzenergien berechnet werden. Die experimentelle Kurve der Intensität der Höhenstrahlung als Funktion der erdmagnetischen Breite kann somit durch Mischung von Teilchen passender gewählter Energie dargestellt werden. Dies schließt aber nicht aus, daß Komponenten der Höhenstrahlung auch aus Photonen oder Neutronen bestehen. Für vorwiegend negative Teilchen sollte in dem Gebiet schneller Energieänderung ein größerer Betrag von Osten kommender Strahlen, für positive ein entgegengesetzter azimuthaler Effekt zu erwarten sein (vgl. auch Rossi). In Äquatornähe können die Höhenstrahlen vorwiegend horizontal einfallen. *Kolhörster.*

L. F. Curtiss. Deflection of cosmic rays by a magnetic field. Bur. of Stand. Journ. of Res. 9, 815—823, 1932, Nr. 6 (RP. 509). Die Versuche des Verf. über magnetische Ablenkung koinzidierender Höhenstrahlen (Phys. Rev. 34, 1391, 1929; 35, 1433, 1930) führen nunmehr zum positiven Ergebnis, daß ein beträchtlicher Teil der ungefilterten Höhenstrahlung durch ein magnetisches Feld von 7000 Gauß abgelenkt werden kann. Es wurden 4fach-Koinzidenzen gezählt, ohne Feld bei 615 Stunden Beobachtungsdauer im Mittel $1,31 \pm 0,09$ pro Stunde, mit Feld als Mittel aus 508 Beobachtungsstunden $0,88 \pm 0,14$ pro Stunde. Da durch das Feld Elektronen bis 10^8 eVolt beeinflusst werden konnten, so muß bei etwa 70% der gesamten Höhenstrahlung die Ablenkung geringer als für 10^8 eVolt-Elektronen sein. Die härteren Anteile können Protonen von $5 \cdot 10^8$ eVolt und Neutronen enthalten. Für die negativen Ergebnisse von Rossi (Nature 128, 300, 1931) und Mott-Smith (Phys. Rev. 37, 1001, 1931) wurden Streuung oder Absorption in dem magnetisierten Eisen verantwortlich gemacht. *Kolhörster.*

Paul Kunze. Magnetische Ablenkung der Ultrastrahlen in der Wilsonkammer. ZS. f. Phys. 80, 559—572, 1933, Nr.9/10. Mit einer eisenlosen Stromspule, die mit 500 kW Belastung ein nahezu homogenes Magnetfeld von etwa 18 000 Gauß für eine Wilsonkammer mittlerer Größe (16,4 cm Durchmesser,

4,2 cm Höhe expandiert, Kammerachse horizontal) lieferte, werden 90 Bahnpuren der Höhenstrahlung (61 Einfach-, 13 Doppel-, 1 Dreifachspur) der magnetischen Ablenkung unterworfen. Die größte noch meßbare Energie eines Teilchens betrug $2,66 \cdot 10^9$ eVolt, zwei andere nicht mehr meßbare hatten Energien über 3,5 bzw. $9,2 \cdot 10^9$ eVolt. Die Häufigkeitsverteilung entspricht einem monoton abfallenden Kontinuum. Die Energien des Kernaufbaues (Millikan) von He, O, Si, Fe deuten sich nicht einmal an. Über die Häufigkeitsverteilung wurde bereits berichtet (ZS. f. Phys. 79, 203, 1932). Positive Teilchen waren etwas häufiger als negative (Richtung vom oberen Halbraum). Die negativen Teilchen bestehen aus Elektronen, die positiven aus Nichtelektronen, und zwar Protonen bei hoher Energie, bei mittlerer und kleiner kann es sich auch um Kerntrümmer handeln, deren Ladung in der Regel gleich der Einheitsladung sein wird. Beschreibung und Reproduktion mehrerer Bahnpuren werden gegeben. *Kolhörster.*

E. Regener. Der Energiestrom der Ultrastrahlung. ZS. f. Phys. 80, 666—669, 1933, Nr. 9/10.

E. Regener. Energy of Cosmic Rays. Nature 131, 130, 1933, Nr. 3300. Aus den Pilotmessungen bis zu 22,2 mm Hg ergibt sich die Intensität der Höhenstrahlung an der Grenze der Atmosphäre im freien Weltraum zu 333 J. Bei vollständiger Absorption in einer genügend langen Luftsäule von 1 cm² Querschnitt werden von der Strahlung $6,93 \cdot 10^7$ Ionenpaare/Sekunde erzeugt. Der von Millikan und Cameron (Phys. Rev. 31, 930, 1928) berechnete Wert von $1,28 \cdot 10^7$ ist rund 5 mal zu klein. Wird die zur Erzeugung eines Ionenpaares in Luft erforderliche Energie zu 32 eVolt angenommen, so beträgt der Energiestrom $S_u = 3,53 \cdot 10^{-3}$ erg sec⁻¹ cm⁻², etwa gleich der Energie von 100 α -Teilchen cm⁻² sec⁻¹ von $2 \cdot 10^9$ cm sec⁻¹ Geschwindigkeit oder etwas kleiner als die Energie der visuellen Helligkeit der etwa 1500 Fixsterne erster Größe ($5 \cdot 10^{-3}$ erg cm⁻² sec⁻¹). Der totale Energiestrom der Höhenstrahlung auf die gesamte Erdoberfläche beträgt $1,8 \cdot 10^{16}$ erg sec⁻¹ oder $2,4 \cdot 10^6$ PS. Himmelskörper, von einigen Metern Durchmesser bereits, erwärmen sich auf etwa 2,8° K, wenn sie als schwarzer Körper strahlen ($T = \sqrt[4]{S_u/\sigma}$). In unserem lokalen Fixsternsystem erwärmt schon die Licht- und Wärmestrahlung der Fixsterne einen schwarzen Körper auf 3,16° K, der sich nicht in der Nähe eines Fixsternes befindet. Bei gleichem Energiestrom wie auf die Erde würde mit der Erwärmung durch Höhenstrahlung 3,56° K erreicht werden. Im intergalaktischen Raum zwischen den Spiralnebeln tritt dagegen Wärme- und Lichtstrahlung zurück, nur die Höhenstrahlung wäre von Bedeutung, vorausgesetzt, daß sie dieselbe Intensität wie in Erdnähe aufweist, was möglich ist, wenn sie im intergalaktischen Raum entsteht. *Kolhörster.*

L. Tuwim. Théorie mathématique générale de l'effet tube-compteur vertical de la radiation cosmique. Journ. de phys. et le Radium (7) 3, 614—628, 1932, Nr. 12. Zunächst wird eine zusammenfassende Darstellung der vom Verf. bereits in den Berl. Ber. S. 91, 360 und 830, 1931 ausführlich entwickelten Theorie des vertikalen Zählrohreffekts und der Koinzidenzen gegeben sowie die Verifikation der Theorie des vertikalen Zählrohreffekts durch den Referenten aus Berl. Ber. S. 39, 1932 eingehend besprochen. Es folgen Betrachtungen über die Gültigkeitsgrenzen der einfachen Theorie und Entwicklung einer allgemeineren unter Einführung der Ionisationskoeffizienten Δ und Δ^* , eine allgemeinere Definition der Empfindlichkeit eines einzigen Zählrohres und eines Systems aus mehreren, eine Darstellung der Zählrohrgesetze für große und kleine Fülldrucke, wobei für diese die Sonderstellung des Zählrohres gegenüber der Ionisationskammer verlorengelht, so daß das Zählrohr zur Ionisationskammer wird,

das Gesetz der vier Parameter für eine inhomogene Strahlung und schließlich das der korrespondierenden Drucke. *Kolhörster.*

Robert A. Millikan and H. Victor Neher. The sun and cosmic rays. *Phys. Rev.* (2) **43**, 211, 1933, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.)

R. Pyrkosch. Über neuere Untersuchungen, die die durchdringende Höhenstrahlung betreffen. *ZS. f. Unterr.* **46**, 75—79, 1933, Nr. 2. *H. Ebert.*

G. Wataghin. Sopra una prova di deflessione magnetica della radiazione corpuscolare penetrante. *Atti di Torino* **67**, 527—528, 1931/32, Nr. 14/15. Rossi hat versucht, die Energie der durchdringenden Korpuskularstrahlen durch Ablenkung im Magnetfeld im Innern eines magnetisierten Eisenkernes zu messen unter der Annahme, es wäre die magnetische Induktion B für die Ablenkung maßgebend. Da dem Verf. diese Annahme zweifelhaft erscheint, schlägt er vor, den Eisenkern senkrecht zur Magnetisierungsrichtung so zu unterteilen, daß die Dicke eines Zwischenraums gegenüber dem Durchmesser des Eisenkernes zu vernachlässigen bleibt, das Gesamtvolumen der Zwischenräume aber dem Volumen der Eisenblätter gleich wird. In den Zwischenräumen wäre dann die Feldstärke H gleich der Induktion B im Eisen. Versuche sind in Vorbereitung. *K. Przibram.*

Heinz Lettau. Freie Schwingungen (Seiches) des Kurischen Haffes. S.-A. *Schriften d. Phys.-ökon. Ges. Königsberg i. Pr.* **67**, 63—73, 1932, Nr. 3/4. *H. Ebert.*

Heinz Lettau. Stehende Wellen als Ursache umgestaltender Vorgänge in Seen. S.-A. *Ann. d. Hydrogr.* 1932, S. 385—388, Nr. 9. Die Anschauung, daß stehende Schwingungen, wie sie im Frischen Haff auftreten, an den Schwingungsbäuchen Akkumulationen, an den Knotenstellen Erosionen in der den Meeresboden bildenden Schlickschicht hervorrufen, wird mathematisch gestützt, indem für die Änderung der Höhe y des Schlickes mit der Zeit eine Differentialgleichung aufgestellt wird, ausgehend von der Wirkung von Seiches innerhalb eines quadratischen Troges. Für y ergibt sich ein periodisch wechselnder und ein linear wachsender Anteil. Das nichtperiodische Glied überwiegt dabei. Der Schlickgrund erhält im wesentlichen die Form einer sin-Kurve mit einer doppelt so großen Anzahl Knoten, als die Seiche aufweist. *Fritz Hänsch.*

Alphonse Labbé. Le pH et le rythme des marées. *C. R.* **195**, 1297—1299, 1932, Nr. 25. Die rhythmische Änderung der Wasserstoffionenkonzentration des Meeres bei Ebbe und Flut wird an Hand von Beobachtungen festgestellt und zusammen mit anderen für die Pflanzen- und Tierwelt des Meeres notwendigen Stoffen als lebenswichtiger Faktor in Meerestiefen, in die das Tageslicht nicht dringt, behandelt. *Fritz Hänsch.*

C. E. ZoBell. Photochemical nitrification in sea water. *Science* (N. S.) **77**, 27—28, 1933, Nr. 1984. Versuche, die sich mit der Bildung von für die Lebewesen wichtigen Nitraten im Seewasser unter dem Einfluß des Sonnenlichtes befassen, werden mitgeteilt. *Fritz Hänsch.*

Jules Richard. Sur l'emploi de l'ondo-pompe Cattaneo pour utiliser les mouvements de la mer. *C. R.* **195**, 1205—1208, 1932, Nr. 25. Eine sogenannte Wellenpumpe von Cattaneo wird genau beschrieben. Ein Schacht von 6 m Länge, wovon 3,50 m unter das mittlere Meeressniveau ragen, steht auf seinem Grunde mit dem Meere in Verbindung. In ihm befindet sich ein Schwimmer, der mit dem infolge des Wellenganges im Schacht auf- und absteigen-

den Wasser mitgeht und der diese Bewegungen auf zwei Kolben einer Pumpe überträgt, so daß dann dadurch das Meereswasser bis zu einer bestimmten Höhe hinaufgedrückt werden kann. Dieses Prinzip der Wellenpumpe zur Ausnutzung der Energie des Meeres ist vor allem auch in Meeren und Gewässern ohne Ebbe und Flut anwendbar. *Fritz Hänsch.*

Otto Pettersson. Sur une lacune de la théorie classique des marées. C. R. 196, 361—363, 1933, Nr. 5. Folgendes wird einander gegenübergestellt: Gezeitenbewegung und Meereszirkulation einerseits und vertikale und horizontale Beschleunigung andererseits.

E. Fichot. Remarques sur la Communication précédente. Ebenda S. 363—364. *Fritz Hänsch.*

C. L. Utterback. Variations in visible solar light during submarine measurements. Science (N. S.) 77, 118—119, 1933, Nr. 1987. Meßergebnisse der Gesamtstrahlung, festgestellt mit einem Eppley-Pyrheliometer, und der Helligkeit, gemessen mit einer photoelektrischen Zelle, werden mitgeteilt und gegenseitig in Zusammenhang gebracht, um so etwas über die Änderungen des sichtbaren Sonnenlichtes unter der Meeresoberfläche aussagen zu können.

Fritz Hänsch.

Anfinn Refsdal. Zur Thermodynamik der Atmosphäre. Geofys. Publ. 9, Nr. 12, 63 S., 1932. In einem ersten Kapitel werden die energetischen Arbeiten von Margules weiterentwickelt. Ausgehend von der hydrodynamisch-thermodynamischen Grundgleichung:

$$\frac{dq}{dt} = c_v \frac{dT}{dt} + \frac{d(\frac{1}{2} v^2)}{dt} + \frac{d\Phi}{dt} + a \operatorname{div}(pv) - a R \cdot v$$

werden die einzelnen Energieformen besonders behandelt: innere Energie, kinetische Energie, potentielle Energie der Lage, nach außen abgegebene Arbeit und Arbeit der Reibungskraft. Anschließend wird die Theorie des Druck-Volumen-Diagramms vervollständigt. Als Folge der täglichen Variation der Labilitätsenergie ergibt sich die tägliche Doppelwelle des Luftdruckes. Im letzten Teil werden in großen Zügen die atmosphärischen Zirkulationen aus den Gesetzen der Thermodynamik abgeleitet. Die Arbeit, die eine Weiterentwicklung einer früheren Hypothese (der feuchtlabile Niederschlag) darstellt, daß nämlich die Energiequelle der Schauer- und Zyklontätigkeit vor allem in der Labilitätsenergie zu suchen sei, kann als theoretische Grundlage einer energetischen Wettervorhersage angesehen werden, die besonders für Langfristprognosen in Frage kommt.

Fritz Hänsch.

Ferd. Travniček. Die säkularen Schwankungen der Windgeschwindigkeit als Anzeiger ebensolcher Zustandsänderungen der Atmosphäre. Meteorol. ZS. 50, 3—10, 1933, Nr. 1. *Scheel.*

A. J. Clowes. Influence of the Pacific on the Circulation in the South-West Atlantic Ocean. Nature 131, 189—191, 1933, Nr. 3302.

W. Wenzel. Zur Frage der Temperatur in Cumulus-Wolken. Meteorol. ZS. 50, 65—67, 1933, Nr. 2.

F. Baur. Zum Massenaustausch bei den Turbulenzercheinungen der atmosphärischen Zirkulation. Meteorol. ZS. 50, 71, 1933, Nr. 2. *H. Ebert.*

A. Wagner. Neue Theorie des Berg- und Talwindes. Meteorol. ZS. 49, 329—341, 1932, Nr. 9. Mit dem bisherigen Namen Berg- und Talwind sind drei verschiedene Windsysteme bezeichnet worden: der seichte Hangwind, Ausgleichs-

strömungen zwischen großen Tälern und ausgedehnten Hochflächen und der eigentliche Berg- und Talwind. Als Grundlage für die neue Theorie dienen Untersuchungen über den täglichen Luftdruck- und Temperaturgang in der freien Atmosphäre und in Gebirgstälern. Der Talwind wird so erklärt: Die unterste Bodenschicht nährt den seitlichen Hangwind, der mit erhöhter Temperatur über die Bergkämme strömt und als schwache Strömung gegen die Ebene zurückfließt. Ein kleiner Teil biegt gegen die Mitte des Tales zurück und überträgt so die Erwärmung der Hänge auch auf die höheren Schichten der Talluft, so daß also der Hauptmasse der Talluft über der Talmitte eine kleine Bewegungskomponente nach abwärts erteilt wird. Entsprechend die Erklärung des Bergwindes: Die dynamische Erwärmung wird durch Wärmeausgleich überkompensiert. Der Hangwind bringt kalte Luft ins Tal. Ein Teil der Hangwindströmung fließt nicht bis zur Talsohle herab, sondern zweigt schon früher in die Luft über der Talmitte ab und bewirkt so, daß der hangfernen Talluft als Ganzer eine kleine vertikale Komponente nach aufwärts erteilt wird, wodurch sie sich dynamisch abkühlt.

Fritz Hänsch.

Ph. Flajolet. Sur la transparence de l'atmosphère dans la région lyonnaise: la visibilité des Alpes. C. R. 196, 208—210, 1933, Nr. 3. Die Anzahl der Tage mit Alpensicht wird für die einzelnen Monate, gemittelt einmal über die Jahre 1894 bis 1900 und das andere Mal über die Jahre 1925 bis 1931, für Fourvières und das St. Genis-Observatorium einander gegenübergestellt. An dem Beobachtungsmaterial wird Kritik geübt. An Hand einer längeren Reihe in St. Genis (1882 bis 1931) wird festgestellt, daß weder eine allmählich fortschreitende Besserung der Sichtverhältnisse noch infolge zunehmender Trübung eine Verschlechterung im Laufe der Jahre eingetreten ist.

Fritz Hänsch.

A. Wigand. Zum Problem der Wettervorhersage. Meteorol. ZS. 50, 26—28, 1933, Nr. 1.

Scheel.

C. T. Elvey. Photometry of the Gegenschein. Astrophys. Journ. 77, 56—62, 1933, Nr. 1. Die von Verf. a. a. O. 75, 424—426, 1932, Nr. 5, beschriebene Untersuchungsmethode mittels photoelektrischem Photometer wird ausführlicher mitgeteilt. Die Beobachtungsergebnisse längs einem Stundenkreis für zwei weitere Tage, aus denen die Trennung von Streulicht und Gegenschein ersichtlich, gibt Fig. 1. Die daraus gewonnene Isophotendarstellung mit zugehöriger Ekliptiklage für September 25, 28 und Oktober 1 ist wiedergegeben. Die Isophote der Nullintensität ist unsicher. Anschluß an zwei Vergleichssterne ermöglicht die Umrechnung in Größenklassen (m_{ph}). für genannte drei Tage sind die Gesamtintensitäten +0,52, —0,06 und —0,28 bzw. die Zentralintensitäten pro Quadratgrad 6,54, 6,51 und 6,22 m_{ph} .

Süttlele.

A. Pfeiffer. Strahlungsprobleme und Strahlungsmessung in der Meteorologie. Feinmech. u. Präzision 41, 21—25, 1933, Nr. 2. (Vortrag D. Ges. f. Mech. u. Opt. 1932.)

H. Ebert.

A. Sinjagin. Die Lage der Polarisationssebene am Himmelsgewölbe. Gerlands Beitr. 38, 66—96, 1933, Nr. 1. In früheren Arbeiten hatte der Verf. analytische Ausdrücke für die Richtungen der Polarisationssebene an verschiedenen Punkten des Himmels („Stromlinien“) und für die Linien gleicher Polarisationswinkel („Isoklinien“) angegeben. Auf Grund dieser Formeln leitet er nun allgemeine Eigenschaften der Isoklinien, die ihnen unabhängig vom Sonnenstand zukommen, ab, entwirft Polarisationskarten für die Sonnenhöhen 0, 30, 45, 60 und 89° und untersucht für alle Sonnenhöhen die Neutrallinie und die Linie des Polarisationswinkels 90°. Das Verhältnis des Gebietes mit positiver

Polarisation zu dem mit negativer in Abhängigkeit von der Sonnenhöhe wird abgeleitet und zum Schluß eine Berichtigung der früheren Arbeit gegeben.

Ferd. Steinhauser.

W. E. Knowless Middleton. *The Measurement of Visibility at Night.* Trans. Roy. Soc. Canada (3) 26, Sekt. III, 25—33, 1932. Der Verf. gibt nähere konstruktive Angaben über einen Apparat zur Sichtmessung bei Nacht, worüber im ersten Teil der Arbeit bereits berichtet wurde (s. diese Ber. 12, 1039, 1931). Die Messung geschieht durch Vergleich einer Lichtquelle sehr kleiner Kerzenstärke (10^3 bis 10^{-4}) mit einer fernen Lichtquelle, die durch einen Keil mit bekanntem Absorptionskoeffizienten beobachtet wird. Vor der Vergleichslampe ist eine Blende mit einem Durchmesser von 0,04 mm angebracht; die erforderlichen Justierungen sind leicht durchführbar und brauchen nicht wiederholt zu werden. Die Eichung wird durch Beobachtung von Sternen verschiedener Größenordnung in klaren Nächten vorgenommen. Die Fehler betragen 0,12 bis 0,27 %; die Methode reicht bei der Bestimmung der Durchsichtigkeit der Atmosphäre für meteorologische Zwecke völlig aus. Die abgeleiteten Formeln können ferner zur Vorausberechnung der Sichtbarkeit von Leuchtbaken für den Flugverkehr verwendet werden, wenn die Kerzenstärke bekannt ist. Es folgen Ergebnisse über Sichtbarkeitsmessungen bei verschiedener Bewölkung, Nebel, Dunkelheit und Mondschein.

Dietsch.

F. Link. *Théorie photométrique des éclipses de Lune.* C. R. 196, 251—253, 1933, Nr. 4. Photometrierung von Mondfinsternissen wird zur Strukturuntersuchung der oberen Atmosphäre als geeigneter gegenüber der Refraktions- und Absorptionstheorie bezeichnet. Mit den Luftdichten von *Humphrey* werden die Horizontalrefraktionen und deren Änderungen mit der Höhe und der Luftmasse für jedes Kilometer zwischen 2 und 40 km berechnet. Die Bestimmung der Schattendichte wird auf die Schattenbildung einer punktförmigen Lichtquelle zurückgeführt. Die Formel für den Refraktionseffekt ist mitgeteilt. Die Theorie liefert die beobachtete Aufhellung des zentralen Teils und die graue Tönung der Randpartien. Die Strukturfolgerungen ergeben sich aus einem Diagramm zwischen dem Unterschied der von *Danjon* und Verf. beobachteten Dichten und den theoretischen Werten (Ordinaten) und den zugehörigen Luftmassen (Abzissen). Das Verhalten des blauen Teils des Spektrums spricht für die Existenz einer absorbierenden Schicht in 150 km Höhe mit einer Dichte von 0,04, das des grünen und roten Teils ergibt eine Abnahme der Absorption in der Ozonschicht bei 20 km Höhe.

Sättele.

G. Rougier. *Sur les variations de l'absorption atmosphérique.* C. R. 195, 363—365, 1932, Nr. 5. Es werden photometrische Messungen des Mondes, die am Observatorium Straßburg ausgeführt sind, diskutiert und darauf hingewiesen, daß die Benutzung eines mittleren Transmissionskoeffizienten für die Atmosphäre nicht statthaft ist. Die mitgeteilte Tabelle der atmosphärischen Durchsichtigkeit beweist die große und verhältnismäßig rasche Veränderlichkeit der atmosphärischen Trübung.

R. Mügge.

H. E. Beckett and A. F. Dufton. *A photographic method of determining daylight factors and periods of insolation.* Journ. scient. instr. 9, 158—164, 361, 1932, Nr. 5 u. 11. Es wird eine photographische Methode beschrieben und ein Versuchsergebnis beigelegt, mit der die Verteilung des in geschlossene Räume eindringenden Tageslichtes aufgenommen werden kann. Mittels einer Lochkamera wird die auf ein Fenster wirkende Helligkeit auf einem vertikalen Zylinder photographiert. Methoden zur Berechnung der wirksamen Flächen werden angegeben.

v. dem Borne.

H. Haalek und A. Ebert. Eine elektromagnetische Messungsmethode mit Elektrodenverlegung zur Aufsuchung von Leitfähigkeitsunterschieden im Untergrund. *ZS. f. Geophys.* 8, 409—419, 1932, Nr. 8. (Vortrag 10. Tagung D. Geophys. Ges. Leipzig 1932.) Ein bereits seit längerer Zeit entwickeltes elektromagnetisches Aufschluß-Meßverfahren ist auf seine praktische Anwendbarkeit untersucht worden. Die sehr übersichtliche und in der Empfindlichkeit dem Objekt anpassungsfähige Meßanordnung erweist sich als unabhängig von den Schwankungen der Stromstärke, den Übergangswiderständen und auch fast gänzlich von der Frequenz. Aus Kurven, in denen nur die Spuleneigungen als Funktion des Elektrodenabstandes aufgetragen werden, lassen sich sowohl Tiefe wie Schichtdicke verschieden leitfähiger Substanzen ermitteln. Zum Vergleich mit einer Reihe von Meßresultaten sind auch die Bohrprofile wiedergegeben, wodurch die Anwendungsmöglichkeiten u. a. auf Braunkohle und Eisenerzlager und ihre Grenzen dargelegt werden. *Schmerwitz.*

Max Müller. Die experimentelle Bestimmung der Reaktionsgeschwindigkeit aktiver elektrischer Vorgänge im Erdboden. *ZS. f. Geophys.* 8, 423—425, 1932, Nr. 8. (Vortrag 10. Tagung D. Geophys. Ges. Leipzig 1932.) Es wird ein Programm eines elektrischen Aufschluß-Meßverfahrens skizziert. Praktische Untersuchungen werden erwähnt; genauere Angaben über die experimentellen Bestimmungen sind nicht enthalten. *Schmerwitz.*

J. H. Jones. The Diffraction of Elastic Waves at the Boundaries of a Solid Layer. *Proc. Roy. Soc. London (A)* 137, 325—343, 1932, Nr. 832. Es wird über seismische Untersuchungen an einem Kalksteinlager berichtet. Das Kalksteinlager ist von Medien umgeben, deren Geschwindigkeiten für elastische Wellen größer sind als die des Kalksteins. Es wird angenommen, daß die Vorläufer auf Beugungserscheinungen zurückzuführen sind. Eine Rechenmethode zur Tiefenbestimmung wird angegeben. Seismogramme, die in 4 bis 8 km Entfernung aufgenommen worden sind, sind wiedergegeben. *W. Schneider.*

B. Gutenberg, Harry O. Wood and John P. Buwalda. Experiments testing seismographic methods for determining crustal structure. *S.-A. Bull. Seismol. Soc. Amer.* 22, 185—246, 1932, Nr. 3. Es werden die Vorgänge bei der Brechung und Reflexion seismischer Wellen kurz behandelt und Methoden für die Tiefenbestimmung von Schichtdicken angegeben. Eine Reihe von seismographischen Messungen ist an einigen geologisch interessanten Stellen ausgeführt und die Tiefen der einzelnen Schichten bestimmt worden. Eine Anzahl Seismogramme vervollständigt die Abhandlung. *W. Schneider.*

A. O. Rankine. On the representation and calculating of the results of gravity surveys with torsion balances. *Proc. Phys. Soc.* 44, 465—473, 1932, Nr. 4 (Nr. 244). Es wird vorgeschlagen, in die Grundgleichung der Eötvösschen Drehwaage, $C_\alpha = \frac{1}{2} K_1 (2 U_{xy} \cos 2\alpha - U_\Delta \sin 2\alpha) + K_2 (U_{yz} \cos \alpha - U_{xz} \sin \alpha)$, die Absolutwerte G , R und die Azimute φ , ϑ von Gradient und Krümmungsgröße einzuführen und die neue Form der Grundgleichung, $C_\alpha = \frac{1}{2} K_1 R \sin 2(\vartheta - \alpha) + K_2 G \sin(\varphi - \alpha)$, zur Auswertung der Drehwaageplatten zu benutzen. Ferner wird angedeutet, wie die Besselsche Reduktion und die topographische Reduktion der Größen G , R , φ , ϑ direkt vorgenommen werden kann, ohne daß man erst die Größen U_{xy} , U_Δ , U_{yz} , U_{xz} reduziert. *K. Jung.*

Geophysikalische Berichte

A. Schmauss. Albert Wigand †. Gerlands Beitr. 38, 121—124, 1933, Nr. 2.

Annual Report of the Director of the Mount Wilson Observatory. S.-A. Year Book Nr. 31, for the year 1931—32, S. 135—171, 1932.

Annual Report of the Director of the Department of Terrestrial Magnetism. S.-A. Year Book Nr. 31, for the year 1931—32, S. 223—277, 1932.

H. Ebert.

F. Linke. Einfluß geophysikalischer Vorgänge und Zustände auf den menschlichen Organismus. ZS. f. Geophys. 9, 62—63, 1933, Nr. 1/2. (Vortrag 10. Tag. D. Geophys. Ges., Leipzig 1932.) Der Zusammenhang zwischen Medizin und Biologie einerseits und Meteorologie und Geophysik andererseits wird in seiner Problemstellung kurz angeschnitten. Meteorologische und biologische Vorgänge können durch Statistik und Korrelation erfaßt werden. Lufterlektrische Erscheinungen, radioaktive Emanation und Strahlung des Bodens, die Wüschelrute und ähnliche vielfach noch ungeklärte Fragen werden in diesem einleitenden Vortrag behandelt.

Fritz Hünsch.

F. Hopfner. Darstellung einer gebietsweise harmonischen Funktion durch eine harmonische Funktion. ZS. f. Geophys. 9, 77—81, 1933, Nr. 1/2. (Vortrag 10. Tag. D. Geophys. Ges., Leipzig 1932.) Es werden die Voraussetzungen klargestellt, unter denen die Entwicklung für das äußere Potential in das Masseninnere fortgesetzt werden kann.

Hopfner-Wien.

O. Meisser. Das logarithmische Dekrement von Pendeln. ZS. f. Geophys. 9, 88—90, 1933, Nr. 1/2. (Vortrag 10. Tag. D. Geophys. Ges., Leipzig 1932.) An verschiedenen neugebauten Schwebependeln aus Quarzglas wurde das logarithmische Dekrement bestimmt und zum Vergleich zwischen Beobachtung und Rechnung eine Vorausberechnung dieser Größe durchgeführt. Für letztere wurde ein von Klemenčič früher angegebener Ansatz benutzt. Experimenteller Befund und Rechnung stimmten gut überein. Die Dekremente der neuen Pendel liegen unter dem von Sterneckpendeln ($1,3 \cdot 10^{-4}$) bei normalem Luftdruck. Die gute Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung gestattet Schlüsse auf die Verkleinerung des Dekrements, die eintritt, wenn das Medium Luft, in dem die Pendel schwingen, durch Wasserstoff ersetzt wird. Für die Gasreibung bei gleichem Druck und Temperatur ergibt sich im Gegensatz zu dem von Schuler gefundenen Wert von $\frac{1}{14}$ der Wert von $\sim \frac{1}{5,4}$.

W. Keil.

M. Schuler. Bemerkungen zu dem Aufsatz von G. Schmerwitz: „Einfluß der Schneidenlagerung auf die Meßgenauigkeit geophysikalischer Instrumente“. ZS. f. Geophys. 9, 60—61, 1933, Nr. 1/2. Kurze Ausführungen über Konstruktionsdaten von Pendeln, die der Forderung eines möglichst geringen Einflusses der Schneidenabnutzung entsprechen.

K. Jung.

H. Martin. Die Genauigkeit von Pendelkontakten und der Einfluß des Steigrades einer Pendeluhr auf die Schwingungsdauer des Pendels. ZS. f. Geophys. 9, 83—87, 1933, Nr. 1/2. (Vortrag 10. Tag. D. Geophys. Ges., Leipzig 1932.) Mit einer früher beschriebenen Einrichtung (ZS. f. Geophys. 8, 209, 1932), bei der neuerdings die Kontaktstimmgabel durch eine Röhrenstimmgabel ersetzt wurde, hat Verf. die Genauigkeit von Pendelkontakten untersucht. Unter günstigsten Arbeitsbedingungen soll sich mit dem Verfahren ein Pendelkontakt mit einer Genauigkeit von $3 \cdot 10^{-6}$ sec beobachten lassen. Es zeigt sich bei dieser Genauigkeit, daß an Pendeluhren mit Radhemmung die Un-

regelmäßigkeiten in der Teilung des Steigrades von Einfluß auf die durch das Pendel ausgelösten Kontakte sind. Andererseits ist ohne höchste mechanische Anforderungen ein Pendelkontakt herstellbar, dessen Genauigkeit einige 10^{-5} beträgt, wenn Fehler außer Betracht bleiben, die aus Änderungen einzelner Schwingungsdauern des Pendels folgen. *W. Keil.*

H. Fuss. Ein neuer Pendelkreis der Askania-Werke A.-G., Berlin-Friedenau. *ZS. f. Instrkde.* 53, 152—159, 1933, Nr. 4. *H. Ebert.*

H. Haalek. Bericht über den gegenwärtigen Stand der Entwicklung des statischen Schweremessers. *ZS. f. Geophys.* 9, 81—83, 1933, Nr. 1/2. (Vortrag 10. Tag. D. Geophys. Ges., Leipzig 1932.) Ein verbesserter, auf dem Barometerprinzip beruhender, statischer Schweremesser wurde im Frühjahr 1931 fertiggestellt. An sechs ungefähr gleichabständigen Meßpunkten längs der Strecke Potsdam—Treuenbrietzen (37 km) wurden mehrfach Versuchsmessungen vorgenommen. Als mittlerer Fehler ergab sich zunächst etwa ± 10 Milligal. Der nachteilige Einfluß der Transporterschütterungen ließ sich durch Umbau der Ablesevorrichtung wesentlich vermindern. Nach dieser Änderung betrug der mittlere Fehler nur noch etwa $\pm 4,5$ Milligal. Weitere Versuche, auch Messungen zur See, sind in Aussicht genommen. *K. Jung.*

A. Pfeiffer. Die Temperaturabhängigkeit des Haarhygrometers. *Gerlands Beitr.* 38, 196—201, 1933, Nr. 2. Verf. stellt an Haarhygrometern mit Messinggehäuse einen Temperatureinfluß auf die Anzeige fest. Der Einfluß ist abhängig von der relativen Feuchtigkeit und verschwindet bei 100%. *H. Ebert.*

H. Ebert und A. Pfeiffer. Über die Wirkungsweise des Psychrometers und ihre Erklärung. *S.-A. Gesundh.-Ing.* 56, 109—114, 1933, Nr. 10. Im Anschluß an eine Arbeit von Bongards (s. *Phys. Ber.* 14, S. 262) wird die Frage nach der Wirkungsweise des Psychrometers grundlegend behandelt. Es wird eine Korrekionsgröße berücksichtigt, die die äußere Wärmezufuhr und den Wasserverbrauch umfaßt. Durch Einführung der Lewischen Kenngröße (Quotient aus der Temperaturleitzahl der Luft und dem Diffusionskoeffizienten) wird die Betrachtungsweise vereinfacht und zugleich gezeigt, daß die Grossmannschen Anschauungen, wonach die an der Wärmebildung teilnehmende Luftmasse größer sei als die wasseraufnehmende, nicht richtig sein kann. Besondere Versuche sind zum Beleg durchgeführt. Der Bongards'sche thermodynamische Beweis zur Stütze der Grossmannschen Anschauung wird widerlegt. Zum Schluß folgt eine Bemerkung über windschnittige Form des Gefäßes befeuchteter Thermometer. *H. Ebert.*

F. J. W. Whipple. The wet-and-dry-bulb hygrometer: The relation to theory of the experimental researches of Awbery and Griffiths. *Proc. Phys. Soc.* 45, 307—319, 1933, Nr. 2 (Nr. 247). Nach einer ausführlichen Ableitung der Augustschen Formel (lediglich Berücksichtigung des Temperaturausgleiches und Verdampfung des Wassers) und der Taylorschen (Annahme einer nicht turbulenten Grenzschicht um das befeuchtete Thermometer, durch die hindurch der Wärmeaustausch stattfindet) wird an Hand der gefundenen Formel und der Versuchsergebnisse von Awbery und Griffiths (s. *Phys. Ber.* 13, 1060, 1932) eine neue Feuchtigkeitstabelle aufgestellt. Es wird darauf hingewiesen, daß der Faktor bei der Temperaturdifferenz in der Psychrometerformel (abgesehen von dem Totaldruck bzw. Barometerstand) sehr schwankt, Abhängigkeit von der psychrometrischen Differenz zeigt, aber auf den numerischen Wert der relativen Feuchtigkeit keinen wesentlichen Einfluß hat. *H. Ebert.*

J. F. Townsend. A home-made electrically-driven psychrometer. *Science (N. S.)* **77**, 241—242, 1933, Nr. 1992. Es wird ein Psychrometer beschrieben, dessen beide Thermometer von einem senkrecht zur Achse stehenden Luftstrom getroffen werden. Ein Vergleich mit anderen Methoden zeigt die Brauchbarkeit der Anordnung.
H. Ebert.

Rud. Loewenstein. Freilaufeichung von Flügelrad-Anemometern für kleine Geschwindigkeiten. *ZS. d. Ver. d. Ing.* **77**, 177—178, 1933, Nr. 7. Ausgehend von der bisher hauptsächlich benutzten Eichmethode mit einer sogenannten Rundlaufeichapparatur, bei der der Mitwind eine große Rolle spielt, wird hier ein Verfahren zur Eichung von Anemometern bei kleinen Geschwindigkeiten beschrieben, bei dem die Apparatur in einem Luftschacht mit einer bestimmten Geschwindigkeit auf- und abwärts bewegt wird. Temperatureinflüsse und Fehler, die infolge nicht genügender Abdichtung des Schachtes auftreten, werden diskutiert. Die Eichergebnisse werden mit den Eichungen vor einer Normdüse verglichen, von denen sie erheblich abweichen. Die bisher erreichte Genauigkeit von 1% läßt sich noch weiter steigern.
Fritz Hänsch.

G. Fanselau. Ein neuer Schwingungsmesser. *ZS. f. Geophys.* **9**, 93—98, 1933, Nr. 1/2. (Vortrag 10. Tag. D. Geophys. Ges., Leipzig 1932.) Das beschriebene Gerät verdankt seine Entwicklung den Bedürfnissen der erdmagnetischen Meßtechnik, ist aber auch für andere Zwecke brauchbar. Es gewährleistet eine Meßgenauigkeit der einfachen Zeitbestimmung von 10^{-3} sec, so daß bei geophysikalischen Messungen die Meßzeiten vielfach außerordentlich abgekürzt werden können. Es arbeitet nach dem Grundsatz, daß der schwingende Körper beim Durchgang durch die Nullage einen Photokontakt betätigt, der ein Zählwerk steuert, das zusammen mit dem Zifferblatt einer stimmgabelgesteuerten Synchronuhr zu Beginn und am Ende der Messung fotografiert wird.
W. Keil.

J. E. Shrader. The tri-dimensional vibrograph. *Journ. Franklin Inst.* **215**, 455—469, 1933, Nr. 4. Der Schwingungsmesser ist ein Seismograph und gestattet, Schwingungswege durch die Relativbewegung zwischen der Masse und dem Instrumentgehäuse nach allen drei Komponenten gleichzeitig durch Lichtzeiger photographisch oder mit rotierendem Spiegel zu messen. Die Filmgeschwindigkeit beträgt bis zu 30 cm/sec, die Zeitmarkierung erfolgt durch einen elektromagnetisch betriebenen Unterbrecher. Die Vergrößerung beträgt etwa 300, und die Dämpfung für die Eigenschwingung des Gerätes ist so eingestellt, daß der Meßfehler bei den in Frage kommenden Frequenzen höchstens 6% beträgt. Es werden einige mit dem Meßgerät ausgeführte Registrieraufnahmen wiedergegeben.
Johannes Kluge.

Lewis F. Richardson. Third-order aberrations of seismograph springs. *Month. Not. Geophys. Suppl.* **3**, 125—131, 1933, Nr. 3. Im Anschluß an eine Veröffentlichung von Wilip in *Gerlands Beitr.* **6**, Heft 4, 1928, behandelt der Verf. die verschiedenen Fehler, die bei Vertikalseismographen durch die Spiralfedern entstehen können.
W. Schneider.

G. R. Wait. The Aitken pocket nuclei-counter. *Gerlands Beitr.* **37**, 429—439, 1932, Nr. 4. Zur Richtigstellung von Mißverständnissen von Aitkens Angaben über das Verhältnis der in seinem Kernzähler gefundenen Kondensationskerne zu den in freier Luft vorhandenen stellt der Verf. die Gleichung auf, nach der sich aus den Dimensionen der Kernzähler diese Verhältniszahl für die Einstellung auf die verschiedenen Verdünnungsmarken berechnen läßt. Andererseits wird auch angegeben, wie die Verdünnungsmarken anzubringen wären, wenn die Verhältniszahl konstant gewählt werden soll. Zur Klärung der Frage, ob die beim mehrmaligen Pumpen niederfallenden Kerne aus dem Pumprohr in die

Kammer zurückgebracht wurden oder schon in der Kammer verteilt waren und beim ersten Pumpzug nicht ausgefallen waren, wurden Parallelversuche mit einem gewöhnlichen und mit einem modifizierten Instrument gemacht, die die Richtigkeit der Annahme, daß nicht alle Kerne beim ersten Pumpzug niedergeschlagen werden, bestätigten und den prozentuellen Ausfall bei den einzelnen aufeinanderfolgenden Pumpzügen feststellen ließen. Weiter wurde auch festgestellt, daß nicht prozentuell gleich viel Kondensationskerne in der Kammer wie im Pumprohr sich niederschlagen.

Ferd. Steinhäuser.

Friedrich Nölke. Kritische Rechtfertigung der Kontraktionshypothese. Gerlands Beitr. 38, 172—194, 1933, Nr. 2. Der Verf. sucht die Haupteinwände gegen die Kontraktionshypothese als teils durch Beobachtungen nicht bestätigt und teils der Hypothese wesensfremd zu widerlegen. Er bespricht die Einwände, die sich stützen auf die Unzulänglichkeit einer Abkühlung der Erde und thermische Hypothesen, die Unmöglichkeit einer Erhitzung des Erdinnern, einer weiteren Dichtezunahme, auf die ungleichmäßige Verteilung der Faltungen der Erdkruste, auf die der Festigkeit der Gesteine widersprechende Gewölbspannung, auf die Tatsache der Isostasie, auf die Schwierigkeit einer Annahme von Blockkontinenten, auf die Krustenverschiebung, Kontinentaldrift, Rhythmus der tektonischen Vorgänge, Niveauänderungen, Zerrungserscheinungen in der Kruste, Gebirgszonen, Blockverschiebungen, Faltungsintensität, örtliche Faltungseigentümlichkeiten, ungefalteten Untergrund, Deckenschub und Oszillationen. *Ferd. Steinhäuser.*

L. Courvoisier. Ableitung der Bahngeschwindigkeit der Erde aus der auf Grund der Lorentz-Kontraktion (Zeigerstabversuch) bestimmten Absolutbewegung. Astron. Nachr. 247, 105—118, 1932, Nr. 5910. Nach H. A. Lorentz müßte die Erde in ihrer Bewegung relativ zum ruhenden Lichtäther eine Kontraktion erleiden, die für jeden Ort der Erdoberfläche eine periodische Lotschwankung zur Folge hätte. Durch Verfeinerung der Apparatur des vom Verf. schon früher angestellten Zeigerstabversuchs soll es gelungen sein, die Geschwindigkeit der Erde in ihrer Bahn um die Sonne nachzuweisen und zu messen.

Kohler.

R. Tomasehek und W. Schaffernicht. Über die Frage der Nachweisbarkeit einer Lorentz-Kontraktion der Erde. Astron. Nachr. 248, 1—8, 1932, Nr. 5929. Mit Hilfe des Bifilargravimeters lassen sich tägliche Schwankungen der Schwerkraft, die in ihrer Amplitude über die durch die Wirkung von Sonne und Mond zu erwartenden Werte hinausgehen, nicht nachweisen. Ein Interferenzgravimeter führt zu denselben Ergebnissen. Die Verff. stellen fest, daß kein Einfluß der kosmischen Bewegung der Erde vorhanden ist, der 10^{-8} g überschreitet. *Kohler.*

Robert Schwarz. Künstliche Umwandlung von Feldspat in Kaolin. Naturwissensch. 21, 252, 1933, Nr. 13. Die Hypothese des Verf. über die Umwandlung des Feldspats in Kaolin, nach welcher dieser Vorgang in der Natur in zwei Stufen verläuft, von denen die erste in einer durchgreifenden hydrolytischen Spaltung besteht, der sich eine Synthese der Verbindung $\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{SiO}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ anschließt, ist bisher nur für den zweiten Teil dieser Reaktion nachgeprüft worden. Neuerdings gelang es dem Verf., auch den ersten Teil derselben experimentell zu verfolgen, da durch Behandlung von Feldspat mit verdünnten Mineralsäuren in einer Druckombe bei 300° während etwa 250 Stunden Kaolin erhalten wurde. Da das gleiche Ergebnis mit Leucit als Ausgangsmaterial erhalten wurde, ist zu schließen, daß für die Bildung des Kaolins die Konstitution des Feldspats unwesentlich ist. Die natürliche Bildung des Kaolins bei vulkanischen und postvulkanischen Vorgängen scheint demnach unter dem Einfluß von überhitzten wässrigen Mineralsäuren aus Alkalialuminiumsilikaten zu erfolgen.

v. Steinwehr.

W. Vogt. Radioaktive Gesteinsuntersuchungen mit dem Geiger-Müllerschen Zählrohr. Phys. ZS. **34**, 79—82, 1933, Nr. 2. Es wird eine Methode beschrieben, mit Hilfe des Geiger-Müllerschen Zählrohres die Radioaktivität von Gesteinen zu untersuchen. Der mittlere Fehler beträgt bei einer Meßreihe von sechs Stunden $2,5 \cdot 10^{-17}$ g Radium im g Gestein, ist also für die gewöhnlich vorkommenden Gesteine annehmbar. Die Methode hat vor der bisher allein verwendbaren Emanationsmethode den Vorteil großer Einfachheit. Es wird ein selbsttätiges Zählwerk beschrieben, das mit geringster Verstärkung auskommt (eine Verstärkerröhre mit 3 mA Anodenstrom), und es werden einige Erfahrungen über das Arbeiten mit dem Geiger-Müllerschen Elektronenzählrohr mitgeteilt.

K. W. F. Kohrausch.

Forrest Western and Arthur R. Ruark. Actino-uranium and the Geologic Time Scale. Phys. Rev. (2) **43**, 205—207, 1933, Nr. 3. Es hat derzeit den Anschein, als ob die Ac-Reihe ihren Ursprung in einem oder zwei langlebigen Uran-Isotopen habe; nach den Versuchen O. Hahns, wahrscheinlich nur in einem (U^{235}), das der unmittelbare Vorgänger von UY ist. Mit dieser letzteren Annahme werden wahrscheinliche Werte der Zerfallskonstante und Häufigkeit dieses Isotopes bestimmt; benutzt werden dazu das Abzweignungsverhältnis B der U- und Ac-Serie, chemische Analyse bestimmter radioaktiver Mineralien, Isotopen-Zusammensetzung des Pb aus solchen Mineralien, Isotopengewicht von Pb^{206} , Pb^{207} , Pb^{208} , Atomgewicht des gewöhnlichen Pb, Th, U; ferner Zerfallskonstante des Th und U. Für die Halbwertszeit des U^{235} wird mit $B = 0,03$ der Wert $3 \cdot 10^8$, mit $B = 0,04$ der Wert $3,96 \cdot 10^8$ Jahre gefunden. Für U^{238} entsprechend 4,58 und $4,60 \cdot 10^9$. Für das Alter der verwendeten Mineralien Karlsruh-Bröggerit und Wilberface-Uraninit wird gefunden 0,81 und 1,04 Billionen Jahre.

K. W. F. Kohrausch.

F. Holweck et P. Lejay. Contribution à la compensation du réseau gravimétrique européen. C. R. **196**, 532—534, 1933, Nr. 8. Mit dem Holweck-Lejay-Pendel Nr. 42 (C. R. **196**, S. 44, 1933; Journ. de phys. et le Radium (7) **3**, S. 178, 1932) wurde auf mehreren französischen, belgischen, italienischen und schweizer Stationen gemessen, die schon früher durch Messungen mit Sterneck-Pendeln in Potsdam an das Potsdamer Schweresystem angeschlossen waren. Die mit diesen Werten vorgenommene Überprüfung der bei den bisherigen Messungen mit dem Holweck-Lejay-Pendel angewandten Methoden und Konstanten fiel zufriedenstellend aus.

K. Jung.

Karl Oltay. Relative Schwerkraftmessungen zwischen Budapest und Wien. Anschluß des ungarischen (Budapester) Gravitationshauptpunktes an den Wiener Opolzerischen Hauptpunkt und an den Hauptpunkt der Wiener Technischen Hochschule. Mitt. d. Ungar. Geodät. Inst. 1932, Nr. 3, 53 S. Die mit großer Sorgfalt an zwei Stationen in Wien ausgeführten Pendelmessungen mit der Referenzstation Budapest ergaben im Potsdamer Schweresystem: Wien, Technische Hochschule (Breite: $48^{\circ} 11' 58,3''$, Länge: $16^{\circ} 22' 25,6''$, Höhe: 167,98 m über der Adria), $g = 980,8624$ cm/sec²; Wien: Sternwarte (Breite: $48^{\circ} 13' 55,3''$, Länge: $16^{\circ} 20' 20''$, Höhe: 236,90 m über der Adria), $g = 980,8504$ cm/sec². Die Veröffentlichung enthält genaue Angaben über die Beobachtungsdaten und Fehlerbestimmungen. *K. Jung.*

F. A. Vening Meinesz. Die Schwerkraft auf dem Meere. ZS. f. Geophys. **9**, 75—76. 1933, Nr. 1/2. (Vortrag 10. Tag. D. Geophys. Ges., Leipzig 1932.) In Ostindien und Westindien wurden auf dem Meere große Abweichungen vom isostatischen Zustand festgestellt, schmale Streifen negativer Anomalien, die wahrscheinlich durch Knickungen der Erdkruste nach innen zu erklären sind, wobei die Oberflächenschicht nach außen gefaltet wurde. Die positiven Anomalien sind allgemein mehr in Feldern, die negativen Anomalien mehr in Streifen anzutreffen.

Von der Flachsee zur Tiefsee nimmt die Anomalie im allgemeinen algebraisch zu. In der Azorengegend wurde ein sehr ausgedehntes Feld positiver Anomalien gefunden. Will man es als stabile Erscheinung deuten, so muß man es als Wirkung einer von horizontalen Druckspannungen in der Erdkruste getragenen Überschufmasse ansehen. Hierbei müssen allerdings Drucke von etwa 10 000 kg/cm² angenommen werden. Eine ausführliche Darstellung folgt im Ergänzungsband von Gerlands Beiträgen zur Geophysik.

K. Jung.

A. Berroth. Über die Messung der Variation der Schwere durch Sonne und Mond unter Berücksichtigung der dynamischen Meereszeiten. Göttinger Nachr. 1932, S. 449—498, Nr. 5. Die vorliegende Veröffentlichung enthält theoretische Untersuchungen über die Gezeitendeformationen des Schwerefeldes, insbesondere über die von den beweglichen Wassermassen hervorgerufenen Wirkungen, die teils aus direkter Anziehung, teils aus elastischer Verbiegung der wechselnd belasteten Erdkruste bestehen. Für das halbtägige Hauptmondglied M_2 , das halbtägige Hauptsonnenglied S_2 , das ganztägige Monddeklinationsglied O und das ganztägige lunisolare Glied K_1 werden die Gezeitenschwankungen aller drei Schwerekomponenten bei starrer Erde, die Höhe der Gleichgewichtszeiten und die Höhe der dynamischen Zeiten eines die ganze Erde bedeckenden Ozeans von 19 300 Fuß Tiefe für alle Breiten berechnet. Für Freiberg i. Sa. (50° 54' nördl. Br.) wird der Einfluß der dynamischen Gezeiten verschieden tiefer, die ganze Erde bedeckender Ozeane in ausführlichen Tabellen und Kurven dargestellt. Auch die Wirkung von Luftdruckänderungen und der Einfluß der Verteilung von Land und Meer werden abgeschätzt. Durch Anwendung der dynamischen Gezeitentheorie auf die Verbesserung der von Schweydar in Freiberg i. Sa. mit Horizontalpendeln und in Potsdam mit dem Trifilargravimeter gemessenen Werte der Glieder M_2 , S_2 , O und K_1 werden diese Werte in bessere Übereinstimmung gebracht. Die Anteile des fluterzeugenden Potentials, der elastischen Massenverschiebung, der elastischen Hebung, der Wassermassen und der Hebung durch die Wassermassen werden ihrer Größe nach angegeben. Nach Berücksichtigung des Einflusses eines die ganze Erde umgebenden Ozeans von 19 300 Fuß Tiefe verbleibt ein Rest, der für alle untersuchten Glieder einer etwa nord-südlich gerichteten periodischen Kippung vom Betrag 0,002'' entspricht. Hierin drückt sich wahrscheinlich der Einfluß der Land- und Wasserverteilung aus.

K. Jung.

Harlan T. Stetson. Variation Effect in Latitude, Correlatable with the Moon. Nature 131, 437, 1933, Nr. 3308. Bezugnehmend auf Nature, Jan. 26, 1929, S. 127, Breitenänderung mit der Mondstellung, werden die beobachteten Breitenschwankungen unter $\frac{1}{10}$ '' der internationalen Breitenstationen Gaithersburg, Cincinnati, Ukiah und Carloforte der Zeit 1909—11 nach Stundenwinkeln für die Deklinationsgruppen -28° bis -12° , -12° bis $+12^\circ$ und $+12^\circ$ bis $+28^\circ$ geordnet. Die Ähnlichkeit dieser Kurven mit den täglichen Gleichgewichts-Gezeitenkurven sprechen für die Hypothese der Erdzeiten. Bemerkenswert ist die Phasenumkehr bei $+$ und $-$ Deklination. Die Größe des Effekts (8—10 mal größer als bisher angenommen) spricht für eine Bewegung der Erdkruste rechtwinklig zur Gravitation. Es wird auf die Verträglichkeit diesbezüglicher Hypothesen mit den Experimenten von Michelson und Gale sowie auf die beobachteten Zenitverschiebungen hingewiesen.

Sättele.

C. Bois. Procédés pour augmenter la période des séismographes destinés à l'inscription de la composante verticale des mouvements du sol. Journ. de phys. et le Radium (7) 4, 18 S—20 S, 1933, Nr. 2. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 334.]

K. Jung.

E. Krenkel. Älteste Orogenesen der Erdkruste. *Naturwissensch.* **21**, 282—285, 1933, Nr. 15. *K. Jung.*

P. A. Loos. Beitrag zur Erklärung der argentinisch-chilenischen Erdbeben zwischen 27. und 33.^o südlicher Breite. I. Teil. *Gerlands Beitr.* **38**, 321—338, 1933, Nr. 3/4.

C. E. Brazier et L. Génaux. Quelques remarques concernant le séisme du 2 mars 1933. *C. R.* **196**, 716—717, 1933, Nr. 10.

Ch. Maurian. Remarques sur la Communication précédente. *C. R.* **196**, 717, 1933, Nr. 10.

J. A. Fleming. The seismological station at the Huancayo Magnetic Observatory in Peru. *S.-A. Bull. Seismol. Soc. America* **22**, 263—269, 1932, Nr. 4. *H. Ebert.*

Harold Jeffreys. A rediscussion of some near earthquakes. *Month. Not. Geophys. Suppl.* **3**, 131—156, 1933, Nr. 3. Die Laufzeiten und die Wellengeschwindigkeiten, die aus Untersuchungen von Nahbeben ermittelt worden sind, werden auf die Fehlerquellen hin untersucht. *W. Schneider.*

K. Lüders. Sediment und Strömung. *Senckenbergiana* **14**, 387—390, 1932, Nr. 6. Nur dort, wo die über eine längere Zeitspanne andauernden gleichbleibenden Strömungsverhältnisse sich den Meeresboden geformt haben und dieser Boden sich zur Zeit nicht mehr verändert, gibt die Sedimentzusammensetzung ein angenähert richtiges Bild der Strömung wieder. Da ein derartiger Gleichgewichtszustand von längerer Dauer wahrscheinlich nicht die Regel ist, wird auch eine Abhängigkeit des vorhandenen Sedimentes von der heutigen Strömung nur in Ausnahmefällen zu erwarten sein. (Schlußwort des Verf.) *K. Jung.*

Chūji Tsuboi. Report on the activity of the Earthquake Research Institute, Tokyo Imperial University, during the year of 1931. (Fifth Report.) *Gerlands Beitr.* **37**, 418—428, 1932, Nr. 4. Aus dem Bericht ist hervorzuheben, daß in Fortsetzung des Programms der Untersuchung des Idu-Erdbebens genaue Vermessungen der horizontalen und vertikalen Verschiebungen vorgenommen wurden, deren Diskussion ergab, daß sechs Landblocks festzustellen sind, die bei dem Erdbeben in Bewegung kamen. Beobachtungen mit einem Tiltometer im Tanna-Tunnel zeigten eine exponentielle Abnahme des täglichen Betrages der Neigung unmittelbar nach dem Erdbeben. Vergleichsregistrierungen im Tanna-Tunnel und an der Erdoberfläche genau darüber mit gleichen Instrumenten zeigten eine Abhängigkeit des Amplitudenverhältnisses von der Periodenlänge der Schwingung, und zwar in gleicher Weise für Oberflächen-, P- und S-Wellen. *Ishimoto* fand in verschiedenen Teilen von Tokyo Beschleunigungen von Perioden 0,3 sec bzw. 0,6 bis 0,7 sec und bringt damit in Zusammenhang die merkwürdige Erscheinung, daß durch das Kwanto-Beben in einem Teil der Stadt die Ziegelhäuser zerstört wurden und die Holzhäuser erhalten blieben, während in anderen Teilen es gerade umgekehrt war. *Tera da* stellte eine Zunahme des Krümmungsradius der Inselbogen auf der Erde mit der geographischen Breite fest. Derselbe Forscher nimmt zur Erklärung der Leuchterscheinungen bei Erdbeben elektrische Entladungen in der oberen Atmosphäre an und glaubt an eine Beziehung im Auftreten von Erdbeben und Gewittern. Weiter wurden Untersuchungen angestellt über das Auftreten von Bebenschwärmen, über ein Kriterium zur Bestimmung der Blockstruktur der Erdkruste und mathematische Untersuchungen über Ausbreitung der Erdbebenwellen am Grunde des Ozeans und über elastische Deformationen der Erdkruste. *Ferd. Steinhauser.*

E. Tams. Einige Korrelationen zwischen seismischer Bodenunruhe in Hamburg und der Brandung in West- und Nordeuropa. ZS. f. Geophys. 9, 23—31, 1933, Nr. 1/2. Für die Zeit vom 20. Januar 1932 bis zum 10. Februar 1932 werden Korrelationen zwischen der mikroseismischen Bodenunruhe in Hamburg und der Brandung an der schottisch-irischen Westküste, der norwegischen Küste, der jütischen Küste und der deutschen Ostseeküste berechnet. Es zeigt sich, daß nur die Brandung an der norwegischen Küste einen ausschlaggebenden Einfluß auf die Bodenunruhe hat. Der Korrelationskoeffizient ist etwas größer als 0,8. In dieser Größe wird er sowohl aus Tagesmitteln als auch aus Einzelbeobachtungen um 7 Uhr und 18 Uhr Weltzeit gefunden. Von ähnlicher Größe ist auch der Korrelationskoeffizient, der bereits früher aus Dekadenmitteln eines größeren Zeitabschnittes bestimmt wurde. Durch Berücksichtigung der Windrichtung kann die Korrelation noch etwas verbessert werden. Die Beziehungen der Brandung mit der Horizontalkomponente der Bodenunruhe sind etwas enger als die mit der Vertikalkomponente. Auch das Anwachsen der Amplitude mit der Periode ist aus dem Beobachtungsmaterial zu erkennen.

K. Jung.

H. Gräfe. Das Nordtiroler Beben vom 8. Oktober 1930. II. Teil. Die Kräfte im Herd des Bebens. ZS. f. Geophys. 9, 31—43, 1933, Nr. 1/2. (Seismische Untersuchungen des Geophys. Inst. Göttingen VIII.) Aus der Richtung der Bodenbewegung beim Einsatz der \bar{P} - und P_n -Welle wird der Bebenvorgang im Herd abgeleitet. Ein Scherungsbruch in einer von OSO nach WNW streichenden, nach SSW steil abfallenden Ebene kann die Beobachtungen erklären. *K. Jung.*

A. Ramspeck. Versuche über Boden- und Gebäudeschwingungen. ZS. f. Geophys. 9, 44—59, 1933, Nr. 1/2. (Seismische Untersuchungen des Geophys. Inst. Göttingen IX.) Wenn man die Vergrößerungsfunktionen eines Gebäudes kennt, so kann man aus den Bodenschwingungen die von ihnen hervorgerufenen Gebäudeschwingungen berechnen. Für den Fall, daß das Gebäude Scherschwingungen ausführt, wird die Vergrößerungsfunktion angegeben. Für einen Spezialfall werden hiermit die gefährlichen Perioden und Beschleunigungen bestimmt; sie ergeben sich zu 0,5 bis 2,0 sec und 250 mm/sec². Diese Werte stimmen mit makroseismischen Erfahrungen überein. Die Vergrößerungsfunktion hängt ab von Eigenperiode und Dämpfungsgrad des Gebäudes und enthält einen mit der Höhe variablen Faktor, der die Änderung der Gebäudeamplitude mit der Höhe ausdrückt. Diesen Faktor kann man durch gleichzeitige Messungen im Keller und in den oberen Stockwerken experimentell bestimmen. Eigenperiode und Dämpfungsgrad erhält man am besten aus der Resonanzkurve des Gebäudes, zu deren Aufnahme das Gebäude durch eine auslaufende Maschine oder durch ein in seinem Gebälk angebrachtes, auslaufendes Schwungrad in Schwingung versetzt wird. Es werden Versuchsergebnisse mitgeteilt. *K. Jung.*

W. A. Zisman. The elastic constants of rocks and their relation to seismic wave speeds. Phys. Rev. (2) 43, 501—502, 1933, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wurden Laboratoriumsmessungen des Elastizitätsmoduls, der Poissonschen Konstante und der Kompressibilität an solchen Gesteinen vorgenommen, deren elastisches Verhalten bereits durch Messung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit seismischer Wellen untersucht war. Es ergab sich befriedigende Übereinstimmung der auf verschiedenen Wegen bestimmten Konstanten. Unstimmigkeiten bei früheren Bestimmungen des Elastizitätsmoduls und der Poissonschen Konstanten kamen daher, daß die Abhängigkeit dieser Konstanten von den mittleren, auf das Gestein ausgeübten Drucken vernachlässigt wurde. Unstimmigkeiten bei der Bestimmung der Kompressibilität kamen von

Fehlern in der einen der Methoden. Die rasche Abnahme der Kompressibilität mit wachsendem Druck hat ihre Ursache in dem Porenvolumen, auch das in den Gesteinen enthaltene Wasser übt einen wesentlichen Einfluß auf ihr elastisches Verhalten aus. *K. Jung.*

A. Schedler und M. Toperczer. Kurzer Bericht über die Verteilung der erdmagnetischen Kraft in Österreich zur Epoche 1930,0. Wiener Anz. 1933, S. 74—77, Nr. 9. *H. Ebert.*

W. Ende und M. H. Gloeckner. Über einen trägheitslosen Flugzeugkompaß. ZS. f. Flugtechn. 23, 603—609, 1932, Nr. 20. Die Ablenkung von Kathodenstrahlen von einigen Hundert Volt Geschwindigkeit in erdmagnetischen Felde ist so groß, daß sie als Maß für die Richtung und Größe dieses Feldes dienen kann. Nach diesem Prinzip wurde ein trägheitsloser Flugzeugkompaß entwickelt. Im ersten Teil der Arbeit werden die Grundlagen und Grenzen des neuen Gerätes behandelt und die technische Ausführungsform eines bereits im Flugzeug erprobten „Elektronenstrahl-Kompasses“ beschrieben. Im zweiten Teil werden die Ergebnisse mitgeteilt, welche die Erprobung des Gerätes im Flugzeug, insbesondere als Führerkompaß, geliefert hat. Aus den Untersuchungen geht hervor, daß der neue Kompaß für die navigatorischen Zwecke im Flugzeug geeignet ist. *Ende.*

A. Nippoldt. Bericht über die deutschen geomagnetischen und geoelektrischen Beobachtungen während des internationalen Polarjahres 1932/33. ZS. f. Geophys. 9, 90—92, 1933, Nr. 1/2. (Vortrag 10. Tag. D. Geophys. Ges., Leipzig 1932.) Trotz der Beschränktheit der geldlichen Hilfsmittel werden anlässlich des Internationalen Polarjahres von Deutschen Forschungsstellen teils aus privaten Mitteln Beobachtungen durchgeführt. Die einzelnen Arbeitspläne, Ort und Einrichtung der Stationen sowie Eingliederung der Untersuchungen in das Gesamtprogramm sind hier kurz und übersichtlich zusammengestellt. *Schmerwitz.*

T. Schlomka. Zur physikalischen Theorie des Erdmagnetismus. ZS. f. Geophys. 9, 99—109, 1933, Nr. 1/2. (Vortrag 10. Tag. D. Geophys. Ges., Leipzig 1932.) Die bisherigen Versuche zur Erklärung des Erdmagnetismus lassen sich zu drei Gruppen zusammenfassen: 1. Die Permantheorie. Ihre großen Schwierigkeiten liegen in der Magnetisierung des Erdinneren, da in einer Tiefe von etwa 100 km ab die Temperaturen viel zu hoch sind und in der oberen Schicht die Magnetisierbarkeit zu schwach ist, um das Bestehen eines Magnetismus in der erforderlichen Größe zu gewährleisten. 2. Die Stromtheorie. Hier würden zwar sehr kleine Wanderungsgeschwindigkeiten freier Elektronen oder Ionen in der Erdoberfläche genügen, um ein Magnetfeld in der Größe des Erdfeldes zu erklären, jedoch ist die Grundannahme als unmöglich anzusehen. Eine von Ampère stammende Theorie scheidet an der Forderung zu hoher Spannungen, die längs eines Parallelkreises bestehen müßten. Auch erweist sich die von derartigen Strömen erzeugte Joulesche Wärme beim Vergleich mit anderen bekannten Werten, z. B. der Ausstrahlung der Erde, als viel zu hoch. 3. Die Rotationstheorien. Diese sind am zahlreichsten vertreten; sie liefern jedoch alle das Magnetfeld um viele Zehnerpotenzen zu klein. Nur eine Abänderung der elektrodynamischen Grundgesetze, bei der die abstoßende Kraft zweier Protonen von der abstoßenden Kraft zweier Elektronen in gleicher Entfernung verschieden ist, läßt sowohl die Gravitation als elektrische Differenzkraft und zugleich das Magnetfeld der Erde und Sonne auch dem Größenbetrag nach gut erklären. Das Verhältnis der Kraft zwischen zwei Protonen zu der zwischen zwei Elektronen

und zu der zwischen Proton und Elektron beträgt: $(1 + \alpha) : (1 + \beta) : 1$. Durch Vergleich mit dem Gravitationswert und dem des magnetischen Erdfeldes ergibt sich α und β in der Größenordnung 10^{-19} . *Schmerwitz.*

J. B. Ostermeier. Eine hochempfindliche magnetische Feldwaage. *ZS. f. Geophys.* 9, 109—118, 1933, Nr. 1/2. (Vortrag 10. Tag. D. Geophys. Ges., Leipzig 1932.) In mehr als zwölfjähriger Versuchsarbeit wurde eine magnetische Feldwaage zur Bestimmung der Vertikalintensität entwickelt. Über sämtliche den Praktiker interessierenden Einzelheiten und Neuerungen, z. B. Temperatur-Kompensation, Rubin-Schneidenlagerung, gleichzeitige visuelle und photographische Ablesung ist ausführlich berichtet. *Schmerwitz.*

S. Morris Bower. Summer Thunderstorms. *Nature* 131, 473, 1933, Nr. 3309. In einer kurzen Bemerkung wird erwähnt, daß für England genaue Daten über Gewitter und die zugehörigen Begleiterscheinungen gesammelt werden. *Schmerwitz.*

Mlle G. Homery. Déclinaison magnétique sur l'ensemble du Globe. *C. R.* 196, 797—800, 1933, Nr. 11. Abdruck einer Weltkarte der magnetischen Deklinationswerte für Januar 1931 und der jährlichen Variation mit kurzen Erläuterungen. *Schmerwitz.*

Ch. Maurain. Remarques au sujet de la Note précédente. *C. R.* 196, 800—801, 1933, Nr. 11. Bemerkungen über die organisatorische Einordnung der von G. Homery durchgeführten Kartenbearbeitung in das Arbeitsgebiet des französischen erdmagnetischen Zentralbüros. *Schmerwitz.*

L. Eblé et G. Gibault. Valeurs des éléments magnétiques à la station du Val-Joyeux (Seine-et-Oise) au 1. janvier 1933. *C. R.* 196, 804, 1933, Nr. 11. Kurze Mitteilung der Absolutwerte und der Säkularvariation der erdmagnetischen Elemente der genannten Station. *Schmerwitz.*

J. Bartels. L'activité du magnétisme terrestre et ses relations avec les phénomènes solaires. S.-A. Inst. Carnegie de Washington 1932, 12 S. Die statistischen Beziehungen zwischen dem Erdmagnetismus und den Sonnenphänomenen sind so eng, daß eine quantitative Erörterung, wie sie in dem vorliegenden Artikel gegeben wird, auch in anderer Beziehung, wie z. B. für das Studium der Ausbreitung elektrischer Wellen, von Bedeutung ist. Die tägliche Registrierung der magnetischen Aktivität, so wie sie durch die charakteristischen Ziffern gegeben wird, zeigt periodische Sonneneinflüsse von 27 Tagen, die an bestimmte Gebiete der Sonne geknüpft sind. Diese Einflüsse können nur sehr ungenau mit der Sonnenfleckenzahl in Zusammenhang gebracht werden. Diese und die jährliche Periode werden auf Grund neuer monatlicher Mittel der Aktivität untersucht. Die Beziehung zwischen dem Erdstrom und dem Kurvenverlauf der täglichen magnetischen Variation an ruhigen Tagen wird an einem Beispiel gezeigt. *Schmerwitz.*

O. H. Gish. Les courants électriques naturels de l'écorce de la terre et leur rapport avec le magnétisme terrestre. S.-A. Inst. Carnegie de Washington 1932, 21 S. Seit etwa 50 Jahren sind Erdstromuntersuchungen betrieben worden, deren wichtigste Ergebnisse aufgezählt werden. Die Größe des Erdstromes reicht nicht aus zur Erklärung des magnetischen Erdfeldes. Die täglichen Variationen lassen sich ebenso wie die des magnetischen Feldes auf elektrische Strömungen in der hohen Atmosphäre zurückführen. Plötzliche unregelmäßige Störungen (sogenannte Gewitter) bei den Erdstromregistrierungen werden als Ursachen für die gleichartigen magnetischen Erscheinungen angesehen. Die Variation der Erdströme, des Erdmagnetismus und des Nordlichtes zeigen 27-tägige

periodische Erscheinungen in Beziehung zur Umlaufzeit der Sonnenflecken. Die Erdstromschwankungen verändern sich von Jahr zu Jahr in ähnlicher Weise wie der Erdmagnetismus in Abhängigkeit von der Sonnenfleckenzahl. *Schmerwitz.*

M. J. Johnston et A. G. McNish. Variations du champ magnétique terrestre aux observatoires de Watheroo et de Huancayo et leurs relations avec les systèmes de courants à l'intérieur et au voisinage de la terre. S.-A. Inst. Carnegie de Washington 1932, 12 S. Die tägliche Variation der drei Komponenten des Erdmagnetismus für alle Tage von 1929 bis 1930, verglichen mit der von Chapman für 1905 durchgeführten Analyse, zeigen für Huancayo Abweichungen. Diese werden durch die in Nordamerika verhältnismäßig höheren Werte der Vertikalintensität zu erklären versucht. *Schmerwitz.*

Marion C. Gray. Mutual Impedance of Long Grounded Wires When the Conductivity of the Earth Varies Exponentially with Depth. *Physics* 4, 76—80, 1933, Nr. 2. Eine Formel wird abgeleitet für die Impedanz langer über die Erdoberfläche erstreckter Drähte unter der Annahme, daß die Leitfähigkeit der Erde exponentiell mit der Tiefe sich ändert. Es werden weiter die Sonderfälle einer in jeder Tiefe gleichmäßig leitenden Erde und einer nur an der Oberfläche leitenden Schicht behandelt. *Schmerwitz.*

B. Walter. Über Blitzschutz durch „Fernblitzableiter“. *ZS. f. techn. Phys.* 14, 118—126, 1933, Nr. 3. Nach einer Kritik der üblichen Art des Blitzschutzes wird ein Fernblitzableiter, d. i. ein von dem zu schützenden Gebäude völlig getrennt errichteter Ableiter, in seiner Wirkungsweise zunächst theoretisch erläutert. Die erforderliche Höhe dieser Ableiter wird teils aus der Blitzschlagstatistik der Hamburger Feuerkasse, teils auch aus Modellversuchen mit längeren Induktionsfunken abgeleitet. *Schmerwitz.*

E. Mathias. Contribution à l'étude de la matière fulminante: évaluation du rapport constant qui existe entre le volume final et le volume initial dans la décomposition progressive à la pression atmosphérique lorsque la température finale est identique à la température initiale. *C. R.* 196, 455—458, 1933, Nr. 7. Abschätzende Berechnung über Volumen und Temperatur eines Kugelblitzes, der bei konstantem Atmosphärendruck zerfällt. *Schmerwitz.*

E. Mathias. Contribution à l'étude de la matière fulminante. Les phases de son explosion par refroidissement. *C. R.* 196, 654—657, 1933, Nr. 10. Ausführliche Beschreibung verschiedener beobachteter Kugelblitzformen. *Schmerwitz.*

C. Störmer. Die wichtigsten Ergebnisse der Nordlichtforschung. *Elektr. Nachr.-Techn.* 10, 60—68, 1933, Nr. 2. Nach einer Einleitung über die systematische Einteilung der verschiedenen Formen der Nordlichter, wird die seit 1910 benutzte photographische Methode eingehender beschrieben. Verbunden mit vielen Abbildungen werden weiter die Ergebnisse über die Höhenbestimmung, die experimentelle und theoretische Deutung durch Elektronenbahnen und die spektroskopischen Untersuchungen zusammenfassend dargestellt. Zum Schluß wird über die Beteiligung und Organisation der Nordlichtforschung anlässlich des Internationalen Polarjahres berichtet. *Schmerwitz.*

J. Koenigsberger. Zu der Bestimmung des magnetischen Erdfeldes in früherer Zeit aus der Magnetisierung von gebrannten Tongegenständen und von Gesteinen. *Gerlands Beitr.*

38, 47—52, 1933, Nr. 1. Der Verf. gibt weitere Literatur zur Frage der Bestimmung des magnetischen Erdfeldes in früheren Zeiten aus der Magnetisierung von gebrannten Tongegenständen und Gesteinen an und diskutiert die verschiedenen Beobachtungsergebnisse. Er glaubt, daß die Folgerungen daraus, daß starke Änderungen und Umkehrungen des magnetischen Erdfeldes seit der Mitte der Tertiärzeit stattgefunden haben im wesentlichen richtig sind und vielleicht durch außerterrestrische Einflüsse bedingt waren. Zur Sicherstellung der Umkehrung der Inklination, die aus Untersuchungen von Eruptivgesteinen gefolgert wird, hält er weitere Messungen für nötig, um vielleicht durch Lavaströmung bewirkte Zufälligkeiten zu beseitigen.

Ferd. Steinhäuser.

Alfred Löhnberg und Walter Stern. Ein neuer Weg der karsthydrologischen Forschung durch Anwendung geoelektrischer Methoden. ZS. f. Geophys. 8, 283—305, 1932, Nr. 6/7. Auf Grund der Darstellung der oberirdischen und unterirdischen hydrographischen Erscheinungen des Karstes und der über diese herrschenden, zum Teil sich widersprechenden Theorien wird die Unzulänglichkeit der bisherigen Methoden der Karstforschung erwiesen. In der an anderen Objekten erfolgreich angewandten geoelektrischen „Methode des scheinbaren spezifischen Widerstandes“ wird ein neuer Weg zur Entscheidung grundsätzlicher hydrologischer Probleme, insbesondere der der Poljen als Zentren karsthydrologischer Phänomene, beschrieben. Die ersten so gewonnenen Ergebnisse von Untersuchungen im Zirknitzer Polje (Krain, Jugoslawien) werden in ihrer Bedeutung für die Hydrographie des Poljenuntergrundes und des Mechanismus der Wasserfassung des Polje besprochen. Eine ausführliche Einordnung der erzielten Resultate in die hydrographischen und morphologischen Verhältnisse des Zirknitzer Beckens ist einer späteren geographischen Veröffentlichung vorbehalten.

J. Koenigsberger.

W. Bauer. Ergebnisse kinematographischer Höhenmessungen und Nachweis einer Ultrarot-Strahlung des Nordlichtes. Elektr. Nachr.-Techn. 10, 68—72, 1933, Nr. 2. Um die zeitliche Entwicklung eines Nordlichtbogens zu verfolgen, mußte das lichtstärkste Objektiv und die empfindlichste Platte verwendet werden. Auf die Wahl des Objektivs und die Sensibilisierung der Platten wird ausführlich eingegangen. Auf Grund spektrographischer Untersuchungen ließen sich die neu gefundenen Banden dem Stickstoffmolekül zuordnen. Mit parallaktischen Filmaufnahmen in Tromsö und Tennes wurden verschiedene Bogenhöhen und ihre zeitliche und örtliche Verlagerung ermittelt, wobei eine untere Grenze von nur 65 km über der Erde auftrat.

Schmerwitz.

H. Takagishi. Experimental studies on the effectiveness of lightning rods. Res. Electrot. Lab. Tokyo Nr. 340, 54 S., 1932. (Japanisch mit englischer Übersicht.) An Modellversuchen wurde die Wirkung von Blitzableitern im Laboratorium erforscht. Ermittelt wurde u. a. der schützende Wirkungsbereich, der Einfluß der Leitfähigkeit des Untergrundes und der des zu schützenden Gegenstandes, Polarität der Wolken, Schärfe und Zahl der Spitzen.

Schmerwitz.

J. Okubo and H. Hamada. On the modification of the intensity distribution in the band spectrum of nitrogen. Astrophys. Journ. 77, 130—140, 1933, Nr. 2. Untersucht wird die Änderung bei verschiedenen Entladungsröhren, Temperaturen, Drucken, Stromarten und Stromdichten. Die Modifikation ist im einzelnen angegeben. Zusammenfassend ergibt sich, daß die selektive Anregung der Bande mit den Vibrationsquantenzahlen $\nu' = \sim 6$ und $\nu' = \sim 11$ in der ersten positiven Bande und mit $\nu' = \sim 0,1$ in der zweiten positiven Bande, wie in der negativen Bande um so besser definiert und schärfer ist, je tiefer die Temperatur und je kleiner der Anregungsstrom ist. Dasselbe gilt auch für die ersten und

zweiten positiven und schwach für die negativen Banden. Bei sehr geringen Drucken wurde die Herzbergsche Beobachtung bestätigt und eine Verschiebung des Maximums festgestellt. Bei der Deutung der Versuchsergebnisse wird die Anregung der Moleküle auf Elektronenstoß zurückgeführt. Beim Vergleich mit dem Nordlichtspektrum und den neuen Vegardschen Banden im Infrarot werden die Unstimmigkeiten besprochen. Verf. vermutet, daß im Nordlicht Konzentrationen von Elektronen hoher Geschwindigkeit stattfinden. *Sättlele.*

Heinrich Th. Graziadei. Studie über die Methodik der Ionenzählung. Phys. ZS. 34, 82—88, 1933, Nr. 2. Es wurde die Brauchbarkeit einer von W. F. G. Swann angegebenen Vorrichtung zur Beseitigung des Gegenfeldes überprüft, welches bei Anwendung der Auflademethode an der Eintrittsstelle des Luftstromes auftritt, mit dem Ergebnis, daß die derart verbesserte Auflademethode unter denselben experimentellen Bedingungen (vor allem bei gleicher Länge der Innenelektrode) der Entlademethode tatsächlich gleichwertig ist. Die verhältnismäßig lange Innenelektrode der Swannschen Methode bewirkt jedoch, daß gegebenenfalls auch intermediäre Ionen in wesentlicher Anzahl mitabgefangen werden, so daß die erhaltenen Ionenzahlen ihrem Absolutwerte nach zu hoch ausfallen können (bei den untersuchten Verhältnissen bis zu 33 %). Eine anschließende Untersuchung galt den von P. A. Sheppard festgestellten periodischen Schwankungen des Ionengehaltes der Luft. Ihre Existenz konnte nicht bestätigt werden. *K. W. F. Kohlrusch.*

Franz Ollendorff. Versuch einer Theorie der Blitzsäule. Arch. f. Elektrot. 27, 169—184, 1933, Nr. 3. Unter hinreichend vereinfachenden Annahmen werden folgende Probleme der Blitzsäule theoretisch behandelt: Abmessungen der Säule, Berechnung der Stickstoffdissoziation nach der Sahaschen Formel, Leitfähigkeit unter Zugrundelegung elastischer Stöße zwischen Elektronen und neutralen Molekülen, Materie-, Ladungs- und Energiebilanz im stationären Zustand, zeitlicher Verlauf mit einer Deutung der Teilentladungen, letzteres berechnet aus der Abhängigkeit der Abreißstromstärke vom Widerstand der Einschlagstelle. *Nitka.*

A. G. McNish. Sources of errors in the determination of the potential gradient of the earth's electric field. S.-A. Terr. Magn. 37, 439—446, 1932, Nr. 4. Die Angaben von Potentialgradienten können durch Raumladungseinflüsse gestört sein. Der Betrag wird für verschiedene geometrische Raumladungsverteilungen ermittelt. Wenn die horizontale Ausdehnung der Raumladungsschichten die Dicke mehrfach übertrifft, so sind die hierdurch verursachten Einflüsse gering. *Schmerwitz.*

H. L. Wright. The influence of atmospheric suspensoids upon the earth's electric field as indicated by observations at Kew Observatory. Proc. Phys. Soc. 45, 152—171, 1933, Nr. 2 (Nr. 247). Änderungen in der elektrischen Leitfähigkeit der Luft und des Potentialgradienten können mit der Veränderung der Konzentration großer Teilchen und der von Kondensationskernen verbunden sein. Beobachtungen dieser vier Gegenstände wurden im Kew-Observatorium über drei Jahre hindurch ausgeführt. In Hinblick auf die Zusammenhänge zeigen die Beobachtungen, daß der Widerstand von der Zahl großer Teilchen und den Kondensationskernen abhängt, während der Potentialgradient sich mit dem Widerstand und der Zahl der Kerne ändert. Theoretische Folgerungen werden gezogen. *Schmerwitz.*

Torahiko Terada. Distribution of Terrestrial Magnetic Elements and the Structure of Earth's Crust in Japan. Proc. Imp. Acad. Tokyo 9, 3—5, 1933, Nr. 1. An Hand von vier Karten der Variation der drei erd-

magnetischen Komponenten und der Schwereanomalien wird für Japan und Korea ein Zusammenhang mit der lokalen Struktur der Erdrinde vermutet. *Schmerwitz.*

L. F. Bates. A new apparatus for the measurement of the earth's magnetic field. Proc. Phys. Soc. **45**, 180—193, 1933, Nr. 2 (Nr. 247). Beschreibung einer neuen Methode zur Messung der horizontalen und vertikalen Komponenten des erdmagnetischen Feldes. Ein Zylinder ist mit feinem Draht umwunden, dessen Enden zu einer Torsionsaufhängung ausgebildet sind. Dieser Zylinder wird in die Mitte einer Helmholtz-Spule gebracht, deren Achse mit der Richtung der zu messenden erdmagnetischen Komponente zusammenfällt. Die Aufhängung befindet sich senkrecht dazu. Der Strom durch das Spulensystem kann so reguliert werden, daß das kleine Torsionssystem bei Umkehr der Stromrichtung keine Ablenkung erfährt. In diesem Fall ist das von der Spule erzeugte Feld dem der gesuchten Komponente gleich. Eine Diskussion der Fehlerquellen zeigt, daß hiermit Messungen hoher Genauigkeit möglich sind. *Schmerwitz.*

St. Kalinowski. Über die elektrische Meßmethode der Horizontalintensität. Acta Phys. Polon. **1**, 491—497, 1932, Nr. 4. Zur schnelleren Bestimmung der Horizontalintensität wird an Stelle der Gaußschen Methode ein Smithsches Magnetometer, das von der Cambridge Instrument Co. gebaut wurde, benutzt. Über Einzelheiten der Konstruktion wird berichtet. Erfahrungen, die auf der Station Swider seit 1930 gemacht worden sind, zeigen, daß die Einbettung des Systems in Petroleum (von Temperaturdifferenzen herrührende) störende Strömungsschwankungen verursacht. Auch die Konstanz des Normalelementes ist nicht immer verlässlich. *Schmerwitz.*

St. Kalinowski. Über die Registrierung des zeitlichen Ganges des luftelektrischen Potentials in Świder. (Vorläufige Mitteilung.) Acta Phys. Polon. **1**, 499—502, 1932, Nr. 4. Die Einrichtung und der Arbeitsbereich des mit Unterstützung des Fonds der nationalen Kultur neu errichteten Stationshauses in Swider werden beschrieben. Aufgestellt wurden zwei registrierende Benndorfsche Elektrometer. Die bisher ausgeführten Messungen ergaben keine sicheren Resultate. *Schmerwitz.*

G. Goubau und J. Zenneck. Eine Methode zur selbsttätigen Aufzeichnung der Echos aus der Ionosphäre. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **41**, 77—80, 1933, Nr. 3. Die Methode der selbsttätigen Aufzeichnung von Echos wird zu folgender Anordnung weiter entwickelt: Dem Phosphoreszenz-fleck einer Braunschen Röhre wird in vertikaler Richtung eine Sinusbewegung erteilt. In horizontaler Richtung wirkt auf den Fleck eine Schwingung, deren Frequenz ein ganzzahliges Vielfaches der Vertikalbewegung ist. Diese Schwingung wirkt nur während des Rückweges der anderen. Durch Anschalten der Röhre an einen Empfänger und Synchronisierung mit dem Sender wird auf dem Leuchtschirm ein stehendes Bild erhalten, in dem sich das direkte Zeichen und die Echos auf dem geraden Hinweg durch Zacken bemerkbar machen. Bei Ausblendung und Parallelverschiebung erhält man so auf einem Registrierstreifen gleichzeitig mit den Echos auch die Höhenmarken, ohne daß in dem Empfänger mechanisch bewegliche Teile zur Verwendung kommen. Die Anordnung wurde vier Monate hindurch mit verschiedenen Wellenlängen erfolgreich betrieben. Einige Registrierstreifen sind abgebildet. Ein Schaltungs-bild mit entsprechenden Erklärungen vollendet die Darstellung der ausgeführten Untersuchungen. *Schmerwitz.*

F. Eppen. Über periodische Schwankungen der Feldstärke von Funksendern. (Vorläufige Mitteilung.) Elektr. Nachr.-Techn. **10**, 108, 1933,

Nr. 3. Messungen der Feldstärke verschiedener Großrundfunksender ergaben zu verschiedenen Jahreszeiten sowohl an völlig freien Meßpunkten wie auch in einer Großstadt erhebliche Intensitätsunterschiede. Für einen Sender wurde z. B. ein Minimum der Feldstärke im Monat Juli beobachtet, während je ein ausgesprochenes Maximum im Dezember und Februar auftrat. An der freien Empfangsstelle war das Verhältnis von Minimum zu Maximum 1 : 3, in der Stadt nur 1 : 2. Auch bei einem anderen Sender ergaben sich ähnliche Intensitätsunterschiede zwischen Dezember und Januar (1932). Die Untersuchungen sind noch im Gange.

Blechtschmidt.

L. F. Jones. A study of the propagation of wavelengths between three and eight meters. Proc. Inst. Radio Eng. 21, 349—386, 1933, Nr. 3. Es werden die Ausbreitungscharakteristiken von Wellenlängen zwischen 3 und 8 m aufgenommen. Die Beobachtungen erfolgten in der Nähe des Senders, dann innerhalb von Vorstadtwohnungen und innerhalb von Wohnungen und Geschäftshäusern der Innenstadt, ferner mit Hilfe von Flugzeug, Lenkluftschiff und Automobil. Untersucht wurden die Absorption durch Gebäude, Reflexionserscheinungen, Signalstärkeschwankungen, Interferenzphänomene und Reichweiten.

Blechtschmidt.

Bertram Trevor and P. S. Carter. Notes on propagation of waves below ten meters in length. Proc. Inst. Radio Eng. 21, 387—426, 1933, Nr. 3. Es wurden die Feldstärken von Wellen unter 10 m in Abhängigkeit vom Senderabstand und von der Höhe über der Erde gemessen. Insbesondere wurde die Art der Interferenzerscheinungen untersucht. Messungen der horizontalen und vertikalen Polarisierungen erfolgten über dem Long Island-Sand und über Salzwasser. Die experimentellen Daten werden mit den theoretischen Werten, wie sie sich aus optischen Prinzipien ergeben, verglichen. Im allgemeinen ist eine gute Übereinstimmung vorhanden.

Blechtschmidt.

J. C. Schelleng, C. R. Burrows and E. B. Ferrell. Ultra-short-wave propagation. Proc. Inst. Radio Eng. 21, 427—463, 1933, Nr. 3. Es wird ein Gerät und eine Meßmethode zu Feldstärkenmessungen für Ultrakurzwellen beschrieben. Messungen im Wellenbereich von 3,75 bis 17 m ergaben, daß sowohl bei optischer Sicht (See, ebenes Gelände) wie auch bei Fehlen dieser die Feldstärke stärker als mit dem reziproken Abstand abfällt. Teil II untersucht Reflexion, Brechung und Streuung und deren Einfluß auf die Kurve Feldstärke—Abstand. Es ergibt sich, daß es eine von den topographischen Verhältnissen abhängende günstigste Wellenlänge gibt. (Auch Bell. Syst. Techn. Journ. 12, 125—161, 1933, Nr. 2.)

Hermann Schaefer.

Carl R. Englund, Arthur B. Crawford and William W. Mumford. Some results of a study of ultra-short-wave transmission phenomena. Proc. Inst. Radio Eng. 21, 464—492, 1933, Nr. 3. Es wird über Sendeversuche mit Wellenlängen von 3,70 bis 4,70 m über 125 Meilen berichtet. Die gemessene Empfangsfeldstärke steht in Einklang mit der Annahme, daß insbesondere bei Sendung von Berg zu Berg die Gesamtintensität sich aus der direkten und der von der Erdoberfläche reflektierten Strahlung zusammensetzt. Der Einfluß von Hindernissen (z. B. Ausbildung von stehenden Wellen in der Umgebung von Bäumen) wird untersucht. Eine Empfangsfeldstärke von $40 \mu\text{V/m}$ ergibt sich als voll ausreichend. (Auch Bell. Syst. Techn. Journ. 12, 197—227, 1933, Nr. 2.)

Hermann Schaefer.

Shogo Namba. A general theory of the propagation of radio waves in the ionized layer of the upper atmosphere. Rep. Radio Res. and Works Japan 2, 303—328, 1932, Nr. 3. Es werden die Bezeichnungen Niederfrequenz, Mittelfrequenz, Mittelhochfrequenz und Hochfrequenz unter Zugrundelegung theoretischer Gesichtspunkte definiert. Für die Ausbreitung der

Mittelfrequenzwellen wird der Ausdruck „stufenweise Reflexion“ eingeführt. Zur Klärung der Niederfrequenzphänomene wird die Theorie der metallischen Reflexion herangezogen, insbesondere auch zur Deutung der Sonnenunter- und -aufgangserscheinungen und der Polarisationsfehler bei Peilung. Die Ausbreitung der Mittelhoch- und Hochfrequenzwellen erfolgt nach den Gesetzen der geometrischen Optik. Zum Schluß werden die Ausbreitungsverhältnisse während magnetischer Stürme besprochen. *Bleichschmidt.*

Shogo Namba. General theory on the propagation of radio waves in the ionized layer of the upper atmosphere. Proc. Inst. Radio Eng. 21, 238—262, 1933, Nr. 2. Die theoretischen Untersuchungen über die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen in der oberen Atmosphäre haben sich seither nur mit den hochfrequenten oder nur mit den niederfrequenten Wellen beschäftigt. In der vorliegenden Arbeit werden außer diesen auch die mittelfrequenten Wellen behandelt. Auf diese Wellen lassen sich die Beziehungen der geometrischen Optik anwenden, wenn man eine stufenweise Reflexion annimmt. Die ionisierte Schicht wird in eine Reihe horizontaler Lagen geteilt, deren Dicke klein gegen die Wellenlänge ist und die in sich optisch homogen gedacht sind, während sich der Brechungsindex von Lage zu Lage von n auf $n + \Delta n$ ändert. Man erhält auf diese Weise eine Näherungslösung des Problems. *Bleichschmidt.*

Eitaro Yokoyama and Isao Tanimura. Some long-distance transmission phenomena of low-frequency waves. Rep. Radio Res. and Works Japan 2, 329—336, 1932, Nr. 3. Es werden eine Reihe von Erscheinungen mitgeteilt, die sich beim Empfang von Signalen der Station Kahuku in der Nähe von Tokio zeigten. So war die Signalstärke am Tage größer als in der Nacht, ferner traten während der Stunden des partiellen Tageslichtes in zwei Stunden Abstandsminima auf. *Bleichschmidt.*

Eitaro Yokoyama and Isao Tanimura. Some long-distance transmission phenomena of low-frequency waves. Proc. Inst. Radio Eng. 21, 263—270, 1933, Nr. 2. Bei Beobachtungen der Feldstärke von Langwellenstationen in Tokio ergab sich für die Station Kahuku bei Tage stets eine größere Feldstärke als bei Nacht, im Gegensatz zu allen anderen Stationen. Außerdem wurden bei Kahuku und Bolinas in der Zeit, zu der der Strahl auf seinem Wege Gebiete der Dämmerung zu passieren hatte, mehrfache in regelmäßigen Zeitabständen aufeinanderfolgende Empfangsminima beobachtet. Die erste Erscheinung wird dadurch erklärt, daß sich zwischen Kahuku und Tokio nur Wasser befindet, daß die Ausbreitung im Raume also nicht diffus erfolgt. Tagsüber trifft der reflektierte Strahl nun genau in die Empfangszone, Nachts wird er infolge der Erhöhung der Kennelly-Heaviside-Schicht erst viel später reflektiert. Für die Empfangsminima wird folgende Erklärung gegeben: Die Reflexion erfolgt tagsüber metallisch, nachts dielektrisch, in der Zwischenzeit erfolgt ein stetiger Übergang. In dem Augenblick, wo der Einfallswinkel des Raumstrahls in die ionisierte Schicht mit dem Brewster-Winkel der reflektierenden Schicht übereinstimmt, erfolgt keine Reflexion der in der Einfallsebene schwingenden elektrischen Feldstärke. Zwischen Kahuku und Tokio findet dreimalige, zwischen Bolinas und Tokio viermalige Reflexion statt, es treten entsprechend drei bzw. vier Empfangsminima in zeitlich konstanten Abständen auf. *Bleichschmidt.*

J. Hollingworth. Some characteristics of short-wave propagation. Journ. Inst. Electr. Eng. 72, 229—248, 1933, Nr. 435. Es wurde die Polarisation ultrakurzer Wellen mit Hilfe eines Kathodenstrahlrichtfinders untersucht. Auffallend war das systematische Auftreten gewisser zyklischer Formen sowie die

großen Werte, die für die horizontal polarisierten elektrischen Komponenten erhalten wurden. Die zyklischen Formen sind unter dem Gesichtspunkt der Magnetoionentheorie untersucht worden. Die Mehrzahl von ihnen läßt sich mit ihr in einfacher Weise deuten. Der zweite Fall ist hauptsächlich für den Einfallswinkel von Interesse, der viel kleiner zu sein scheint, als allgemein angenommen wird.

Blechtschmidt.

Ivo Ranzi. Ricerche sulla distribuzione della densità ionica nella ionosfera e sulle sue variazioni. Cim. (N. S.) 10, 21—36, 1933, Nr. 1. Auf Grund von atmosphärischen Reflexionsmessungen elektromagnetischer Wellen von $\lambda 40$ bis $\lambda 100$ m hat Verf. eine angenäherte Funktion zwischen scheinbarer Reflexionshöhe und wirklicher Höhe festgestellt. Daraus ließ sich näherungsweise ein Gesetz für die Abhängigkeit der Elektronendichte von der Höhe feststellen. Hieraus ergibt sich eine Erklärung für die bekannte Zunahme der maximalen Ionendichte in der E- und F-Schicht in der Nacht. Aus meteorologischen, lunarischen und magnetischen Beobachtungen, die der Verf. mit diesen Schwankungen in der Ionendichte verknüpft, schließt er, daß auch auf der Schattenseite der Erde die Elektronenstrahlung der Sonne das erdmagnetische Feld beeinflusst.

Tollert.

R. Naismith. A comparison of the frequency-change and group-retardation methods of measuring ionized-layer equivalent heights. Proc. Phys. Soc. 45, 235—244, 1933, Nr. 2 (Nr. 247). Es werden gleichzeitige Messungen der äquivalenten Höhe der ionisierten Schichten mit der Frequenzänderungsmethode und mit der Gruppenverzögerungsmethode unter allen möglichen Bedingungen ausgeführt. Die größten beobachteten Unterschiede betragen 2%. Die Beobachtungen bestätigen im wesentlichen die Theorie von Appleton (Proc. Phys. Soc. 41, 43, 1928). Im Anhang wird eine Anordnung zur Messung kleiner Frequenzänderungen mitgeteilt.

Blechtschmidt.

Mary Taylor. The Appleton-Hartree formula and dispersion curves for the propagation of electromagnetic waves through an ionized medium in the presence of an external magnetic field. Part I. Curves for zero absorption. Proc. Phys. Soc. 45, 245—265, 1933, Nr. 2 (Nr. 247). Mit Hilfe der Appleton-Hartree-Formel werden Dispersionskurven für die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in einem ionisierten Medium bei Gegenwart eines magnetischen Feldes für zwölf Frequenzen zwischen 5 und 18 000 m Wellenlänge sowie die zugehörigen Polarisationskurven als Funktion von der Elektronendichte gezeichnet. Ableitung und allgemeine Eigenschaften der Formel werden besprochen, sowie die verschiedenen Ausbreitungsmöglichkeiten. Die Dispersionskurven sind nach ihren Unendlichkeitsstellen in Klassen eingeteilt. Die Benutzung der Null- und Unendlichkeitsstellen zur Deutung der Ausbreitungsphänomene wird beschrieben. *Blechtschmidt.*

Harry R. Mimno, P. H. Wang and P. B. King. A new modulator for use in Kennelly-Heaviside layer recording. Phys. Rev. (2) 43, 501, 1933, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wurde eine Sendeanordnung für Messungen der Höhe der Kennelly-Heaviside-Schicht entwickelt. Die Trägerfrequenz wird durch einen Quarzkristall konstant gehalten, der seinerseits in einem Thermostaten sitzt. Die Modulation erfolgt in einem mehrstufigen Hochfrequenzverstärker durch einen Thyatron-Stoßgenerator. Die Dauer der Impulse kann nach Belieben geändert werden. Die Zahl der Impulse pro Minute kann außerdem, besonders bei Beobachtungen über lange Zeiten, erheblich herabgesetzt werden, ohne daß die genaue Synchronisierung verlorengeht. Die Sendestation wird durch Rufzeichen identifiziert, die in Intervallen von 15 Minuten zur Ausstrahlung gelangen. *Blechtschmidt.*

Paul Wolf. Messungen an den Kennelly-Heaviside-Schichten nach einer kontinuierlich registrierenden Methode. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 41, 44—53, 1933, Nr. 2. Es wurde für drahtlose Echosmessungen an der Kennelly-Heaviside-Schicht eine automatisch und über viele Stunden kontinuierlich arbeitende Registrieranordnung entwickelt. Durch eine mittels Synchronmotor umlaufende Scheibe mit Lochblende werden über eine Photozelle und Sender 25 Impulse/sec von 10^{-4} sec Dauer ausgestrahlt. Als Indikator am Empfänger dient eine Punktglühlampe, die unmittelbar im Anodenkreis der letzten Verstärkerröhre liegt. Diese Glühlampe sowie ein photographisches Objektiv sitzen an Armen auf einer Achse, die synchron mit der Lochscheibe am Sender angetrieben ist. Das Punktbild beschreibt somit einen Kreis, vor einem Viertel dieses Kreises läuft ein Photopapierstreifen ab. Durch die Synchronisation erscheint der Lichtblitz für die Bodenwelle stets bei derselben Stellung der Glühlampe, auf dem Papier entsteht eine Gerade. Die Echosignale erscheinen in einem der zeitlichen Wegdifferenz entsprechenden Abstände und setzen sich meist auch zu kontinuierlichen Linien zusammen. Störungen sind als Kreise senkrecht zu der Bodensignallinie zu erkennen. Die Echokurven lassen in sehr anschaulicher Weise die Änderung der Reflexionshöhe bei Sonnenauf- und -untergang, sowie das Entstehen und Verschwinden von Doppelbrechungen verfolgen. Ein ausführliches Beobachtungsmaterial wird mitgeteilt. *Blechschildt.*

H. R. Mimno and P. H. Wang. Continuous Kennelly-Heaviside layer records of a solar eclipse. Proc. Inst. Radio Eng. 21, 529—545, 1933, Nr. 4. Es werden Beobachtungen über den Einfluß der totalen Sonnenfinsternis vom 31. August 1932 auf die Höhe der Kennelly-Heaviside-Schicht mitgeteilt, die in New Hampshire gemacht wurden. Die Schichthöhe wurde kontinuierlich aufgezeichnet, die dazu konstruierten Apparate werden beschrieben. Die Höhe der F-Lage weist zwei große Maxima auf, mit einem Minimum bei Totalität. Zugleich traten Doppelbrechungseffekte auf. Das erste Maximum ereignete sich 40 Minuten vor, das zweite 40 Minuten nach der Totalität. Die Beobachtungen stimmen mit den Ergebnissen anderer Expeditionen überein. *Blechschildt.*

G. W. Kenrick and G. W. Pickard. Observations of the effective height of the Kennelly-Heaviside layer and field intensity during the solar eclipse of August 31, 1932. Proc. Inst. Radio Eng. 21, 546—566, 1933, Nr. 4. Es werden Beobachtungen über die effektive Höhe der Kennelly-Heaviside-Schicht und Feldintensitätsmessungen während der Sonnenfinsternis von 31. August 1932 mitgeteilt. Die Messungen der effektiven Höhe erfolgten mit Frequenzen von 1640, 3492 und 4550 Kilohertz. Bei den höheren Frequenzen wurden zwei Höhenmaxima beobachtet, das eine vor und das andere nach der Totalität, und zwar bei etwa 50 % Totalität. Auch auf die Feldintensität (Meßfrequenzen 16,1, 940 und 6095 Kilohertz) der beiden höheren Frequenzen übte die Finsternis einen Einfluß aus. Die verwendeten Apparaturen werden beschrieben. *Blechschildt.*

John R. Martin and S. W. McCuskey. Observations in transmission during the solar eclipse of August 31, 1932. Proc. Inst. Radio Eng. 21, 567—573, 1933, Nr. 4. Bericht über die Empfangsversuche während der totalen Sonnenfinsternis am 31. August 1932. Von einem Punkt, der von der totalen Finsternis erreicht wurde, wurden Signale von 7500 Kilohertz ausgesendet und in Cleveland, Ohio, aufgenommen. Die Aufzeichnungen lassen ein langsames Anwachsen der Intensität bis einige Minuten vor der Totalität erkennen, wo dann ein scharfes Ansteigen der Intensität beobachtet wurde. Bei Totalität fiel die Signalstärke plötzlich auf einen sehr niedrigen Wert ab, stieg dann wieder langsam bis

gegen Ende der Finsternis, wo ein zweites Ansteigen in der Intensität eintrat. Die so erreichte große Intensität blieb noch mehrere Minuten bestehen und fiel dann wieder auf den normalen Wert.

Bleichschmidt.

T. L. Eckersley. Polarisation of Echoes from the Kennelly-Heaviside Layer. *Nature* **131**, 512—513, 1933, Nr. 3310. Berichtigung zu der Veröffentlichung des Verf. in *Nature* **130**, 398—399, 1932, Nr. 3280; diese Ber. S. 90. Es war behauptet worden, daß nach der Theorie der links zirkular polarisierte Strahl stärker geschwächt würde als der rechts zirkular polarisierte. Das Umgekehrte ist der Fall.

Bleichschmidt.

F. Zwicky. How Far Do Cosmic Rays Travel? *Phys. Rev.* (2) **43**, 147—148, 1933, Nr. 2. Es wird die Frage behandelt, welche Folgerungen sich aus der Rotverschiebung der außergalaktischen Nebel und der Hypothese der Entstehung der Höhenstrahlung in interstellaren oder intergalaktischen Räumen ergeben. Da ein eingehenderer Bericht hierüber in Aussicht gestellt wird, wird erst nach dessen Erscheinen berichtet werden.

Kolhörster.

W. F. G. Swann. A Mechanism of Acquirement of Cosmic-Ray Energies by Electrons. *Phys. Rev.* (2) **43**, 217—220, 1933, Nr. 4; auch *Journ. Frankl. Inst.* **215**, 273—279, 1933, Nr. 3. Es läßt sich zeigen, daß bei Änderungen in den Magnetfeldern der Sonnenflecke elektrostatische Felder auftreten, durch welche Elektronen Energien bis 10^9 eVolt gewinnen können. Derart entstandene Elektronen treten vermutlich bei Polarlichtern auf. Für die Entstehung der energiereicheren Höhenstrahlungselektronen wird ein entsprechender Mechanismus in „Sternflecken“ angenommen.

Kolhörster.

W. Messerschmidt. Zur Atomzertrümmerung durch Ultrastrahlung. *Naturwissensch.* **21**, 285—286, 1933, Nr. 15. Bei Messungen der Höhenstrahlung mit Ionisationskammern treten sogenannte Stöße auf; sie können dahin gedeutet werden, daß durch vollständige Zertrümmerung eines Atomkerns eine Garbe schneller Korpuskularstrahlen entsteht, welche die hohen Ionenmengen liefert. Die Reichweite dieser Korpuskularstrahlen beträgt wenigstens 20 cm in Blei. Sie gelangen nur dann in größerer Anzahl in die Ionisationskammer, wenn größere Absorbermassen sich in ihrer Nähe befinden, bei ungefilterter Strahlung kommen die Stöße sehr selten wegen der geringen Luftdichte zur Messung. Diese Deutung wird durch folgende Ergebnisse nahegelegt: Zahl der Stöße bei allseitig 10 cm Bleipanzern 0,136/Stunde, bei 20 cm Bleipanzern 0,23/Stunde. Die Zahl der Stöße ist unabhängig vom Füllgas. Es wurde bei Luft von 3 und 24 Atm., bei Wasserstoff von 24 Atm. und Kohlensäure von 26 Atm. beobachtet. Für die Ionisation bei Höhenstrahlung und deren Stöße bestehen die gleichen Sättigungsbedingungen. Änderung des Gasdruckes ändert das Verhältnis zwischen mittlerer Stoßgröße und Gesamtstrom nicht. Es handelt sich also bei beiden um die gleiche Art von Korpuskularstrahlen mit gleicher spezifischer Ionisation, wie sie von Kolhörster und Tuwim sowie Verf. bestimmt wurde, nur daß die Stöße etwa aus 50 bis 100 Einzelstrahlen bei Blei bestehen. Die Anzahl der Stöße bei Absorbern niederen Atomgewichtes wird untersucht.

Kolhörster.

W. Messerschmidt. Eine neue Methode zur Bestimmung des Emanationsgehaltes der Atmosphäre und ihre Anwendung zur Untersuchung der Zusammenhänge mit den meteorologischen Faktoren und des Einflusses des Emanationsgehaltes der Atmosphäre auf die Messungen der Ultrastrahlung. *ZS. f. Phys.* **81**, 84—100, 1933, Nr. 1/2. Zur Bestimmung des Emanationsgehaltes der Freiluft wird diese auf etwa 20 Atm. in einer Ionisationskammer kom-

primiert und die Ionisierung nach eingetretenem radioaktivem Gleichgewicht bestimmt. Die Anordnung wurde mit einem Normalpräparat geeicht, die Meßgenauigkeit beträgt $\pm 20 \cdot 10^{-18} \text{ g/cm}^3$. Der jährliche Durchschnitt des Emanationsgehaltes beträgt $300 \cdot 10^{-18} \text{ g/cm}^3$ in Halle mit Maxima im April und Mai, bedingt durch Auftauen und Austrocknen des Erdbodens. Der tägliche Gang des Emanationsgehaltes verläuft entgegen dem der Temperatur, beide Amplituden entsprachen einander, er wird durch die thermischen Konvektionsströme der Atmosphäre erklärt. Der Zusammenhang mit den meteorologischen Elementen erklärt sich aus der physikalischen Beschaffenheit des Bodens. Zum Beispiel fallender Luftdruck ohne Niederschläge erhöht, einsetzender Regen erniedrigt den Emanationsgehalt der bodennahen Luftschichten; zunehmender Luftdruck und Besserung der Wetterlage erhöht jedoch ebenfalls; größere Windgeschwindigkeiten vermindern durch Mischung, Seeluft ist emanationsärmer als Kontinentalluft. Die Luftfeuchtigkeit hat keinen merklichen Einfluß, ebenso die Höhe der Entnahme der Probe bei 18 m und 37 m über Boden. Danach können zu Höhenstrahlungsmessungen verwendete dünnwandige ungeschirmte Ionisationskammern von der Luftstrahlung merklich beeinflusst werden, jedoch kaum, wenn es sich um nur kleine Panzeröffnungen handelt.

Kolhörster.

Thomas H. Johnson. Comparison of the Angular Distributions of the Cosmic Radiations at Elevations 6280 ft. and 620 ft. *Phys. Rev.* (2) **43**, 307—310, 1933, Nr. 5. Mit einer Dreifach-Koinzidenzanordnung (3 zylindrische Zählrohre, $l = 12,7$, $r = 1,9 \text{ cm}$) wurde die Abhängigkeit der Teilchenzahl vom Neigungswinkel zur Vertikalen in Maine (200 m, 748 mm Hg) und auf Alt Washington, New Hampshire (2000 m, 590,5 mm Hg) gemessen. Der wirksame Querschnitt der Rohre betrug $8,8 \times 3,8 \text{ cm}^2$ verglichen mit einem Zählrohrpaar, das keine Endkorrektion besitzt. Über die Orientierung der Zählrohre wird gesagt, daß die Beobachtungen unter verschiedenem Neigungswinkel mit „der Linie der Zählrohre in Richtung auf den magnetischen Südpol“ ausgeführt wurden. Das Fehlen einer genaueren Koinzidenztheorie wird durch vereinfachende Annahmen ersetzt, durch welche die relativen Werte vergleichbar werden. Die in der Höhe beobachtete „breitere Verteilung“ der Teilchenzahl wird mit dem dortigen Überwiegen der weicheren Strahlungskomponenten begründet. Sie steht im Gegensatz zu dem, was man aus den Messungen Millikans und Camerons in dieser Höhe zu erwarten hatte. Ionisation und Teilchenzahl ändern sich verschieden mit der Höhe. Ihr Verhältnis für 2000 und 200 m Höhe beträgt bei der Ionisation 1,91 (aus Daten von Millikan und Cameron), bei der Teilchenzahl 1,46. In 2000 m ionisiert der Strahl also um 1,31 mal stärker als in 200 m Höhe, eine Folge des größeren Wandeffektes der weicheren Komponenten. Vielleicht ist die breitere Verteilung in der Höhe auf größere Streueffekte der weichen Strahlung zurückzuführen. Die Überlegungen gelten nur für gleichförmig azimutale Verteilung, gegen welche aber die Ergebnisse des Verf. und Street (*Amer. Physic. Soc. Dez. 1932*) sprechen.

Kolhörster.

Thomas H. Johnson and E. C. Stevenson. Angular Distribution of Low Energy Cosmic Radiation and Interpretation of Angular Distribution Curves. *Phys. Rev.* (2) **43**, 583—584, 1933, Nr. 7. Im Anschluß an vorstehende Arbeit soll entschieden werden, ob stärkere Zerstreuung der weichen Komponenten der Höhenstrahlung in der Atmosphäre die Winkelverteilung der koinzidierenden Strahlen beeinflusst. Mit und ohne Einschalten eines $3,8 \text{ cm}$ Bleiblocks vor das untere Zählrohr in der Dreifach-Koinzidenzanordnung ergibt sich jedoch keine merkliche Änderung in der Winkelverteilung, so daß auch die weichen Komponenten geradlinig die Atmosphäre durchsetzen. Die unter dieser Annahme berechnete Verteilung in Seehöhe ($\mu = 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$) soll in guter Übereinstimmung

mit der beobachteten stehen, jedoch nicht mit der in 2000 m Höhe gefundenen. Die bisherigen Ergebnisse sind jedoch wegen verschiedener Gründe unsicher, also selbst, wenn man das Anwachsen des Absorptionskoeffizienten mit der Höhe entsprechend den Daten Millikans und Camerons berücksichtigt, so treten dennoch unerklärbare Differenzen zwischen berechneten und beobachteten Intensitäten sowohl betreffs Winkelverteilung als auch relativen Werten auf. Nach Ansicht des Referenten lassen sich die Ergebnisse erst mit Anwendung einer experimentell begründeten Koinzidenztheorie irgendwie deuten. *Kolhörster.*

J. Clay. The cosmic corpuscular ultra-radiation. V. Ionisation in the Stratosphere and the highest layers. Proc. Amsterdam 36, 62—70, 1933, Nr. 1. Die Ionisation durch Höhenstrahlung in der Stratosphäre sollte nach früheren Überlegungen des Verf. in der Nähe des magnetischen Äquators zwar etwas geringer sein, sonst aber ungefähr ebenso verlaufen, wie sie von Regener für 50° gefunden wurde. Denn der in 10 km doch schon recht hohe Werte von $90 J$ ist wohl nur auf Wirkung der Sekundärstrahlen zurückzuführen. Diese verhalten sich je nach ihrer Energie verschieden, wie aus dem Barometereffekt hervorzugehen scheint. Die Zahl der Sekundärstrahlen geringer Energie nimmt mit wachsendem Druck ab, in den höchsten Schichten umgekehrt proportional dem Druck. Schätzungen der Sättigungsdicke der Luft für Sekundärstrahlen ergibt $2\frac{1}{2}$ m Wasseräquivalent für Primärstrahlen von $3 \cdot 10^{10}$ eVolt. Die Höhenschicht mit der Kimmtiefe 0, bis zu welcher keine Primärstrahlen von unten her eindringen, liegt dann etwa in 10 km über Boden. Darüber hinaus treten auch von unten her Primärstrahlen proportional dem Sinus der Kimmtiefe hinzu. Berücksichtigt man diese, so ergibt sich ungefähr Übereinstimmung der so berechneten und der von Regener gefundenen Intensitätszunahme in der Stratosphäre. Mit diesen Daten wird dann die Zahl der Ionen, ihre spezifische Leitfähigkeit und die Leitfähigkeit in absoluten Einheiten bis 200 km Höhe geschätzt. Es bestätigen sich analoge, von Bendorff (Phys. ZS. 27, 686, 1926) bereits ausgeführte Berechnungen mit diesen neueren experimentellen Daten. Die Leitfähigkeit wächst sehr stark in 80 bis 90 km Höhe an, über 40 km Höhe kommt alle Sekundärstrahlung von der Seite der Erde her. *Kolhörster.*

E. J. Williams. Spectrum and Latitude Variation of Penetrating Radiation. Nature 131, 511—512, 1933, Nr. 3310. Allseitiger Einfall von Höhenstrahlungselektronen vorausgesetzt ergibt bei einer Reichweite R ihre Anzahl in der Tiefe $x = R$ proportional $x \cdot (d^2 J/dx^2)$, wobei J die Ionisierungsstärke in der Tiefe x bezeichnet. Hieraus und mit der Beziehung zwischen Reichweite und Energie ist das Energiespektrum der einfallenden Elektronen (im Mittel über alle Richtungen) direkt aus der Tiefenionisationskurve ableitbar und wird für Seehöhe graphisch angegeben. Für isotrope Verteilung der Höhenstrahlen im Weltenraum spricht ihre Unabhängigkeit von der Zeit. In Seehöhe braucht wegen des erdmagnetischen Feldes isotrope Verteilung nicht mehr aufzutreten. Nach Lemaître und Vallarta existieren jedoch für Elektronen bestimmter Energie Breiten, über welche hinaus auch an der Erdoberfläche isotrope Verteilung herrscht. So gehört zur Minimumenergie T_m der Elektronen, die bis zur Erdoberfläche vordringen, eine Minimalbreite von 50°. Die der hier gegebenen Kurve zugrundeliegenden Daten sind in höheren Breiten erhalten worden. Für niedere Breiten und höhere Energien tritt jedoch ungleichmäßige Verteilung ein. Ein Vergleich der theoretischen Kurven von Lemaître und Vallarta mit den experimentellen Intensitäten macht es fast sicher, daß wenigstens ein Teil der Höhenstrahlung aus sehr energiereichen Elektronen mit isotroper Verteilung im Weltenraum besteht. Der noch vorhandene quantitative Unterschied der Kurven kann entweder auf Beimischung von Photonen oder auf größerer Energiezerstreuung der Elektronen beruhen. Nimmt man die

experimentell wahrscheinlich gemachte Kerneinwirkung bei der Bremsung der Höhenstrahlen an, so ist das Mittel der entstehenden Teilchen als im Gleichgewicht mit dem Primärstrahl etwa 5 anzusetzen. So würde sich das gegebene Energiespektrum um $+\log^{10} 5$ verschieben. Dann hätten von allen ionisierenden Teilchen mit Energien größer als 10^7 eVolt in Seehöhe 10 % mehr als 10^{10} , 2 % mehr als 10^{11} eVolt, für die Sekundärteilchen werden Energien von 10^7 bis 10^{10} eVolt angenommen.

Kolhörster.

Arthur H. Compton. A Geographic Study of Cosmic Rays. Phys. Rev. (2) 43, 387—403, 1933, Nr. 6. Zusammenfassung der bis Ende 1932 von 8 Expeditionen an 69 Meßorten mit gleichen Ionisationsapparaten gemessenen Intensitätswerte der Höhenstrahlung, welche mit Unterstützung von etwa 10 Instituten und rund 50 Mitarbeitern in fast allen Weltteilen mit Ausnahme Asiens gewonnen wurden. Nach Beschreibung der Apparatur (10 cm kugelförmiges Ionisationsgefäß, 3 mm Wandstärke, 30 Atm. Argonfüllung, stabförmige Innenelektrode mit Lindemanelektrometer, 2,5 cm Bronze- und 5 cm Bleipanzern), der Meß- und Auswertungsmethode werden die Korrekturen besprochen, die allerdings noch manche Unsicherheiten in den absoluten, weniger jedoch in den relativen Werten der Intensität bedingen. Es ergibt sich eine deutliche Abhängigkeit der Intensität von der geomagnetischen Breite, für $\pm 20^\circ$ ist sie in Seehöhe im Mittel um 14 %, in 2000 m Höhe (60 cm Hg) um 22 %, und in 4360 m (45 cm Hg) um 33 % niedriger als für $\pm 50^\circ$ geomagnetischer Breite oder darüber. Zwischen 25 und 45° tritt starkes Anwachsen ein. Damit bestätigen auch diese Ergebnisse den von Kolhörster und Bothe auf Grund ihrer Korpuskulartheorie der Höhenstrahlung vorausgesagten Breiteneffekt, der neuerdings eingehend von *Lemaître* und *Vallarta* theoretisch behandelt wurde. Besteht also die Höhenstrahlung überwiegend aus Elektronen hoher Energie, die weither aus dem Weltenraum kommen, wie die Übereinstimmung der gemessenen Intensitätswerte mit den Voraussagen dieser Theorie zeigt, so wird trotzdem noch untersucht, ob dies die einzige Erklärungsmöglichkeit für den Breiteneffekt ist. Es ergibt sich, daß die Beziehung der Intensität zur geographischen und magnetischen Breite ($\text{tg } \mu = \frac{1}{2} \text{tg } \delta$, μ = magnetische Breite, δ = magnetische Inklination) weniger gut erfüllt wird als zur geomagnetischen Breite. Demnach ist also das lokale magnetische Feld am Boden und bis etwa 100 km Höhe kaum von Bedeutung und der Breiteneffekt entsteht daher nicht in den erdnahen Atmosphärenschichten, wie auch Überschlagsrechnungen zeigen. Eine Beziehung zum erdelektrischen Felde oder Unterschiede zwischen See- und Landwerten sind nicht nachweisbar. Bisher spricht alles dafür, daß die Höhenstrahlung aus geladenen Teilchen — bei Elektronen mit Energien von etwa $7 \cdot 10^9$ eVolt — von weither aus dem Weltenraum kommt (vgl. Bothe und Kolhörster. Berl. Ber. 1930, S. 450).

Kolhörster.

L. Leprince-Ringuet et J. C. Jungers. Détection des particules du rayonnement cosmique par des compteurs (Méthode des coïncidences). Journ. de phys. et le Radium (7) 4, 47S—48S, 1933, Nr. 3. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 337.] Kurze Beschreibung einer Koinzidenzanordnung aus zwei Zählrohren, Thyatronverstärkung und Telephongesprächszähler mit einem Auflösungsvermögen von etwa $\frac{1}{500}$ Sekunde, die also von den bekannten und seit längerem angewandten Anordnungen übertroffen wird.

Kolhörster.

W. Kolhörster und L. Tuwim. Zur Deutung der experimentellen Bestimmung der mittleren spezifischen Ionisation der Höhenstrahlung aus vergleichenden Messungen mit Ionisationskammer und einem Zählrohr. ZS. f. Phys. 81, 435—439, 1933, Nr. 7/8. Der von den Verff. experimentell bestimmte, für die klassische Theorie anomal

hohe Wert der spezifischen Ionisation der Höhenstrahlung in Luft (135 J/cm) ist nach den neueren Ergebnissen der Quantenmechanik durchaus naturgemäß. Die angewendete experimentelle Methode entspricht vollkommen der Definition der spezifischen Ionisation. Die durch Auszählung einzelner Bahnpuren in Nebelkammern von anderen Autoren erhaltenen niedrigeren Werte der spezifischen Ionisation können weder experimentell noch theoretisch als Argument gegen die hohen Werte herangezogen werden, wie es Locher versucht hat. Weitere Vorschläge zur Bestimmung der spezifischen Ionisation werden besprochen. *Kolhörster.*

A. Defant. Die Gezeitenströme und die inneren Gezeitenwellen des Atlantischen Ozeans. *ZS. f. Geophys.* 9, 63—74, 1933, Nr. 1/2. (Vortrag 10. Tag. d. Geophys. Ges., Leipzig 1932.) Die Ankerstationen des Vermessungsschiffes Meteor werden sowohl nach praktischer Seite als auch nach theoretischer Seite hin verarbeitet. Die halbtägigen Gezeiten des Atlantischen Ozeans verhalten sich wie eine fortschreitende Welle bzw. wie eine Superposition solcher Wellen. Dabei ergibt sich weiter, daß die inneren Gezeitenwellen erzwungene Verlagerungen der Wasserschichten beim Vorübergang der Gezeitenwelle darstellen, wodurch der Aufbau des Meeres besonders an Sprungschichten der ozeanographischen Elemente sehr geändert wird. Die Verlagerungen der Wasserschichten sind also an Inhomogenitäten im vertikalen Aufbau des Gezeitenstromes gekoppelt. Die Diskontinuitätsfläche wird scheinbar zum Träger der Schwankungen mit Gezeitencharakter. Die vertikalen Verlagerungen von Wassermassen und der inhomogene Gezeitenstrom gehören zu den internen Gezeitenwellen, die einer allgemeinen homogenen Gezeitenströmung überlagert sind. Die beobachteten internen Schwankungen sind jedenfalls die Folge einer gewissen großen Turbulenz im vertikalen Aufbau der Gezeitenströme des freien Ozeans. *Fritz Hänsch.*

M. Kéféli. Suppression du raulis et du tangage. *C. R.* 196, 676—678, 1933, Nr. 10. Zur Vermeidung von Schlingern und Stampfen bei Schiffen wird vorgeschlagen, am Schiffsrumpfe, und zwar an den beiden Flanken, je am Vorder- und Hinterteil vier Paare von Schaufeln zur Stabilisierung einzubauen, die um eine vertikale Achse beweglich sind und gegenüber dem Horizont eine Neigung von 15° aufweisen, die eine Schaufel nach oben, die andere nach unten. Die Apparatur soll versuchsweise auf einem Schiff eingebaut werden. *Fritz Hänsch.*

Charles Snowden Piggot. Radium content of ocean-bottom sediments. *Sill. Journ.* (5) 25, 229—238, 1933, Nr. 147. Der Radiumgehalt von 28 Bodenproben des Meeresgrundes, die von der Fahrt der Carnegie hauptsächlich im Pazifischen Ozean stammen, wird bestimmt, und ähnliche Untersuchungen von Joly und Pettersson werden zum Vergleich herangezogen. Diejenigen Proben, denen vor allem roter Ton beigemischt ist, enthalten mehr Radium. Eine Erklärung des hohen Radiumgehaltes von Tiefseesedimenten wird vorgeschlagen, die sich allerdings nicht mit den Anschauungen von Joly und Pettersson deckt. *Fritz Hänsch.*

Karl Girkmann. Zur Berechnung zylindrischer Flüssigkeitsbehälter auf Winddruck. *Wiener Ber.* 141 [2a], 651—672, 1932, Nr. 9/10. *H. Ebert.*

P. T. Smoliakow. Die Fechnersche Korrelationsformel. *Meteorol. ZS.* 50, 87—93, 1933, Nr. 3.

F. Albrecht. Untersuchungen der vertikalen Luftzirkulation in der Großstadt. *Meteorol. ZS.* 50, 93—98, 1933, Nr. 3. *Scheel.*

J. Bartels. Überblick über die Physik der hohen Atmosphäre. *Elektr. Nachr.-Techn.* 10, 40 S., 1933, Sonderheft. Zusammenfassender Bericht. Die

statistischen Methoden, die für die geophysikalische Betrachtungsweise charakteristisch sind, werden am Beispiel der erdmagnetischen Aufschlüsse über die höchsten Atmosphärenschichten etwas ausführlicher behandelt, weil die Verarbeitung des umfangreichen erdmagnetischen Beobachtungsmaterials in mancher Hinsicht als Vorbild dienen kann, wenn Versuche mit elektromagnetischen Wellen angelegt und gedeutet werden sollen. Inhalt: 1. Aerologie. 2. Hohe Wolken. Dämmerung. 3. Geometrische Strahlungsverhältnisse. 4. Licht des Nachthimmels. 5. Sternschnuppen und Meteore. 6. Ozon. 7. Schallausbreitung. 8. Zusammensetzung und Druck. 9. Erdmagnetische Aufschlüsse: a) Allgemeines; b) Tagesperiodische Variationen; c) Magnetische Stürme; d) Abhängigkeit des erdmagnetischen Störungsgrades von Vorgängen auf der Sonne. 10. Ionisierende oder dissoziierende Wirkung monochromatischer Strahlung. 11. Zusammenfassendes Bild. *J. Bartels.*

v. Ficker. Bericht der Kommission für die Klimakunde von Deutschland. Berl. Ber. 1933, S. XXXII—XXXVI.

E. Ekhart. Mechanik des großen Kälteeinbruches Ende November 1930. Gerlands Beitr. 38, 282—308, 1933, Nr. 3/4. *H. Ebert.*

Veikko Rossi. Über mikroklimatologische Temperatur- und Feuchtigkeitsbeobachtungen mit Thermoelementpsychrometern. Comm. Fenn. 6, Nr. 25, 22 S., 1933. Zur Erforschung des Nachtfrostphänomens sind von neuem mikroklimatologische Temperatur- und Feuchtigkeitsbeobachtungen mittels eines Aspirations-Psychrometers mit Thermoelement gemacht. Die Meßfehler (Strahlung, Windgeschwindigkeit) werden besprochen. Zum Schluß werden einige (vier) Typen der vertikalen Verteilung der Feuchtigkeit mitgeteilt. *H. Ebert.*

C. O'Brolchain. Measurements made at Graz of the value of N_0/N_{\pm} , I. E. The ratio of the number of uncharged nuclei to number of charged nuclei of one sign. Gerlands Beitr. 38, 4—15, 1933, Nr. 1. Der Verf. hat im Physikalischen Institut in Graz, wo sich Rauchstörungen bemerkbar machten, und insbesondere am Rand der Stadt Bestimmungen der Gesamtzahl Z der mit Aitkenschen Kernzählern erfassbaren Kondensationskerne und der Zahl N_0 der ungeladenen Kerne vorgenommen. In einem Zylinderkondensator wurden dabei die geladenen Kerne N_+ und N_- abgefangen. Unter der Annahme, daß $N_+ = N_-$, ergaben sich in guter Übereinstimmung mit Ergebnissen anderer Beobachtungen als Mittelwerte am Stadtrande $Z/N_0 = 1,88$ und $N_0/N_{\pm} = 2,67$.

Ferd. Steinhäuser.

O. Dengel. Über die Wolkenbildung infolge Druckänderungen im Temperaturfeld. Gerlands Beitr. 38, 126—141, 1933, Nr. 2. Der Verf. untersucht die Bildung von Wolken im Zusammenhang mit wandernden Steig- bzw. Fallgebieten. Theoretische Überlegungen ergeben, daß ein Steiggebiet an der Vorderseite „Aufgleiten“ und an der Rückseite „Abgleiten“, ein Fallgebiet aber umgekehrt an seiner Vorderseite „Abgleiten“ und an seiner Rückseite „Aufgleiten“ bewirken. Dies aber nur dann, wenn ein zeitliches Drehen der Isothermen stattfindet, was nur möglich ist, wenn die Isothermen nicht senkrecht zur Zugrichtung der Druckänderungsgebiete verlaufen. Es entstehen daher beim Wandern der Druckänderungsgebiete vom kalten zum warmen Gebiet nicht Gleitwolken, sondern nur durch thermische Konvektion (Cu, Frcu) oder auch durch dynamische Konvektion (Stcu, Astlent, Acu, Cicu) bedingte Wolken, was durch Beobachtungs Tatsachen belegt wird. Wenn die Druckänderungsgebiete parallel den Isothermen ziehen, sind die Vorbedingungen für Entstehung von Gleitwolken (Cist, Ast, Nb, Cunb) gegeben.

Ferd. Steinhäuser.

Vilho Väisälä. Über die Wirkung der Windschwankungen auf die Pilotbeobachtungen. 2. Mitteilung. *Comm. Fenn.* 6, Nr. 5, 33 S., 1932. Es werden 38 Beobachtungsreihen von je 3 mit einem Theodolit verfolgten Ballonen mitgeteilt und die Mikro- und Makroturbulenz, sowohl an Einzelfällen als auch durch statistische Behandlung aller Beobachtungen nach verschiedenen Berechnungsverfahren untersucht. Es wird u. a. festgestellt: Die mittlere Mikroturbulenz nimmt in der Reibungsschicht der Erdoberfläche ab und ist darüber beinahe konstant. Die mittlere vertikale Makroturbulenz nimmt vom Boden bis zu einer gewissen Höhe (70 m) mit der Höhe zu und dann wieder ab. Ein einfach verfolgter Ballon gibt in Bodennähe den mittleren Wind in der Windrichtung mit etwa $\pm 1,4$ m/sec und in höheren Schichten mit etwa $\pm 1,1$ m/sec, senkrecht zur Windrichtung mit etwa ± 1 m/sec Genauigkeit an. Die Windrichtung wird bei einfachen Visierungen weniger gefälscht ermittelt als die Windgeschwindigkeit. *Herbert Kirsten II.*

J. Bjercknes. Exploration de quelques perturbations atmosphériques à l'aide de sondages rapprochés dans le temps. *Geophys. Publ. Oslo* 9, Nr. 9, 52 S., 1932. Als Grundlage dient das Material von 31 Registrierballonen, ausgerüstet mit Jaumottegeräten, die in kurzer Aufeinanderfolge in der Zeit vom 26. bis 28. Dezember 1928 gestartet worden sind. Das zeitliche Nacheinander wird als ein räumliches Nebeneinander betrachtet. Die Arbeit zerfällt im wesentlichen in zwei Teile; das Verhalten der Troposphäre und das der Stratosphäre, das an Hand von zwei Schnitten (Isoplethen der Temperatur und der potentiellen Temperatur) genau diskutiert wird, nachdem zuvor die Wetterlage eine eingehende Würdigung erfahren hat. Als Stütze der Frontentheorie werden die verschiedenen Kalt- und Warmluftmassen in ihrer horizontalen und vertikalen Erstreckung voneinander abgegrenzt. Im ast-Niveau ergibt sich über der Zyklone eine antizyklonale Bewegung. Weiter werden die Grenzfläche der Stratosphäre und Wellenbewegungen an ihr eingehend behandelt. Vertikale Bewegungen sind dafür nicht verantwortlich zu machen, sondern horizontale, die eine scheinbare vertikale Verlagerung hervorrufen. Eine horizontale sin-förmige Verschiebung ergibt also eine Fortpflanzung nach oben. In den letzten Abschnitten steht der Übertragungsmechanismus zwischen Tropo- und Stratosphäre im Mittelpunkt. *Fritz Hänsch.*

S. R. Savur. The Effect of the Indian Mountain Ranges on Air Motion. *Indian Journ. of Phys.* 7, 389—392, 1932, Nr. 5. Im Anschluß an verschiedene Arbeiten von Banerji wird die Wirkung der Indischen Bergketten auf die Luftbewegung nach folgenden Gesichtspunkten hin diskutiert: 1. Bei Auftreten von Hindernissen (Bergketten) ist die Erdrotation allein schon fähig, Winde hervorzurufen. 2. Windgeschwindigkeit und Windrichtung, wie sie in Indien beobachtet werden, resultieren aus stationären Druckgebilden. 3. Bei gleichmäßiger Luftbewegung fallen die Isobaren mit den Strömungslinien zusammen, wenn wir wiederum stationäre Druckgebilde annehmen. *Fritz Hänsch.*

F. Möller. Freie und erzwungene Turbulenz. *Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre* 20, 79—83, 1933, Nr. 2. Verf. analysiert vier Meßreihen über die Feinstruktur des Windes, die von F. J. Scrase in *Geoph. Mem.* Nr. 52 beschrieben sind. Hiervon sind zwei in $1\frac{1}{2}$ m, die anderen in 19 m Höhe mit Zeitabständen der Einzelwerte von $\frac{1}{16}$ sec gewonnen. Die Reihen geben die drei Komponenten des Windes an. In den Messungen in $1\frac{1}{2}$ m Höhe zeigt sich eine absolute Unregelmäßigkeit des Verlaufs der drei Komponenten, Korrelationen sind nicht vorhanden. Hingegen zeigen die Messungen in 19 m Höhe eine deutliche Relation zwischen horizontaler und vertikaler Komponente des Windes. Die Windstärke nimmt mit Abwärtswind fast immer zu, mit Aufwärtswind

immer ab. Der Korrelationskoeffizient $r(u, w)$ ergibt sich zu etwa $-0,7$. Da nicht nur reine Auf- und Abwärtsbewegungen, sondern auch schon ihre Beschleunigungen die oben genannten Zusammenhänge erkennen lassen, hat Verf. auch den Korrelationskoeffizienten bestimmt und $r(\partial u/\partial t, \partial w/\partial t)$ ebenfalls zu etwa $-0,7$ erhalten. In der Drehung des Windes sind keine Regelmäßigkeiten beobachtet worden. Mit Hilfe eines dreidimensionalen Millimeterpapiers werden stereoskopische Bilder der Störungsbewegungen zu einem Windweg zusammengesetzt, die die enge Verbundenheit von Aufwärts- und Rückwärtsbewegungen in 19 m Höhe mit ausgezeichnete Anschaulichkeit erkennen lassen, während sie in $1\frac{1}{2}$ m Höhe nicht vorhanden ist.

P. Duckert.

W. Peppler. Beziehungen zwischen der interdiurnen Veränderlichkeit der vertikalen Temperaturabnahme und der Temperatur. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre **20**, 109—113, 1933, Nr. 2. Verf. gibt eine Statistik über die Kopplung der interdiurnen Änderung der Temperatur und der vertikalen Temperaturgradienten in verschiedenen Höhen. Aus derselben gehen die thermisch-dynamischen Beziehungen sehr anschaulich hervor, sie zeigen aber auch die sehr geringe Kopplung der bodennahen mit höheren Schichten in thermischer Beziehung.

P. Duckert.

P. Mildner. Über die Turbulenz des Windes, beobachtet mit Hilfe von doppelt und einfach visierten Pilotballonen. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre **20**, 114—126, 1933, Nr. 2. In einer stabil geschichteten, kräftig bewegten Luftmasse sind Doppel- und Einzelvisierungen von Pilotballonen angestellt worden. Die Windrichtung ergab sich am Meßtage als sehr konstant, während Windgeschwindigkeiten und Steiggeschwindigkeiten der Ballone sehr großen Schwankungen unterworfen sind. Von der Annahme ausgehend, daß bei ungestörten Verhältnissen gleichartige Ballone, die in kurzen Zeitabständen visiert werden, genau die gleiche Windverteilung mit der Höhe geben müßten, wird versucht, die Großturbulenz quantitativ zu charakterisieren. Die bei den Visierungen erhaltenen Abweichungen von Windstärke und -richtung werden als Maß für die horizontale Komponente der Großturbulenz benutzt. Für die Beurteilung ihrer Vertikalkomponente wird die Steiggeschwindigkeit herangezogen, von der Verf. zeigt, daß sie als Maß für die Vertikalbewegungen der Luft benutzt werden darf. Einzelvisierungen geben nahezu die gleichen Windrichtungen wie die Methode der Doppelvisierung, hingegen werden die Windgeschwindigkeiten mit beträchtlichen Fehlern behaftet, die durch die bei Einzelvisierungen nicht erfassbare vertikale Komponente des Windes hervorgerufen werden.

P. Duckert.

F. W. Paul Götz. Trübung und anomale Extinktion. Helv. Phys. Acta **5**, 336—340, 1932, Nr. 5. Die Schwierigkeiten, sich auf ein einheitliches Maß der Dunstrübung zu einigen, sind in der Wellenlängenabhängigkeit der Trübungswirkung begründet. Es wird über Messungen von Linke, Ångström und Ladenburg berichtet, die die Intensitätseinbuße in 5 km Entfernung bei verschiedenen Trübungsgraden der Luft in Abhängigkeit von der Wellenlänge ergeben.

Dziobek.

Daizo Nukiyma and Atsusi Kobayasi. On the Transmissibility of Visible Light through a Cloud of Particles. Part II. Rep. Aeronaut. Res. Inst. Tokyo Univ. **7**, 307—338, 1933, Nr. 11 (Nr. 92). Im Gebiet 3000 bis 5500 Å wird mit einer photographischen Methode die Durchlässigkeit von fünf verschiedenen Rauchen gemessen, deren Teilchenradius 2,6 bis $7,3 \cdot 10^{-5}$ cm beträgt. Es

ergeben sich zwei Maxima des Transmissionskoeffizienten, von denen das eine zwischen 3700 und 4100 Å liegt, das andere liegt bei den meisten Rauchen bei 3600 bis 3800 Å, bei einem Rauche jedoch bei 4100 Å. Die Rauche lassen sich nach diesen beiden Maxima in zwei Gruppen einteilen; die eine Gruppe färbt eine durch den Rauch betrachtete künstliche Lichtquelle weiß bei dünnem, gelb bei dichtem Rauch, während bei der anderen Gruppe die Färbung von Weiß über Gelb zu Violett übergeht, wenn der Rauch an Dichte zunimmt. Rotfärbungen, wie sie sonst meist auftreten, konnten nicht beobachtet werden. *v. dem Borne.*

Harald Lunelund. Registrierung der Sonnen- und Himmelsstrahlung in Helsingfors im Jahre 1930. *Comm. Fenn.* 6, Nr. 12, 57 S., 1932.

Harald Lunelund. Records of Solar Radiation in Helsingfors. *Comm. Fenn.* 7, Nr. 1, 28 S., 1933. *H. Ebert.*

Ladislav Gorczynski. Sur la part du rayonnement solaire diffusé par la voûte céleste, dans les sommes d'insolation. *C. R.* 196, 801—803, 1933, Nr. 11. Bericht und Tabelle mit jahreszeitlichen Schwankungen der gesamten Himmelsstrahlungsintensität für verschiedene europäische Stationen. *Schmerwitz.*

W. Smosarski. Über die Polarisierung des Himmelslichtes. *Gerlands Beitr.* 38, 97—111, 1933, Nr. 1. Unter Zugrundelegung einer Bestimmung der Polarisationsverteilung durch drei aufeinander senkrechte Vektoren gibt der Verf. die theoretische Verteilung der Hauptschwingungsebene am Himmel und der neutralen Punkte und eine Formel für den Polarisationsgrad an und überprüft seine Berechnungen nach Beobachtungsdaten. *Ferd. Steinhäuser.*

L. W. Pollak und W. Gerlich. Lichtelektrische Sichtmessungen I. *Gerlands Beitr.* 35, 55—65, 1932, Nr. 1. Es wird über Versuche berichtet, die Sicht sowohl bei Tag wie in der Nacht auf lichtelektrischem Wege zu messen und zu registrieren. Die Methode beruht auf dem von Goldberg 1922 gebautem Sichtmesser, nur, daß an Stelle der visuellen Photometrie die objektive Photometrie tritt. *Dziobek.*

P. Gruner und U. Chorus. Dämmerungsbeobachtungen auf Jungfrauoch in Verbindung mit Parallelbeobachtungen auf anderen Stationen. *S.-A. Mitt. d. Naturf. Ges. Bern* 1933, 6 S. Beobachtungen über das Auftreten von Purpurlicht, Gegendämmerung, Erdschatten und Alpenglühn, die während der ersten Monate des internationalen Polarjahres auf dem Jungfrauoch angestellt wurden, werden mitgeteilt und mit Ergebnissen anderer Orte -- teilweise Hochstationen, teilweise Orte im Flachlande -- verglichen. Dabei zeigt sich u. a., daß im Hochgebirge stark und gut entwickelte Purpurlichter auftreten können. *Fritz Hänisch.*

Walter Grundmann. Über den Einfluß der Haarverschmutzung auf die Anzeigenauigkeit der Haarhygrometer. *Meteorol. ZS.* 50, 106—108, 1933, Nr. 3. Auf die Anzeige von Haarhygrometern haben Staubarten verschiedenen Einfluß. Reiner Sandstaub hat keinen, lehm- und kreidehaltiger beachtlichen (Auftreten negativer Fehler), und salzhaltiger überaus starken Einfluß (nach anfänglichem negativem Fehler bei höherer Feuchtigkeit stark positiv). *H. Ebert.*

Franz Baur. Über die Notwendigkeit eines großen Beobachtungsstoffes bei statistischen Untersuchungen. *ZS. f. Geophys.* 9, 11—15, 1933, Nr. 1/2. *Jung.*

T. C. Richards. On the elastic constants of rocks, with a seismic application. Proc. Phys. Soc. 45, 70—79, 1933, Nr.1 (Nr. 246). Die Resultate seismischer Untersuchungen an einem Kalksteinlager mit Ölvorkommen in Süd-West-Persien zeigten, daß das Kalksteinlager an der unteren Grenze eine höhere Geschwindigkeit für elastische Wellen hatte als an der oberen Grenze. Kalksteinproben aus verschiedenen Tiefen ergaben bei der Untersuchung im Laboratorium nicht die gleichen Werte für die elastischen Konstanten. Die Resultate werden im Hinblick auf die Anwendung der seismischen Methode diskutiert. *W. Schneider.*

W. Stern. Die Bestimmung des Verlaufes geneigter Diskontinuitätsflächen (einfallende Schichtgrenzen und Verwerfungen) durch das Widerstandsverfahren. ZS. f. Geophys. 9, 1—11, 1933, Nr. 1/2. Die Methode des scheinbaren spezifischen Widerstandes wurde bisher nur zur Erforschung der vertikalen Schichtenfolge unter dem Stationspunkt benutzt und hat seitliche Begrenzungen nur indirekt geliefert. Es wird ausgeführt, wie auch seitliche Begrenzungen nach der Methode des scheinbaren spezifischen Widerstandes direkt gefunden werden können. Für ebene, geneigte Schichtgrenzen, Verwerfungen, Flanken von Horsten und Gräben wird der theoretische Verlauf der Widerstandskurve konstruiert. Hieraus wird eine einfache Methode entwickelt, die den Ort des Ausstreichens der geneigten Schichtgrenzen, den Sinn des Einfallens und den Neigungswinkel liefert. *K. Jung.*

H. W. Koch und W. Zeller. Die Genauigkeit von seismographischen Messungen nichtstationärer Vorgänge. ZS. f. techn. Phys. 14, 162—165, 1933, Nr. 4. Ist für Vergrößerung und Phasenverschiebung eines Seismographen nur ein bestimmter Fehler zugelassen, so existiert eine obere Grenze für das Verhältnis Eigenfrequenz des Seismographen : Frequenz der zu messenden Schwingung. Sollen stationäre Schwingungen gemessen werden, so existiert eine untere Grenze für dieses Verhältnis nicht, wohl aber ist eine untere Grenze bei nichtstationären Vorgängen durch den Vorgang des Einschwingens bedingt. Als günstigste Dämpfung erweist sich das Verhältnis $\varepsilon = 47 : 1$. Es wird dargelegt, wieweit der Erschütterungsmesser der Askania-Werke und der Seismograph von Spindler und Hoyer zur Messung von Verkehrserschütterungen geeignet sind. *K. Jung.*

O. H. Gish. Use of geoelectric methods in search for oil. S.-A. Bull. Amer. Ass. of Petrol. Geol. 16, 1337—1348, 1932, Nr. 12. Nach der hier mitgeteilten Ansicht beruht die ungünstige Meinung, die über den Wert der geoelektrischen Methoden herrscht, zum großen Teil auf der persönlichen Einstellung als auf der Sache selbst. Die geoelektrischen Methoden sind erst spät und ohne ausreichende theoretische Durcharbeitung aufgenommen worden. Die Hauptfehlerquellen der Widerstandsmethode werden erörtert. Ein Vergleich der Unkosten elektrischer Aufschlüsse mit denen gravimetrischer oder seismischer Art läßt sich noch nicht durchführen. *Schmerwitz.*

W. J. Rooney. Mesures de la résistivité de la terre et leur application a la géophysique et aux problèmes techniques. S.-A. Inst. Carnegie de Washington 1932, 16 S. Die von Wenner 1905 vorgeschlagene Methode wurde in der erdmagnetischen Abteilung des Carnegie-Instituts zu einem genauen Meßverfahren für den Widerstand der Erdoberfläche ausgebildet. Vorichtsmaßregeln zum einwandfreien Gebrauch der Methode, einige Anwendungen und Anwendungsmöglichkeiten werden beschrieben. *Schmerwitz.*

Geophysikalische Berichte

Jordan-Eggert. Handbuch der Vermessungskunde. 2. Band, 2. Halbband, neunte erweiterte Auflage, bearbeitet von O. Eggert. 597 S. mit zahlreichen Fig. u. Abb. Stuttgart, J. B. Metzlersche Verlagsbuchhandlung, 1933. Der 2. Halbband des 2. Bandes der neuen Auflage des Handbuchs der Vermessungskunde enthält die verschiedenen Methoden der Höhenmessung, der Tachymetrie und der Photogrammetrie, sowie eine kurze Darstellung der wichtigsten Absteckungsarbeiten im Eisenbahnbau und der Geschichte der deutschen Landesvermessung. Das Werk gibt eine möglichst vollständige Darstellung der Theorie und Praxis des Vermessungswesens, besonders eine eingehende Behandlung moderner Konstruktionen verschiedener Instrumente. *Heinrich Jung, Göttingen.*

Joseph Kölzer. Normung im meteorologischen Meßwesen. Meteorol. ZS. 50, 130—133, 1933, Nr. 4. Bericht über die Vorgeschichte und den wichtigsten Inhalt des Normblatts Din Vornorm 5451 (Meteorologische Meßgeräte, Richtlinien), durch das die einzelnen Teile hauptsächlich der registrierenden meteorologischen Instrumente (z. B. die Schreibhebel, Schreibtrommeln, Schreibstreifen) genormt und damit austauschbar gemacht werden. *Wallot.*

B. Hrudička. Die ersten instrumentellen meteorologischen Beobachtungen in Prag. Meteorol. ZS. 50, 153, 1933, Nr. 4. *Scheel.*

Alfred Schwartz. Die Farbenveränderung hygroskopischer Metallsalze und ihre Verwendung zur Feuchtigkeitsmessung. Meßtechn. 9, 87—92, 1933, Nr. 5. Mit einer Lösung aus Kobaltchlorür getränkte Oberflächen zeigen einen Farbenwechsel in Abhängigkeit von der relativen Feuchtigkeit (bei 100 % hellrosa, 50 % violett und 0 % tief blau). Zur Hebung des Kontrastes sind dem Chlorür bestimmte Stoffe beigemischt. Verglichen wird die Farbe des Chlorürs mit einer Grauskale durch ein Rotfilter. Die Anordnung zeigt Unabhängigkeit von der Temperatur innerhalb recht weiter Grenzen. *H. Ebert.*

S. K. Banerji and H. M. Wadia. On evaporation and its measurement. (First Paper.) Mem. Indian Meteorol. Dep. 25, 291—325, 1932, Nr. 9. Zunächst wird ein Verdunstungsmesser beschrieben, der sowohl zum Ablesen als auch zum Registrieren geeignet ist. In einem Wasserbottich, der in einem zweiten auch mit Wasser gefüllten Gefäß hängt, befindet sich ein Schwimmer, der mit fortschreitender Verdunstung immer tiefer sinkt. Die Fehlerquellen werden genau diskutiert. Es werden dann die Verdunstungsmengen während 24 Stunden in Abhängigkeit von den verschiedenen meteorologischen Elementen behandelt. Im Laboratorium wurde dazu der Einfluß des Windes, der besonders auch auf der Wasseroberfläche Wellen und damit andere Verdunstungsverhältnisse, nämlich eine gewisse Unruhe hervorruft, der Temperatur, der inneren Diffusion und der verschiedenen Ausmaße der Apparatur untersucht. *Fritz Hänsch.*

Osc. V. Johansson. Die Beaufortskala in einfachen Formeln und Gedächtnisregeln. Comm. Fenn. 6, Nr. 24, 26 S., 1933. Da man vielfach Verwandlungen von Geschwindigkeiten nach Beaufortgraden vorzunehmen hat, und da ferner die verschiedensten Verwandlungsskalen existieren, werden zunächst approximative Formeln und Gedächtnisregeln aufgestellt. Um einen Vergleich der einzelnen Skalen untereinander zu ermöglichen, vor allem auch in ihrer Stellung zu den internationalen Skalen, werden sie dann durch approximative Konstanten dargestellt. Als praktisches Beispiel der Verwendung von mittleren Konstanten, besonders von Quotienten zwischen Geschwindigkeit und Beaufortgrad werden aus sehr wechselnden Unterlagen die mittleren Windstärkeverhältnisse in Finnland ermittelt. *Fritz Hänsch.*

E. O. Hulburt. Experiments with the Bubble Sextant at Sea. Journ. Opt. Soc. Amer. **23**, 143—148, 1933, Nr. 4. Höhen von Sternen werden von einem 950 Tonnen-Schiff und einem 12 Tonnen-Schiff auf See mit einem sogenannten „Bubble-Sextanten“ gemessen. Es wird auf die auftretenden Fehler näher eingegangen. Ein Teil hängt von der Vibration des Schiffes ab, die infolge des Windes und der laufenden Maschinen entsteht. Die Hauptursache ist das Schlingern des Schiffes; sie kann dadurch behoben werden, daß man den Apparat in die Schlingerachse stellt. Ein sogenanntes „Mittelpunktanzeigergerät“ gibt die vollständig horizontale Lage an, so daß in diesem Augenblick abgelesen werden kann. Infolgedessen ist es möglich, daß bei einer Einzelbeobachtung der Fehler höchstens 30 Minuten, und bei einer Serie von fünf Ablesungen hintereinander 15 Minuten beträgt.

Fritz Hänisch.

H. Ohrt. Vom Stationsbarometer. Glas u. Apparat **14**, 65—66, 1933, Nr. 9.

H. Ebert.

Kurt Wegener. Zur Frage der barometrischen Höhenmessung. Meteorol. ZS. **50**, 133—134, 1933, Nr. 4. Es wird auf Fehler in der Anwendung von Höhenformeln hingewiesen; richtig ist die stufenweise Berechnung (Bason und Süring) wegen der Temperaturabnahme mit der Höhe. Die Höhenmessung mit Aneroidbarometern ist an sich schon ungenau.

H. Ebert.

Hans Robert Scultetus. Erfahrungen mit dem Zeissischen vereinfachten Theodoliten für graphische Ballonaufnahmen nach Dr. Schoute. Meteorol. ZS. **50**, 140—144, 1933, Nr. 4.

Scheel.

S. K. Banerji and K. N. Sohoni. Hydraulic Seismographs. Nature **131**, 547, 1933, Nr. 3311. Der hydraulische Seismograph besteht aus einem oben verschlossenen Zylinder. Sein unteres Ende ist mit einer dünnen Metallmembran versehen. In die Seitenwand ist ein enges Röhrchen mit einem drehbaren Spiegelchen eingelassen. Im Mittelpunkt der Membran greift ein Stab an, der durch den oberen Verschuß des Zylinders führt und ein Gewicht trägt. Der Zylinder ist mit Öl gefüllt. Die Vertikalbewegung der Unterlage des Zylinders wird von der Membran mitgemacht, und dadurch steigt und fällt das Öl in der engen Röhre. Dieses wiederum bewirkt die Drehung des am Röhrchen in geeigneter Weise angebrachten Spiegelchens.

W. Schneider.

Erich Emschermann. Theoretische Erörterungen zur zentrischen Schachtlotung mit mehreren Gewichten. Diss. Aachen 1932, 97 S.

K. Jung.

E. v. Angerer und H. Funk. Untersuchung von Erdgasen auf Heliumgehalt. ZS. f. phys. Chem. (B) **20**, 368—374, 1933, Nr. 5/6. Es wird eine einfache spektroskopische Methode zur Prüfung von Gasen auf Helium angegeben. Die Anreicherung des Heliums erfolgt durch aktive Kohle, die Anregung zum Leuchten durch Elektronenstoß. Mit dieser Anordnung werden 12 bayerische Erdgase untersucht. Die Dürkheimer Quelle ist die einzige, die in ihrem He-Gehalt an die nordamerikanischen He-Quellen heranreicht. Eine Parallelität zwischen N₂- und He-Gehalt wird nicht gefunden.

K. W. F. Kohlrausch.

Robley D. Evans. Technique for the Determination of the Radioactive Content of Liquids. Rev. Scient. Instr. (N.S.) **4**, 216—222, 1933, Nr. 4. Für die Abtrennung von Radon aus Flüssigkeiten wird ein vereinfachter Apparat beschrieben; für die Messung kleiner Mengen Radon oder Thoron wird eine Apparatur beschrieben mit zylindrischer Ionisierungskammer, feuchtigkeitsicherer Isolation und Bililar-Elektrometer. Die Wichtigkeit der Konstanz der Eigenionisation der Apparatur infolge kosmischer und lokaler Ionisation wird

betont und über Vorsichtsmaßregeln berichtet, die in der vorliegenden Apparatur diesbezüglich möglichst günstige Verhältnisse schaffen. *K. W. F. Kohlrusch.*

Robley D. Evans. Direct Fusion Method for Determining the Radium Content of Rocks. *Rev. Scient. Instr.* (N. S.) **4**, 223—230, 1933, Nr. 4. Es werden neue Gesichtspunkte für die Entfernung von Radon aus Gesteinen und für die Messung geringer Mengen Radon angegeben. Pulverisierte Gesteinsproben werden geschmolzen durch direkte Erhitzung in einem evakuierten Graphitwiderstandsofen. Die Dauer der Erhitzung beträgt etwa $2\frac{1}{2}$ Minuten gegen etwa 1 Stunde bei den schnellsten der früheren Methoden. Die entweichenden Gase werden durch eine elektrostatische Ionenfalle zu einem Ionisationsgefäß geführt, deren Isolierung gegen Wasserdampf geschützt ist. Die natürliche Beobachtungsgrenze bei dieser Methode ist jene, bei der die mittlere zu messende Radonionisation von gleicher Größe ist wie die „Eigenionisation“ der Beobachtungskammer; es wird ein Apparat beschrieben, der die Messung bis zu dieser Grenze gestattet (Differentialmethode). *K. W. F. Kohlrusch.*

William Bowie. Recent developments in gravity apparatus. *Science* (N. S.) **77**, 308—310, 1933, Nr. 1995. Es werden einige neue Schwereapparate erwähnt, der von E. J. Brown konstruierte Pendelapparat des Coast and Geodetic Survey und der Apparat von Holweck und Lejay beschrieben. *K. Jung.*

R. M. Langer and R. W. Raitt. A New Kind of Radioactivity. *Phys. Rev.* (2) **43**, 585, 1933, Nr. 7. Es wird zunächst darauf hingewiesen, daß die obere Grenze für die Reichweite von Protonen die von Neutronen erzeugt werden, unterschätzt wird bis zu etwa 20 %; daraus folgt, daß Be^9 mehr Energie besitzt als 2α -Teilchen und ein Neutron. Aus allgemeinen Überlegungen wurde weiter gefolgert, daß Be^9 spontan zerfallen muß unter Abgabe von α -Teilchen und vielleicht eines Neutrons. Diese Folgerung wurde untersucht und bestätigt gefunden. Die Reichweite dieser α -Teilchen ist sehr gering (1 cm in Luft), die zugehörige Halbwertszeit ist etwa 10^{14} Jahre. Damit ist der übernormale He-Gehalt des Beryls erklärt, und andere Erklärungen hierfür werden hinfällig. Die Untersuchungen werden fortgesetzt.

K. W. F. Kohlrusch.

G. Kirsch. Edelgase. *S.-A. Handb. d. Min.* Bd. IV, 454—467, Nr. 3, ohne Angabe der Jahreszahl. In dem Handbuchartikel wird alles das gebracht, was für den Mineralchemiker wichtig erscheint. Zunächst werden die Bestimmungsmethoden kurz beschrieben, besonders ausführlich die Heliumbestimmung nach Stratt und die Empfindlichkeitssteigerung des Heliumnachweises durch Paneth und Peters. Dann folgt eine Übersicht über das Vorkommen der Edelgase in Mineralien, Meteoriten, Luft, vulkanischen Exhalationen und Erdgasen. Schließlich wird die Geochemie der Edelgase behandelt. *Otto.*

J. H. J. Poole. Radioactivity of Samarium and the Formation of Hibernium Halos. *Nature* **131**, 654—655, 1933, Nr. 3314. Mit plausiblen Zahlendaten wird nachgerechnet, ob die von Hevesy-Palhave angegebene Aktivität des Samariums imstande ist, die sogenannten „Hibernium-Höfe“ Jolys zu erklären. Unter der Annahme eines Alters von 10^9 Jahren werden aus der Größe des zentralen Teiles dieser Höfe $4 \cdot 10^{15}$ α -Teilchen pro cm^3 errechnet, während zur Hervorbringung eines schwachen positiven Hofes $2 \cdot 10^{16}$, eines invertierten Hofes sicher viel mehr α -Teilchen pro cm^3 nötig sind. Entweder ist der Itterby-Glimmer besonders empfindlich, oder aber es gibt äußere Umstände, die die Intensität der Höfe beeinflussen; die letztere Meinung vertritt der Autor. *K. W. F. Kohlrusch.*

F. Hopfner. Über einige aktuelle Fragen der physikalischen Geodäsie. *Gerlands Beitr.* **38**, 309—320, 1933, Nr. 3/4. Der Verf. begründet die

Wahl des Aufpunktes auf einem Niveausphäroid, das ganz im Innern der Erdmasse verläuft, und die Vernachlässigung des Unterschiedes zwischen den Potentialwerten des Geoids und des gewählten Niveausphäroids und rechtfertigt Ackerl's Abschätzungen der Geoidundulationen. Ferner wird darauf hingewiesen, daß zwischen der Abplattung des Geoids und der des Niveausphäroids zu unterscheiden ist, wodurch auch die von Ackerl berechnete Abplattung des Niveausphäroids von $1/276$ als nicht unmöglich, wenn auch durch geeignet verteilte Schweremessungen vielleicht verbesserungsfähig erscheint. Es wird noch begründet, warum die Reduktion nach der Freiluffformel im Bereich der Festländer zu keinen Randwerten am Geoid führt, und die Ansicht widerlegt, daß die zweite Randwertaufgabe bei ihrer Anwendung auf das Geoid keine eindeutige Lösung zuläßt. *Ferd. Steinhäuser.*

B. L. Gulatec. Figure of the earth. Gerlands Beitr. 38, 426—430, 1933, Nr. 3/4. Der Verf. wendet sich gegen Hopfners Darstellung, daß die isostatischen Reduktionsverfahren künstliche Geoide erzeugen, die ihre eigenen Niveausphäroide sind, was nur bei vollkommener Isostasie gelten würde. *Ferd. Steinhäuser.*

O. B. Muench. The age of a Canadian cyrtolite. Sill. Journ. (5) 25, 487—493, 1933, Nr. 150. *H. Ebert.*

Kenneth Hartley. Direct Measurement of the Gravitational Effect of the Moon. Physics 4, 162—163, 1933, Nr. 4. Mit einem empfindlichen Schwere-messer („Gravity balance“, Physics, März 1932) wurden die täglichen Variationen der Schwereintensität untersucht. Messungen vom 12. bis 14. Mai 1932 deuten nach Ansicht des Verf. eine Schwankung vom Betrag ± 3 Milligal und einer ganz-mond-täglichen Periode an. Amplitude, Periode und Phase ließen sich erklären, wenn man annimmt, daß die ganze Anziehungskraft des Mondes, nicht nur der viel geringere, zum größten Teil halb-mondtägige Gezeiteneffekt, in die Messung eingeht. *K. Jung.*

Hantaro Nagaoka. Fluctuations in Secular Variation of the Rotation of the Earth and Volcanic Eruptions. Proc. Imp. Acad. Tokyo 9, 35—38, 1933, Nr. 2. Der Verf. zeigt, daß die Massen, die bei Vulkanausbrüchen bewegt werden, genügen, um Schwankungen in der säkularen Rotation der Erde zu erklären. *W. Schneider.*

Forrest Western and Arthur Ruark. Actinouranium and the Geologic Time Scale. Phys. Rev. (2) 43, 781, 1933, Nr. 9. (Kurzer Sitzungsbericht.) Auf Grund von Betrachtungen über Isotopen werden verschiedene Gesteine untersucht und ihre sogenannten Verfallskonstanten mitgeteilt: Karlsruhs $0,81 \cdot 10^9$ Jahre; Wilberforce $1,04 \cdot 10^9$ Jahre, Katanga $2,83 \cdot 10^9$ Jahre; Piutti-Migliatti $1,5 \cdot 10^9$ Jahre. *Fritz Hänsch.*

Henry Norris Russell. The attraction of spheres. Science (N.S.) 77, 412, 1933, Nr. 2000. Warnung vor einer fehlerhaften Berechnung von Th. Merri-man (Science 77, S. 371). *K. Jung.*

R. W. van Bemmelen. On the geophysical foundations of the Undulation-theory. Proc. Amsterdam 36, 337—343, 1933, Nr. 3. Als Beantwortung der von Kuenen (Phys. Ber. S. 536) und anderen erhobenen Zweifel gegen Einzelheiten der Undulationstheorie des Verf. werden die physikalischen Vorstellungen, die seinen Anschauungen über die primäre Tektonik der Gebirgsbildung zugrunde liegen, erläutert. *K. Jung.*

Takahiro Hagiwara. Influence of Solid Friction on Dynamical Magnification. Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo 11, 14—24, 1933, Nr. 1. *H. Ebert.*

C. Alessandri. Sulla velocità apparente di propagazione superficiale dei terremoti in rapporto con la profondità ipocentrale. *Lincei Rend.* (6) 17, 141—146, 1933, Nr. 2. Verf. untersucht die scheinbare oberflächliche Erdbebenwellengeschwindigkeit in Abhängigkeit von der epizentralen Tiefe, und zwar betrachtet er die Methoden, die auf den Zeitdifferenzen der Ankunft einer bestimmten Phase der longitudinalen Erdbebenwelle an verschiedenen Orten beruhen. Es werden die Grenzfälle betrachtet, daß das Epizentrum einmal auf der Oberfläche und einmal im Erdmittelpunkt liegt. *Tollert.*

G. Ponte. Fumarole vulcaniche. *Lincei Rend.* (6) 17, 147—151, 1933, Nr. 2. Verf. gibt einen zusammenfassenden Bericht seiner Arbeiten über die Entstehung der vulkanischen Gasquellen (Fumarolen) des Ätna. *Tollert.*

Ernest A. Hodgson. Two probability methods for the determination of earthquake epicentres. *Gerlands Beitr.* 37, 390—409, 1932, Nr. 4. Die Geigersche Ausgleichsmethode zur Bestimmung der Lage eines Erdbebenepizentrums allein aus den Einsatzzeiten (Nachr. der Königl. Gesellschaft der Wissenschaft Göttingen, math.-phys. Kl. Mai 1910, S. 19) kann man am vorteilhaftesten anwenden, wenn es sich um Beobachtungsstationen handelt, die weit vom Epizentrum entfernt sind. In diesem Falle ist nämlich die Geigersche Voraussetzung der Fehlerlosigkeit der Laufzeitkurve am besten erfüllt. In der vorliegenden Arbeit wird die Geigersche Methode etwas abgeändert, um sie auf andere Intervalle der Herdentfernung anwenden zu können. Die Intervalle werden so groß gewählt, daß in ihnen die Laufzeitkurve mit genügender Genauigkeit als Gerade angesehen werden kann. *W. Schneider.*

Studies in reflected seismic waves. **L. B. Slichter** and **V. Gavrillovich Gabriel.** Part I. Some computations of the reflection of seismic waves at solid boundaries.

L. B. Slichter. Part II. Surface motions due to reflections in a layered crust. *Gerlands Beitr.* 38, 228—256, 1933, Nr. 2. Im ersten Teil der Arbeit werden Reflexion und Brechung von seismischen Wellen an der Grenze zweier fester Medien für drei verschiedene Grenzbedingungen berechnet, die den Verhältnissen in der Erdkruste entsprechen. Im zweiten Teil wird unter Annahme von Diskontinuitätsflächen in 15 und 40 km Tiefe der Erdkruste die Beeinflussung der P- und S-Wellen und der Sekundärwellen durch Reflexion in diesen Schichten berechnet und die relative Amplitude der Oberflächenbewegung und die Ankunftszeiten der Sekundärwellen als Funktion der Epizentraldistanz graphisch dargestellt. *Ferd. Steinhauser.*

H. Landsberg. Zur Seismizität des Mainzer Beckens und seiner Randgebirge. *Gerlands Beitr.* 38, 167—171, 1933, Nr. 2. Der Verf. untersucht das Verhalten eines Erdbebenschwarmes, der im Anschluß an den Groß-Gerauer Erdbebenschwarm auftrat und von Februar bis August 1871 dauerte. Die meisten Epizentra dieses Schwarmes lagen in der rechten großen Rheintalspalte. Die 119 Stöße dieses Schwarmes zeigen eine tägliche Periode, deren Maximum auf 3,8^h fällt. Obgleich für diese Periode das Schustersche Kriterium nicht erfüllt ist, stimmt sie doch in der Phase fast genau mit der Periode des Groß-Gerauer Schwarmes überein, so daß ihre Realität doch nicht von der Hand zu weisen sein wird. Aus den stärksten Stößen dieses Bebens und einer Reihe anderer Erdbeben wurde ferner noch eine seismotektonische Karte des Mainzer Beckens und seiner Randgebiete entworfen. *M. Toperczer.*

Heinrich Jung. Über Erdbebenwellen IX. Die Schattenwirkung des Erdkerns für die seismischen Raumwellen. *Göttinger Nachr.*

1933, S. 42—80, Nr. 1. Es wird gezeigt, daß die bisherige Vermutung, eine Schattenzone könne bei der Ausbreitung elastischer Wellen im Erdinnern nur dann entstehen, wenn die Geschwindigkeit der betrachteten Wellenart an einer Grenzfläche sprunghaft nach unten hin abnimmt, nicht richtig ist. Es lassen sich Geschwindigkeitsverteilungen angeben, die als Funktion der Tiefe vollkommen stetig verlaufen und dennoch einen Schatten verursachen. Die Bedingung für das Auftreten eines Schattens wird angegeben und daraus eine untere Schranke für die Abnahme der Geschwindigkeit der *P*-Wellen an der Grenze des Erdkernes abgeleitet. Ferner wird gezeigt, daß die bekannten direkten Verfahren zur Berechnung der Geschwindigkeit aus der Laufzeitkurve versagen, wenn ein Schatten auftritt, so daß man gezwungen ist, indirekte Methoden zu verwenden. Zum Schluß werden die entsprechenden Probleme der Luftseismik und der Radiotelegraphie in den allgemeinen Rahmen eingeordnet.

Heinrich Jung-Göttingen.

Robert Schwinner. Gebirgsbau und Erdmagnetismus in Böhmischer Masse und Ostalpen. Gerlands Beitr. 39, 58—81, 1933, Nr. 1. *H. Ebert.*

L. Palazzo. Emendamenti ad alcuni valori della variazione secolare di *H* nel Piemonte, dati in una Nota precedente. *Linei Rend.* (6) 17, 340—341, 1933, Nr. 5. Da es sich herausgestellt hat, daß die älteren Messungen der erdmagnetischen Horizontalkomponente in Piemont von *Chistoni* 1886—1887 einer kleinen Korrektur bedürfen, erfahren die vom Verf. für den Zeitraum 1887—1929 für zehn Stationen bestimmten Änderungen dieser Größe auch eine Korrektur. Die neuen Werte sind in einer Tabelle angegeben.

K. Przibram.

C. V. Boys. Progressive Lightning: A New Stereoscope. *Nature* 131, 492—494, 1933, Nr. 3310. Der Verf. diskutiert zunächst eingehend die Entstehung bzw. den Verlauf der Blitze auf Grund früherer stereoskopischer Aufnahmen. Er beschreibt sodann ein neues Stereoskop, bei dem die Bilder nicht auseinanderzuschneiden sind.

Picht.

Herbert Jehle. Zur Vorwachs geschwindigkeit des Blitzes. *ZS. f. Phys.* 82, 785—793, 1933, Nr. 11/12. Unter der Annahme einer Blitzfeldstärke von 20 kV/cm wird die mittlere Fallgeschwindigkeit = mittlere freie Weglänge : mittlere Fallzeit \approx Blitzvorwachs geschwindigkeit für das Elektron zu $340 \cdot 10^6$ cm/sec, für das Ion zu $1,1 \cdot 10^5$ cm/sec errechnet. Ein größenordnungsmäßig gleicher Wert ergibt sich auch unter Zugrundelegung eines runden Blitzkanals, dessen Ladungen auf der Halbkugel an seinem Ende sitzen, eines angenommenen Blitzstromes von 300 Amp. und einer Blitzspannung von $30 \cdot 10^6$ Volt. Es werden weiter zwei Kontinuitätsbeziehungen abgeleitet, die eine Strom- und Spannungsverteilung im Blitz zu errechnen gestatten.

Pfestorf.

O. Krogness. Short report of various researches regarding aurora borealis and allied phenomena. *Publ. Geofys. Inst. Tromsø* 1928, 8S. Es werden kurz Betrachtungen angestellt über den Zusammenhang zwischen Nordlicht, Erdmagnetismus, Sonnenflecken, Ionisation, Kurzwellenempfang und ähnlichen Erscheinungen.

Fritz Hünsch.

Guisippina Aliverti. Quantitative Bestimmungen des Luftgehaltes an Radium-Thoriumemanation mittels einer neuen elektrischen Ausströmungsmethode. *ZS. f. Geophys.* 9, 16—22, 1933, Nr. 1/2. Es wird eine neue Methode beschrieben, mit deren Hilfe quantitative Messungen der Radioaktivität der Atmosphäre durchgeführt werden können; diese Methode, die sich auf die von *Sella* gefundenen Eigenschaften der elektrischen

Ausströmung stützt, gestattet rasche Bestimmungen mit einer verhältnismäßig einfachen Vorrichtung. Es werden die Ergebnisse von etwa 80 von Februar bis Juli 1932 in Turin ausgeführten Messungen mitgeteilt. *K. W. F. Kohlrausch.*

H. Rukop. Der Stand der Wellenforschung in der oberen Atmosphäre. Elektr. Nachr.-Techn. 10, 41—58, 1933, Nr. 2. Es wird zusammenfassend über den Stand der Wellenforschung in der oberen Atmosphäre mit Hilfe der Hochfrequenztechnik berichtet. Verwendung finden: Feldstärkemessungen, Erfahrungen des Rundfunks, Statistiken des transozeanischen Telegrammverkehrs, Bildtelegraphieveruche, spezielle Meßeinrichtungen, Peilungen. Es ergeben sich zwei Schichten in etwa 100 und 250 km Höhe, die Kennelly-Heaviside-Schicht und die Elias-Appleton-Schicht, wie sie Verf. nennen möchte. Besonders behandelt werden die Schwankungen der Höhe in Abhängigkeit vom Sonnenstand. Eingehende Berücksichtigung finden die optimalen Wellenlängen beim Kurzwellenverkehr. An Hand der Meßergebnisse werden Betrachtungen über Absorption, Reflexion, Ladungsdichte, Zusammensetzung und ähnliche Probleme in der oberen Atmosphäre angestellt, die aufzuzählen zu weit führen dürfte. *Fritz Hänisch.*

F. Noether. Bemerkungen über das Ausbreitungsgesetz für lange elektrische Wellen und die Wirkung der Heavisideschicht. Elektr. Nachr.-Techn. 10, 160—172, 1933, Nr. 4. Es werden die verschiedenen Ausbreitungsgesetze für lange Wellen besprochen. Nach Zenneck sollte die Ausbreitung in Form von Oberflächenwellen erfolgen, wobei sich die Energie ähnlich wie bei Drahtwellen auf die Nähe der Oberfläche konzentriert und von dieser geführt wird. Es wird gezeigt, daß diese Zenneckwellen im homogenen freien Raum über der Erdoberfläche nicht zustande kommen können. Sie würden nur unter Mitwirkung der Heavisideschicht als „geführte Wellen“ in Frage kommen. Es läßt sich aber weiter zeigen, daß wirkliche an der Erde geführte Wellen nur dann auftreten können, wenn die Leitfähigkeit der Heavisideschicht größer oder mindestens gleich der Leitfähigkeit der Erde wäre, was nicht der Fall ist. Es folgt dann eine Besprechung der Watsonschen Formel, die auch verworfen wird, weil wesentliche Voraussetzungen den Tatsachen widersprechen. Schließlich wird der Austinschen Formel eine neue Deutung gegeben, die mit den möglichen Werten für die Leitfähigkeit der Heavisideschicht in Einklang ist. *Blechschildt.*

S. K. Mitra and H. Rakshit. Recording Wireless Echoes at the Trans-mitting Station. Nature 131, 657, 1933, Nr. 3314. Die kürzeste Entfernung vom Sender, in der bisher noch Echos nach der Methode von Breit und Tuve beobachtet wurden, betrug etwa 400 m. Das ist zum Teil auf die Stärke der Grundwelle in so kurzem Senderabstand zurückzuführen. Die Verff. zeigen weiter, daß in unmittelbarer Nähe des Senders die im Vergleich zur Empfangsantenne viel bessere Sendeantenne die reflektierte Energie fast vollkommen absorbiert. Die Verff. gingen daher dazu über, die Sendeantenne selbst mittels induktiver Ankopplung an den Empfänger als Empfangsantenne zu benutzen. Bei der Methode nach Breit und Tuve wird die Antenne bekanntlich auf sehr kurze Zeit, z. B. $\frac{1}{5000}$ sec, mit Energie gespeist, während sie z. B. auf $\frac{1}{200}$ sec stromlos ist. Während der Ruhepausen ankommende reflektierte Signale können dann im Empfänger registriert werden. Die direkten Signale des Senders werden durch geeignete Mittel begrenzt. *Blechschildt.*

R. A. Watson Watt and L. Bainbridge-Bell. The Upper Ionized Atmosphere in Bengal. Nature 131, 657—658, 1933, Nr. 3314. Mitra und Rakshit berichteten in einer Arbeit über die obere ionisierte Atmosphäre in Bengal über Anomalien von Echoamplituden (Phil. Mag. 15, 20, 1933). Es wird hier

auf eine Beobachtung der Verff. hingewiesen, die eine Untersuchung darüber erforderlich erscheinen läßt, ob die Anomalien ihre Ursache nicht in Eigenschaften des Empfängers haben können. *Bleichschmidt.*

G. J. Elias, C. G. A. von Lindern und **G. de Vries.** Metingen van de hoogte der Heaviside-laag. Tijdschr. Nederl. Radiogen. 6, 53—64, 1933, Nr. 3. Nach der Methode von Breit und Tuve wird die Höhe reflektierender Schichten in der Atmosphäre aus der Zeitdifferenz zwischen der Aussendung eines Wellenzuges und dessen Zurückkehr auf die Erde bestimmt. Wellenlänge 75 m, Richtung vertikal, Dauer eines Wellenzuges 10^{-4} sec, Frequenz, womit das Experiment wiederholt wird, 80 sec^{-1} (Steuerung durch Relaxationsschwingung). Die Amplitude der zurückkehrenden Welle wird mittels einer synchronen linearen Zeitbasis auf dem Fluoreszenzschirm einer Braunschen Röhre dauernd sichtbar gemacht. Mit einer kleinen Abänderung läßt sich die Zeitdifferenz dauernd registrieren. In der Weise wird Beobachtungsmaterial über Beschaffenheit und Höhe der Schichten erhalten. Die Autoren unterscheiden drei Schichten: Schicht I (Höhe 200 bis 250 km), wiederholte Reflexionen kommen vor. Das Reflexionsvermögen beträgt bei drei bzw. fünf Reflexionen 0,54 bis 0,60 bzw. 0,92 bis 1,0. Aus dem Zusammengehen mit Sonnenauf- und -untergang wird auf Ionisation durch ultraviolettes Licht geschlossen. Aus der Phasenverschiebung berechnet sich der Rekombinationskoeffizient, und aus diesem eine Temperatur von 400 bis 500°C auf 200 bis 250 km Höhe. Diese Schicht zeigt magnetische Doppelbrechung. Schicht II (Höhe 400 km) wird einer unregelmäßigen, wenig durchdringenden Korpuskularstrahlung zugeschrieben. Schicht III (Höhe 100 km) wird auf Rechnung einer durchdringenden Korpuskularstrahlung konstanter Energie geschoben. Sie wird nur selten beobachtet. *de Groot.*

Volker Fritsch. Ausbreitung elektromagnetischer Felder längs Flußläufen. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 41, 100—104, 1933, Nr. 3. Während einer längeren Dampferreise auf der Donau von Preßburg bis zu einer Entfernung von 1400 km wurden Empfangsstärkemessungen vorgenommen. Das Schiff war zugleich mit einem Kurzwellenempfänger und Sender versehen. Die Ergebnisse zeigen u. a., daß lange Wellen durch Gebirge leichter absorbiert werden als kurze. *Schmerwitz.*

H. E. Paul. Beobachtungen an den Kennelly-Heaviside-Schichten während der Sonnenfinsternis am 31. August 1932. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 41, 81—83, 1933, Nr. 3. Die Reflexionsmessungen dienten zur Entscheidung der Frage, ob die ultravioletten oder die Korpuskularstrahlen der Sonne die Ionisierung der Schichten hervorrufen. Da in Westeuropa (Köln) nur die Korpuskularfinsternis bemerkbar war, mußten infolge Abnahme der Ionisierung die Meßwellen tiefer in die Schichten eindringen. Aus den Reproduktionen der Meßresultate geht hervor, daß eine geringe Abnahme der Ionisierung gegenüber dem Normalzustand auftritt. Außerdem wurde ein regelmäßig etwa zwischen 20 bis 22 Uhr erscheinendes Maximum der Konzentration in der oberen Schicht gefunden. *Schmerwitz.*

Walter M. H. Schulze. Probleme und Schwierigkeiten der Ultrastrahlungsforschung. Weltall 32, 89—95, 1933, Nr. 7. *H. Ebert.*

H. Kallmann. Bemerkungen zum Höhenstrahlproblem. Naturwissensch. 21, 365—366, 1933, Nr. 20. Verf. diskutiert die Ergebnisse von Anderson, Kunze und neuerdings auch Blackett über die magnetische Ablenkbarkeit der Höhenstrahlteilchen, nach denen die $+$ - und $-$ -Teilchen das Energiegebiet von 0 bis $200 \cdot 10^6$ Volt bevorzugen. Nach Verf. läßt sich dies bei Gültigkeit der jetzigen Stoßgesetze nur durch eine verzerrte primäre Energie-

verteilung deuten. Sonst muß man schon zur Erklärung der Messungen von Kunze annehmen, daß entweder für schnelle Teilchen unsere Stoßgesetze nicht mehr gelten, oder, daß eine merkliche Anzahl der $+$ -Teilchen geringere Masse als ein Proton besitzt. Dies bestätigt Blackett, der zeigen zu können glaubt, daß $+$ -Teilchen kleinerer Masse existieren. Einzelne Aufnahmen Blacketts zeigen Schwärme von sekundären $+$ - und $-$ -Teilchen, deren bevorzugte Richtung die des primären ist, woraus Blackett die wenigstens kurzzeitige Existenz von $+$ -Teilchen kleiner Masse und die Notwendigkeit der Änderung der Stoßgesetze folgert.

Kühn.

Karl K. Darrow. Cosmic Rays. What Physicists Have Learned About Them. *Electr. Eng.* **52**, 221—228, 1933, Nr. 4. Zusammenfassender Bericht über einige neuere experimentelle Arbeiten über Höhenstrahlung.

Kolhörster.

Hannes Alfvén. Origin of Cosmic Radiation. *Nature* **131**, 619—620, 1933, Nr. 3313. Es wird versucht, die Entstehung der Höhenstrahlen durch gaskinetische Betrachtungen über die Wechselwirkung der im Weltenraum auftretenden einzelnen Atome und größeren Teilchen zu erklären. Diese führt zu einer Energieverteilung der Atome, wie sie etwa den experimentellen Befunden (z. B. Kunze, *ZS. f. Phys.* **80**, 559, 1933) entspricht.

Kolhörster.

Arthur H. Compton. The significance of recent measurements of cosmic rays. *Science (N.S.)* **77**, 480—482, 1933, Nr. 2003. Kurze Zusammenfassung über Meßmethoden der Höhenstrahlung, ihre Ergebnisse und die daraus folgenden Hypothesen über die Natur der Höhenstrahlung. Verf. entscheidet sich für eine korpuskulare Auffassung der Höhenstrahlung, obwohl die Möglichkeit, daß die Strahlung aus Photonen besteht, bisher nicht auszuschließen ist. Indessen sind solche Photonen noch nie direkt nachgewiesen worden und sie werden, wenn sie überhaupt existieren, wahrscheinlich nur eine untergeordnete Rolle spielen. Mit Bestimmtheit kann man sagen, das positiv geladene Teilchen einen bedeutenden Anteil an der Strahlung ausmachen. Die Versuche von Alvarez und Johnson in der Stadt Mexiko zeigen beide einen ausgesprochenen azimutalen Effekt, Maximum im Westen, also Überwiegen positiver Teilchen.

Kolhörster.

Arthur H. Compton. Nature of Cosmic Rays. *Nature* **131**, 713—715, 1933, Nr. 3316. Zusammenfassender Bericht über die Untersuchungen, welche für die korpuskulare Natur der Höhenstrahlung sprechen, nämlich den Bothe-Kolhörster-Versuch, den Breiteneffekt und die Höhenverteilung. Ohne auf den Zusammenhang zwischen dem Versuch von Bothe und Kolhörster und den Messungen des Breiteneffektes derselben einzugehen, diskutiert Verf. die Ergebnisse von Compton, Bennett und Steams. Diese untersuchten mit 10 Expeditionen auf 81 Beobachtungsstationen zwischen -46° und $+76^{\circ}$ in 0 bis 4368 m über Meeresebene und fanden eine Abnahme der Intensität von der gemäßigten Zone zum Äquator in Seehöhe von 14 %, in 2200 m Höhe von 22 % und in 4400 m Höhe von 33%. Zumindest besteht der weniger durchdringende Teil der Strahlung aus geladenen Teilchen. Bestände die Strahlung aus Photonen, so müßte die Intensität nicht exponentiell ansteigen, sondern in etwas weniger als halber absorbierender Höhe ein Maximum haben. Auch wäre dann am Rande der Atmosphäre die Strahlung fast Null, da das Erdfeld die Sekundärelektronen des Weltenraumes herausbiegen würde. Es handelt sich also um geladene Teilchen unbestimmten Vorzeichens. Vielleicht bieten von diesen in der Erdatmosphäre ausgelagerte Photonen eine Erklärungsmöglichkeit für die Tiefenmessungen von Regener.

Kühn.

Robert A. Millikan. New Techniques in the Cosmic-Ray Field and Some of the Results Obtained With Them. *Phys. Rev. (2)* **43**, 661

—669, 1933, Nr. 8. Verf. begründet diese Arbeit damit, daß in letzter Zeit auch in Amerika seine Arbeiten beständig unrichtig dargestellt sein sollen und berichtet ausführlich über den jetzigen Stand der Untersuchungen über Höhenstrahlung mit besonderer Betonung seiner und seiner Mitarbeiter Ansichten und Ergebnisse. Es seien folgende Punkte herausgegriffen: Die in den Apparaten beobachtete Ionisation rührt von geladenen Teilchen her. Diese sind als aus der Erdatmosphäre ausgelöste Sekundärstrahlen einer nicht ionisierenden Primärstrahlung aufzufassen. Ihre Geschwindigkeit beträgt bis 600 Millionen e-Volt, ihre spezifische Ionisation ist 30 bis 45. Aus Versuchen seiner Mitarbeiter ergibt sich, daß die Zahl der Koinzidenzen mit der Dicke des Absorbers zwischen den Zählrohren steigt. Verf. erklärt dies daraus, daß die primären Photonen mit zunehmender Schichtdicke mehr Gelegenheit haben, Sekundärteilchen zu erzeugen und hält alle Bestimmungen des Absorptionskoeffizienten aus Koinzidenzmessungen für falsch. Verf. findet in Seehöhe keinen Breiten effekt. Jedoch zeigen sich in größeren Höhen, in denen die Strahlung schnell weicher wird, Änderungen der Intensität mit der Breite. Verf. kommt zu dem Schluß, daß die primäre Höhenstrahlung zu 93% aus Photonen und zu 7% aus diesen überlagerten geladenen Teilchen besteht. Sie stehen in dem gleichen Verhältnis zu einander wie (nach Epstein) die β - und γ -Strahlen. Auch dem genauen Kenner wird es nur schwer möglich sein, zu entscheiden, was Wahrheit ist. Es sei daher der Bericht von Compton (vgl. vorstehendes Referat) genannt. *Kühn.*

Carl D. Anderson. Cosmic-Ray Bursts. Phys. Rev. (2) 43, 368—369, 1933, Nr. 5. Verf. berichtet über eine Wilsonaufnahme von 12 Höhenstrahlungspuren. Die Mehrzahl der erzeugenden Teilchen läuft von oben nach unten. Von den Spuren sind fünf unbestimmbar, es können Elektronen oder Protonen sein. Die restlichen sieben scheinen einem gemeinsamen Punkte zu entspringen (associated tracks). Aus magnetischer Ablenkbarkeit und spezifischer Ionisation bestimmt er Art und Geschwindigkeit dieser Teilchen und findet, daß es sich um Elektronen von etwa 14 bis 35 Millionen e-Volt handelt. Verf. findet aus diesem Ergebnis keine Erklärungsmöglichkeit für die von Hoffmann beobachteten vereinzelt Strahlen mit ganz außerordentlich hoher Ionisierungsfähigkeit, bei denen es sich nur um schwerere Kernbestandteile handeln kann. Die Entscheidung müsse einer genaueren Durcharbeitung vorbehalten bleiben. *Kühn.*

Carl D. Anderson. The Positive Electron. Phys. Rev. (2) 43, 491—494, 1933, Nr. 6. (Vgl. die vorläufige Mitteilung: Science 76, 238, 1932.) Unter insgesamt 1300 Nebelspuraufnahmen der Ultrastrahlung mit einer senkrechten, in einem Magnetfeld von 15 kO befindlichen Kammer fanden sich 15 Aufnahmen positiver Teilchen, deren Masse die Protonenmasse unterschreitet und die eine in die Kammer eingeführte Pb-Platte durchsetzen. In verschiedenen anderen Fällen konnte wegen der Kürze der Bahnspur oder ihrer ungenügenden Krümmung nicht mit Sicherheit zwischen Protonen und „Positronen“ (d. h. „positiven Elektronen“) unterschieden werden. Die vorliegenden experimentellen Ergebnisse (reproduziert sind vier Aufnahmen) liefern nur angenähert Ladung und Masse des Positrons. Aus dem Energieverlust und der Ionisierung folgt, daß seine Ladung höchstens das Doppelte und wahrscheinlich gleich der Ladung des Protons ist. Die spezifische Ionisierung durch das Positron konnte nur angenähert bestimmt werden. Die obere Grenze des Energieverlustes des Positrons beim Durchgang durch Materie dürfte weniger als das Vierfache des Energieverlustes des negativen Elektrons gleicher Energie betragen. Die Eigenmasse des Positrons beträgt (als oberer Grenzwert) höchstens etwa das 20 fache der Masse des negativen Elektrons. Die Energiewerte der ausgemessenen Positronen liegen zwischen 20 und $200 \cdot 10^6$ eV. Da diese Positronen in Gruppen, zusammen mit anderen Teilchen vorkommen, so

dürften sie durch die Ultrastrahlung sekundär aus einem Atomkern herausgeschleudert sein. Aus Symmetriegründen könnte man auch ein Proton mit negativer Kernladung für existenzfähig halten; wenn das Neutron als Urbaustein aller Materie angesehen wird, so stellt das positive Proton eine Verbindung eines Neutrons mit einem Positron vor. *Swinne.*

J. Chadwick, P. M. S. Blackett and G. Occhialini. New Evidence for the Positive Electron. *Nature* **131**, 473, 1933, Nr. 3309. Die Versuche von Anderson (*Science* **76**, 238, 1932) und von Blackett und Occhialini (*Proc. Roy. Soc. London (A)* **139**, 699, 1933) über das Vorkommen positiver Elektronen bei der Ultrastrahlung und die Feststellung rückläufiger Elektronenbahnen beim Durchgang von Neutronen durch Materie (I. Curie und Joliot, *L'existence du neutron*, Paris 1932) führten die Verff. zum Nachweis, daß bei der Wechselwirkung von Neutronen und γ -Strahlen mit Materie positive Elektronen entstehen. Die von $\text{Po} + \text{Be}$ ausgehenden Neutronen und γ -Strahlen fallen in eine Nebelsporkammer, die innen an der Wand eine Pb-Platte (2,5 mm dick) enthielt. Es wurden stereoskopische Aufnahmen in einem Magnetfelde von etwa 800 \varnothing gemacht. Neben den überwiegenden Spuren der negativen Elektronen wurden auch manche positive nachgewiesen, die von der Pb-Platte ausgehen. Durch Einbringung einer Cu-Platte (0,25 mm dick) in die Elektronenbahn wurde auch der hierbei statthabende Energieverlust der positiven zu ungefähr gleich dem entsprechenden der negativen Elektronen gefunden. Ferner stimmen ihre Ionisiervermögen ungefähr überein. *Swinne.*

P. M. S. Blackett and G. P. S. Occhialini. Some Photographs of the Tracks of Penetrating Radiation. *Proc. Roy. Soc. London (A)* **139**, 699—726, 1933, Nr. 839. Mit einer Nebelkammer (13 cm Durchmesser, 3 cm Tiefe, Achse horizontal) wurden Höhenstrahlungskorpuskeln photographiert bei Ablenkung durch ein Magnetfeld von 2000 Gauß. Zwei Zählrohre sind über und unter der Kammer so angebracht, daß die Koinzidenzen erzeugenden Strahlen die Kammer durchlaufen müssen. Dadurch werden die Expansion und die anderen Vorgänge in der Kammer ausgelöst, so daß sich die Strahlen automatisch photographieren und eine Ausbeute von 80 gegen sonst 5% erreicht wird. Zwei Aufnahmen (einmal Plattennormale unter 0° , zweitens Plattennormale unter 20° zur Kammerachse geneigt) dienen dazu, um an Drahtmodellen die räumliche Lage der Strahlen zu rekonstruieren. 75% aller beobachteten Bahnen waren einfache Bahnen, die restlichen 25% entfallen auf nicht koinzidierende oder Gruppen von 2 oder mehr Spuren (18 Bahnen mit mehr als 8, 4 mit mehr als 20 Spuren). Die Strahlen gabeln sich in Punkten innerhalb und außerhalb der Kammer, die Erscheinung der Mehrfachbahnen ist außerordentlich komplex. Aus dem gewonnenen $H \varphi$, der eventuell beobachteten Ionisierungsdichte bzw. Reichweite läßt sich die Masse, aus dem Ablenkungssinn unter plausiblen Annahmen für den Weg das Ladungsvorzeichen ermitteln. Damit ergeben sich positive und negative Elektronen in etwa gleicher Zahl, Protonen nur vereinzelt. Auf etwa 30 Einzelspuren entfällt ein Schwarm. Die beiden Elektronenarten sollen durch Stoßprozesse erzeugt werden und sind nach Diracs Theorie als Quantenzustände negativer kinetischer Energie mit unbesetzten Elektronen gedeutet. Die positiven Elektronen haben kurze Lebensdauer, aber doch von der Größe, daß sie photographiert werden können. Möglicherweise gibt es auch noch nicht ionisierende Strahlen, die die mehrfachen Schauer auslösen. 16 schöne Nebelkammerphotographien werden mit Beschreibung abgebildet. *Kolthörster.*

J. N. Hummel. Wandeeinflüsse auf Zählrohrentladungen. *Phys. ZS.* **34**, 331—335, 1933, Nr. 8. Betrachtungen über die vermutlichen Wandeeinflüsse, insbesondere der Stopfen auf die Wirkungsweise der Zählrohre. *Kolthörster.*

Émile Sevin. Sur l'absorption du rayonnement cosmique par l'atmosphère. C. R. 196, 1005—1007, 1933, Nr. 14. Einige Betrachtungen über die Absorption der Höhenstrahlung im Vergleich mit den neuen experimentellen Ergebnissen von Regener über die Intensität der Höhenstrahlen in der Stratosphäre.
Kolhörster.

Erich Regener. Die Absorptionskurve der Ultrastrahlung und ihre Deutung. Phys. ZS. 34, 306—323, 1933, Nr. 8. Zusammenfassung der vom Verf. und Mitarbeiter ausgeführten Bodensee- und Pilotballonmessungen, die hier eingehender als in den früheren Veröffentlichungen dargestellt werden. Die Analyse der Wasser- und Luftabsorptionskurven führt zur Zerlegung in fünf Komponenten und zur Deutung der primären Höhenstrahlung als Wellenstrahlen.
Kolhörster.

L. Tuwim. Théorie mathématique de l'action moyenne de la radiation cosmique sur ses appareils détecteurs, protégés ou non. Journ. de phys. et le Radium (7) 4, 138—164, 1933, Nr. 3. Es werden die vom Verf. bereits in Berl. Ber. entwickelte Koinzidenztheorie und ihre Gesetze, auch für verschiedene Sonderfälle, nochmals kurz dargestellt; der Begriff der Empfindlichkeit eines Zählrohres weiter entwickelt und analytisch präzisiert und schließlich der Einfluß schirmender Panzer (Übergangseffekte) auf die Empfindlichkeit, die Stoß- und Koinzidenzzahl, Ionisierungsstärke usw. diskutiert.
Kolhörster.

Thomas H. Johnson and J. C. Street. A circuit for recording multiply-coincident discharges of Geiger-Müller counters. Journ. Franklin Inst. 215, 239—246, 1933, Nr. 3. Zur Messung der kosmischen Strahlung in 2 oder mehr hintereinander geschalteten Geiger-Müllerschen Zählrohren wurde eine Verstärkeranordnung ausgearbeitet, über deren Einrichtung hier berichtet wird.
K. W. F. Kohlrusch.

Werner Kolhörster. Neue Freiballonhochfahrten zur weiteren Erforschung der Höhenstrahlen und der Ionisatoren in der Troposphäre. Forschungen u. Fortschr. 9, 218—219, 1933, Nr. 15. Nach Ballonfahrten bis etwa 10 km Höhe konnte es keinem Zweifel mehr unterliegen, daß in Sperschichten bis zu Beginn der Stratosphäre hinauf und in der großen oberen Inversion selbst Aktivitäten bzw. Strahlungen auftreten, die in der Art radioaktiver Gammastrahlen ionisieren, deren Herkunft von den radioaktiven Substanzen des Bodens allein aber kaum erklärbar erscheint.
H. Ebert.

J. C. Jacobsen und C. B. Madsen. Die α -Ionisation in Druckkammern. Naturwissensch. 21, 350, 1933, Nr. 19. Es werden Messungen mitgeteilt, bei welchen die Abhängigkeit der Ionisation durch α -Teilchen von der Erhöhung des Druckes in der Ionisationskammer beobachtet wird. Wird das radioaktive Präparat an der Gefäßwand angebracht, was den bei Messung der Höhenstrahlung vorkommenden Verhältnissen (Ionisation durch radioaktive Verunreinigung des Ionisationsgefäßes) ungefähr entspricht, dann nimmt infolge Wiedervereinigung der Ionen der Ionisationsstrom schon bei Erhöhung des Druckes auf 10 Atm. auf 1% der anfänglichen Stärke ab. Daher kann bei den Höhenstrahlungsmessungen die Ionisation durch radioaktive Verunreinigungen vernachlässigt werden, da sie mit dem Druck rasch abnimmt, während die Ionisation durch die Höhenstrahlung rasch zunimmt.
K. W. F. Kohlrusch.

H. P. Berlage jun. Über die Verbreitung der dreijährigen Luftdruckschwankung über die Erdoberfläche und den Sitz des Umsteuerungsmechanismus. Meteorol. ZS. 50, 41—47, 1933, Nr. 2. Die Arbeit dient vor allem zur Entkräftigung des Verdachtes, daß Verf. mit der Be-

stimmung des nordaustralisch-malayischen Gebietes als des eigentlichen Quellgebietes der dreijährigen Schwingung einen zu beschränkten Standpunkt eingenommen habe. Es wird ausgegangen von früheren eigenen Untersuchungen: Über den Erhaltungstrieb gewisser langperiodischer Schwingungen des Luftdruckes und der Temperatur; Über die Ursache der dreijährigen Luftdruckschwankung und von anderen Ergebnissen (v. Schubert, Rietschel): Die dreijährige Luftdruckwelle; Die drei- bis dreieinhalbjährige und die zweijährige Temperaturschwankung. Verf. erklärt die dreijährige atmosphärische Schwingung als eine sich selbst regulierende Schaukelbewegung zwischen dem tropischen Tiefdruckgebiet und dem subtropischen Hochdruckgürtel. Infolge von Selbstverstärkung pflanzt sie sich über beide Hemisphären hin polwärts fort. Erkennbar ist das Schicksal der Welle nur, wo zwischen einem subpolaren Tief und einem polaren Hoch eine Selbstregulierung stattfindet. Es bestehen aber nur Beweise für die Selbständigkeit einer zwei- oder siebenjährigen Schwankung im Nordatlantik, so daß also dort die dreijährige Schwingung erzwungen sein muß.

Fritz Hänisch.

S. K. Banerji. The Effect of the Indian Mountain Ranges on Air Motion. Indian Journ. of Phys. 7, 411—425, 1932, Nr. 5. Zur Entkräftigung verschiedener Mißverständnisse in einer Arbeit von S. R. Sarur wird die Wirkung der indischen Bergketten auf Wind und Luftdruckverhältnisse sowohl theoretisch als auch praktisch untersucht. Bei der theoretischen Ableitung, die einmal in Polarkoordinaten und später auch im Lagrange'schen Koordinatensystem durchgeführt wird, werden zwei Strömungsfunktionen angenommen, eine auf Grund des thermodynamischen Mechanismus, und eine zweite, die die Orographie berücksichtigt. Im praktischen Teil werden vor allem Tiefdruckgebilde behandelt. Der Verf. verwendet vielfach eigene Ergebnisse früherer Arbeiten.

Fritz Hänisch.

Franz Baur. Die interdiurne Veränderlichkeit des Luftdruckes als Hilfsmittel der indirekten Aerologie. Synoptische Arbeiten, mitgeteilt von der Wetterdienststelle Frankfurt a. M. 1933, S. 21—28, Nr. 4. (Autographisch.)

Scheel.

W. Storm van Leeuwen, J. Booij und J. van Niekerk. Lufterlektrizität und Föhnkrankheit. Gerlands Beitr. 38, 407—425, 1933, Nr. 3/4. Zur Untersuchung der vielfach behaupteten Abhängigkeit der Föhnkrankheit von lufterlektrischen Erscheinungen wurden von den Verff. in Innsbruck Versuche und Messungen gemacht, die folgende Ergebnisse lieferten: Änderungen der elektrischen Leitfähigkeit, Überwiegen der negativen Leitfähigkeit und Schwankungen der Zahl der kleinen und großen Ionen verschiedener Vorzeichen kommen sowohl während der Föhnperioden als auch zu normalen Zeiten vor und können daher nicht ausschlaggebend für die Föhnkrankheit sein. Vermehrung der Zahl der großen Ionen und Verminderung der Zahl der kleinen Ionen und der Leitfähigkeit in Zimmerluft durch Zigarrenrauch und auch Befreiung der Zimmerluft von Ionen durch Ionenfänger konnte keine Beeinflussung föhnkranker Personen bewirken. Es wird daraus geschlossen, daß es keinen direkten kausalen Zusammenhang zwischen Föhnkrankheit und lufterlektrischen Erscheinungen gibt.

Ferd. Steinhäuser.

W. Storm van Leeuwen und Joh. Booij. Studien über die physiologische Wirkung des Föhns. 3. Mitteilung. Gerlands Beitr. 39, 105—117, 1933, Nr. 1.

H. Ebert.

G. M. B. Dobson. „Raw“ Weather. Nature 131, 28, 1933, Nr. 3297.

Leonard Hill. „Raw“ Weather. Ebenda S. 28.

Sidney Russ. „Raw“ Weather. Nature 131, 131—132, 1933, Nr. 3300.

H. E. Beckett. „Raw“ Weather. Nature 131, 132, 1933, Nr. 3300.

Leonard Hill. „Raw“ Weather. Nature **131**, 241—242, 1933, Nr. 3303. Der Begriff des „rauen Wetters“ wird in seiner physikalischen Beschaffenheit und nach der physiologisch-medizinischen Seite hin in sämtlichen Arbeiten erörtert. Temperatur, Feuchtigkeit, Ionisation und ähnliches spielt bei der Wirkung auf den menschlichen Körper eine wesentliche Rolle. *Fritz Hänsch.*

W. A. Osborne. „Raw“ Weather. Nature **131**, 515, 1933, Nr. 3310. Es wird als Ergänzung zu den Fragen, warum feuchte Luft „rauh“ wirkt, auf eine frühere Arbeit des Verf. hingewiesen, in der die feuchte Luft als ein besserer Wärmeleiter angesehen wird als trockene. Die Wirkung auf die menschliche Haut wird genauer erörtert. *Fritz Hänsch.*

C. W. B. Normand. Equivalent potential temperature. Gerlands Beitr. **38**, 195, 1933, Nr. 2. Der Verf. nimmt, eine Arbeit A u j e s z k y s berichtigend, die Priorität für den Übergang von der Volumeneinheit zur Masseneinheit in der Definition der Äquivalenttemperatur für sich in Anspruch. *Ferd. Steinhäuser.*

Bemerkungen zu dem Aufsätze: Lange, „Über Messungen vertikaler Windgeschwindigkeiten in der Atmosphäre“. ZS. f. Flugtechn. **23**, 510, 1932, Nr. 17. Gedankenaustausch über die Urheberschaft der in der früheren Veröffentlichung beschriebenen Meßverfahren sowie eine Berichtigung. (Vgl. diese Ber. **13**, 124, 1932.) *H. Ebert.*

K. Büttner. Kritisches über Abkühlungs- und Austrocknungsgröße. Meteorol. ZS. **50**, 126—130, 1933, Nr. 4. An Hand der bisher vorliegenden Untersuchungen und auf Grund eigener Arbeiten wird vor allem das Frigorimeter in Beziehung zum menschlichen Körper kritisch behandelt. Die Abhandlung wird in folgende Abschnitte eingeteilt: 1. Die Grenzschicht. Hier wird der Übergang von Temperatur, Wasserdampfgehalt, Strömungsgeschwindigkeit u. a. innerhalb der am Körper klebenden Gasschicht untersucht. 2. Wärmeübergang bei Wind. Dieser Abschnitt stellt die Abkühlungsgröße in Abhängigkeit von Wind und Kugel- form und -eigenschaften fest. 3. Wärmeübergang bei Windstille. 4. Die Abhängigkeit von Luftdruck und Temperatur. 5. Strahlungszahl des Frigorimeters und des Menschen. Besonders die „Schwärze“ des Frigorimeters spielt dabei eine wesentliche Rolle. 6. Verwendung des Frigorimeters. Physiologisch läßt das Frigorimeter unter Umständen einen direkten Vergleich mit dem Menschen zu. Meteorologisch gestattet es, die Abkühlungsgröße, die Abkühlungsgeschwindigkeit und eventuell auch die Effektivstrahlung der Kugel zu messen. 7. Verdunstung — Austrocknungsgröße. Es werden hier Beziehungen zur Bigelow'schen Formel aufgestellt. Die ausführliche Arbeit erscheint demnächst im „Archiv der deutschen Seewarte“. *Fritz Hänsch.*

Fr. Trey. Zur Erhaltungsneigung der Witterung. Meteorol. ZS. **50**, 135—137, 1933, Nr. 4. Die Arbeit baut auf einer Monographie von Bontkiewicz, die Iterationen, auf und stellt eine Anwendung der dortigen Resultate auf die meteorologische Praxis dar. Unterschieden werden sogenannte *A*-Elemente und *B*-Elemente, d. h. positive oder negative Abweichungen vom Mittelwert. Es werden nun die Iterationen ausgezählt, und zwar die Iterationen zu 1, zu 2 usw., d. h. die Anzahl, wie oft eine Folge von 1, von 2 usw. *A*- und *B*-Elemente auftritt. Diese statistisch durch Auszählen erfassbaren Zahlen werden mit den infolge wahrscheinlichkeitstheoretischer Erwägungen auftretenden zufälligen Zahlen für die verschiedenen Iterationen bei einer willkürlichen Verteilung der *A*- und *B*-Elemente ohne irgendeine Erhaltungsneigung verglichen. Ist *V* die Gesamtzahl aller Iterationen, *N* die Gesamtzahl aller Elemente, und *n* die Ordnungszahl der Iterationen (Iteration zu *n* Elementen), dann gilt für diese zufällige Zahl v_n bei einer willkür-

lichen Verteilung: $v_n = N/2^{n+1} = V/2^n$. Diese Formeln werden auf die Berechnung der Erhaltungsneigung der Temperatur aus den Tagesmitteln in dem Dezennium 1906—1915 für Riga angewendet.

Fritz Hänsch.

Bruno Lamatsch. Zur Vorausberechnung der Bewegung von Hoch- und Tiefdruckzentren nach der Methode von J. M. Angervo. Meteorol. ZS. 50, 137—140, 1933, Nr. 4. Die Brauchbarkeit der Formeln von Angervo zur Vorausberechnung von Bahn und Lebensdauer von Hoch- und Tiefdruckzentren wird an Hand von 50 Beispielen ermittelt. Es ergeben sich etwa 25 Luftdruckgebilde, die eine nahezu richtige Berechnung der Bahn gestatteten. Deren Mehrzahl liegt über dem Festland. Versager treten vor allem infolge nicht genügend dichter Wetterstationen, besonders über dem Meere und bei Luftdruckgebilden mit sehr geringen Luftdruckgradienten auf. Die praktische Anwendung der Theorie wird vermutlich so lange größere Versager aufweisen, so lange nicht auch Temperatureinflüsse und ähnliche wesentliche Gesichtspunkte Berücksichtigung finden.

Fritz Hänsch.

Martin Kofler. Einteilung der Niederschläge auf Grund ihrer Tagesperiode. Wiener Ber. 142 [2a], 19—24, 1933, Nr. 1/2. An die von Hannsche Darstellung vom täglichen Gang des Niederschlages anschließend werden die Niederschlagsmessungen in Wien während einer langjährigen Beobachtungszeit auf ihre Tagesperiode hin untersucht. Es ergibt sich ein Morgen- und ein Abendmaximum, also eine Doppelwelle. Diese Tagesperiode ist so zu erklären: 1. Zur Zeit fortschreitender Erwärmung, also bei rascher Temperaturzunahme, stellen sich, besonders natürlich in der warmen Jahreszeit, eigentliche Konvektionsniederschläge ein. 2. In der kalten Jahreszeit hingegen finden wir bei fortschreitender Temperaturabnahme die Abkühlungsniederschläge; und 3. entsprechend dem Luftdruckanstieg in allen Jahreszeiten Niederschläge, die infolge aufsteigender Luftbewegung mit halbtägiger Periode dynamisch bedingt sind.

Fritz Hänsch.

Max Toperczer. Strahlungsmessungen in Innsbruck. Wiener Anz. 1933, S. 109—110, Nr. 12. Strahlungsmessungen, die in Innsbruck und in verschiedenen Niveaus der Nordkette am 20. Juni 1931 bei einer Föhnwetterlage ausgeführt wurden, zeigten vor Durchbruch des Föhns in der untersten Schicht nur geringe Trübung, während darüber bis zur Kammhöhe fast doppelt so große Trübungswerte gefunden wurden (analog den Ergebnissen Hoelpers in Riezlern). Am 22. Juni, einem Tage mit typisch antizyklonalem Wetter, fanden sich infolge des Talwindes Minima der Trübung zur Zeit des höchsten Sonnenstandes. Eine ausführliche Veröffentlichung erscheint demnächst in der Meteorologischen Zeitschrift.

Fritz Hänsch.

R. Streiff-Becker. Lokaler Kälteeinbruch nach Abzug eines Talföhns. Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges., 113. Jahresvers., Thun, August 1932. [Sect. Geophys. 3, S. 312—314.] Die meteorologischen Verhältnisse während des 7. und 8. Mai 1932 im Glarnerland werden genau beschrieben, und der scharfe Temperaturrückgang, der sich öfters nach raschem Abzug eines Talföhns, nach dem sogenannten „Heimgang“ des Föhns, bemerkbar macht, wird erklärt.

Fritz Hänsch.

Paul Perlewitz. Wissenschaftliche Beobachtungen auf einer Freiballonfahrt über die Ostsee von Kiel nach Königsberg. Ann. d. Hydrogr. 61, 137—146, 1933, Nr. 5/6. Über eine Freiballonfahrt über die Ostsee von Kiel nach Königsberg wird in allen Einzelheiten berichtet. Sie fand Ende Juni 1932 statt. Der Zweck war: 1. die Winde zwischen zwei Tiefdruckgebieten über Nord- und Ostsee und die Übergangsströmung von einem Tief zum

anderen zu erforschen; 2. durch Anbringung eines sogenannten Hängepiloten am Ballonkorb die Luftströmung in 100 m Tiefe unterhalb des Ballons zu studieren, und schließlich 3. bakteriologische Messungen über die Reinheit der Luft über See, Küste und Land und in verschiedenen Höhen durchzuführen. Neben Fahrbericht und Wetterlage findet vor allem der erste Punkt eingehende Erörterung.

Fritz Hänsch.

W. Pepler. Starke Wärmeeinbrüche in der freien Atmosphäre über dem Alpenvorlande. Meteorol. ZS. 50, 172—175, 1933, Nr. 5. Um die ærologischen Verhältnisse starker Einbrüche in Höhen von 2 bis 4 km über dem Alpenvorlande näher zu untersuchen, werden Aufstiegsdaten von 66 Tagen während der Jahre 1910—1922 herangezogen, an denen zwischen 2 und 3 km Höhe innerhalb 24 Stunden ein Temperaturanstieg von $> 5^\circ$ stattfand. Im großen ganzen erfolgt der Temperaturgang in Form einer Welle, die sich von oben nach unten ausbreitet. Die Amplitude klingt dabei nach vorwärts und rückwärts ab. Potentielle Temperatur, Luftdruck, Feuchtigkeit und Windverhältnisse werden damit in Zusammenhang gebracht. Zum Vergleich werden die Messungen vom Säntis und von Altdorf im Reußtale herangezogen. Es werden antizyklonale Wärmeeinbrüche [a] in Begleitung selbständiger, von Westen, in selteneren Fällen auch von Norden vorstoßender, wandernder Hochdruckgebiete, b) in Begleitung eines raschen Vorstoßes aus dem Azorenhoch über die Alpen und Süddeutschland] und zyklonale Wärmeeinbrüche [a] durch warme, maritime Luftströmung, b) durch Föhnwirkung, c) durch Scirocco-Strömung] behandelt.

Fritz Hänsch.

Hans Ertel. Thermodynamische Begründung der atmosphärischen Stabilitätskriterien. Meteorol. ZS. 50, 176—177, 1933, Nr. 5. Um gewissen Schwierigkeiten bei der üblichen Ableitung der atmosphärischen Stabilitätsbedingungen mit Hilfe der Auftriebsschwingungen zu begegnen, wird eine Ableitung aus einem allgemeinen Satz über thermodynamische Gleichgewichte deduziert, der eine Anwendung des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik darstellt. Mit Hilfe dieses und des Gaußschen Satzes ergibt sich schließlich für stabiles bzw. indifferentes Gleichgewicht in der Atmosphäre:

$$0 \leq \iiint \frac{\rho}{T} \left\{ \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{g}{R} \left(\frac{\kappa - 1}{\kappa} \right) \right\} \delta z \, d\tau.$$

(T : Temperatur, g : Schwebeschleunigung, R : Gaskonstante, $\kappa = c_p/c_v$, z : vertikale Komponente, ρ : Dichte, $d\tau$: Volumenelement.) Diese Gleichung führt dann zu der bekannten Bedingung:

$$-\frac{\partial T}{\partial z} \leq \frac{g}{R} \cdot \left(\frac{\kappa - 1}{\kappa} \right).$$

Fritz Hänsch.

C. Kassner. Cumulus über einem Feuer. Meteorol. ZS. 50, 188—189, 1933, Nr. 5. Neben Hinweisen auf ähnliche Erscheinungen wird von einer Cumulusbildung Mitteilung gemacht, die am 2. Mai 1915 infolge eines Riesenbrandes von Ölfeldern in Galizien auftrat.

Fritz Hänsch.

L. A. Ramdas and S. L. Malurkar. Theory of Extremely High Lapserates of Temperature very near the Ground. Indian Journ. of Phys. 6, 495—508, 1932, Nr. 6. Die Verff. haben an einer asphaltierten Straße in der Nähe der Meteorologischen Station in Poona (Indien), wo man gewöhnlich Bodenspiegelungen sehen konnte, mit einer Fernkamera eine derartige Spiegelung auf etwa 170 m Entfernung photographiert, ferner den Temperaturanstieg unmittelbar über dem Boden gemessen und aus der bekannten Abhängigkeit der Brechungszahl der Luft von der Temperatur den für die Luftspiegelung erforderlichen Temperaturanstieg auch berechnet. Den Hauptteil der Arbeit aber bildet eine

Theorie des Temperaturanstieges in der nicht ganz trockenen Luft über einer horizontalen heißen Fläche. Die Wirkung der Wärmeleitung und Konvektion wird in einer der Wärmeleitzahl bei reiner Leitung entsprechenden Konstanten zusammengefaßt. Diese wird an Stelle der Wärmeleitzahl in die Differentialgleichung der Wärmeleitung eingesetzt, in welche die von einer Gasschicht absorbierten, von der Bodenstrahlung und der Strahlung anderer Gasschichten herrührenden Wärmemengen als Wärmesenken, die von ihr emittierten Wärmemengen als Wärmequellen eingehen. Nach einer Reihe von Vereinfachungen ergibt sich eine einfache Gleichung, die dahin gedeutet werden kann, daß das stationäre Temperaturgefälle senkrecht zur Heizfläche in einem Abstand bis einige Dezimeter von dieser fast ausschließlich bedingt ist durch den von Leitung und Konvektion herrührenden Wärmegewinn der etwas feuchten Luft und durch ihren Wärmeverlust vermöge der Gasstrahlung. Der nach dieser Theorie berechnete Temperaturverlauf stimmt mit der oben erwähnten Messung des Temperaturanstieges gut überein. *Max Jakob.*

Donald B. Brooks and Heman H. Allen. Some improvements in psychrometry. Journ. Washington Acad. Amer. 23, 121—134, 1933, Nr. 3. Die Verf. haben die Abhängigkeit der Psychrometerkonstante von Ventilationsgeschwindigkeit, Luftdruck und Temperatur neu untersucht und dabei dafür Sorge getragen, daß das Ergänzungswasser für das feuchte Thermometer möglichst genau auf der Temperatur des Luftstromes war. Die Ergebnisse zeigen im allgemeinen den bekannten Verlauf. Eigenartig ist die graphische Darstellung der Psychrometerkonstante als Funktion der kinetischen Energie der Luft, $\frac{1}{2} m v^2$. Es zeigt sich hier die Unabhängigkeit der bei verschiedenen Drucken erhaltenen Konstante, was man natürlich auch erhalten haben würde, wenn man die Konstante als Funktion von $m \cdot v$ dargestellt haben würde. Ein beigefügtes Nomogramm würde für den praktischen Gebrauch noch wertvoller sein, wenn nicht die englischen Maße für Druck und Temperatur, sondern die internationalen zugrunde gelegt wären. *H. Mollwo.*

Ekkehard Schmid. Untersuchungen an Verdunstungsmessern. Wiener Anz. 1933, S. 110—111, Nr. 12. Es zeigt sich, daß die Verdunstung an freien Wasseroberflächen von Temperatur, Feuchtigkeitsgehalt und Windgeschwindigkeit abhängt. Infolge der Veränderungen der Temperatur der verdunstenden Fläche werden die Verhältnisse sehr undurchsichtig. *H. Ebert.*

U. Ph. Lely. Een regenboog. Physica 13, 83—85, 1933, Nr. 3. Demonstrationsversuch des Regenbogens. Eine Lösung von 19 Volumteilen CCl_4 auf 100 Teile Benzol hat spezifisches Gewicht 1 und ist nicht in Wasser löslich, so daß sich eine Suspension aus kleinen Tropfen herstellen läßt. Diese wird seitlich durch ein Lichtbündel beleuchtet und in einer Richtung senkrecht dazu beobachtet. Man kann die Bogen erster, zweiter und dritter Ordnung sehen. Die Erscheinung entspricht durchaus dem Fall großer Tropfen (Descartes). Interferenzbogen werden nicht gefunden. *de Groot.*

P. Rossier. Sur le rôle de l'humidité atmosphérique en photographie astronomique. Arch. sc. phys. et nat. (5) 14, 1932, Nov./Dez. [C. R. Séance Soc. de phys. de Genève 49, 184—185, 1932, Nr. 3.] Bei spektrophotometrischen Untersuchungen ergab sich eine lineare Abhängigkeit sowohl der Länge des Gesamtspektrums als auch des roten und violetten Teils vom Wasserdampfgehalt der Luft. Es erhebt sich die Frage, ob dies durch Änderung der Absorption oder durch Eigenschaften der Platte verursacht wird. *Sättele.*

P. Dubois. Ein Ferneffektiv-Aktinometer. (Vorläufige Mitteilung.) Meteorol. ZS. 49, 432—437, 1932, Nr. 11. Einzelheiten über die Aufbauteile werden bekanntgegeben. *H. Ebert.*

E. Hasché. Zur Frage der Pyrgeometer-Konstanten. Untersuchungen über das Absorptionsvermögen des Ängströmschen Pyrgeometers für Strahlung im Bereich von $\lambda = 0,6 \mu$ bis $\lambda = 50 \mu$. Meteorol. ZS. 50, 18—26, 1933, Nr. 1. In der Voraussetzung, daß das Pyrgeometer-Streifensystem keinen starken Alterungserscheinungen unterworfen ist, ist die Pyrgeometerkonstante durch Vergleichsmessungen mit dem Ängströmschen Pyranometer bestimmbar. Die Beziehung wird mitgeteilt. Es wird eine Apparatur angegeben, mit der der Größenwert dieser Beziehung für die einzelnen Pyrgeometer gemessen wird, und mit der auch alle sonstigen, für das vorliegende Problem erforderlichen Untersuchungen durchgeführt werden können, z. B. der Einfluß der Alterung und der Einfluß meteorologischer Bedingungen auf Anzeige und Spektralempfindlichkeit der Pyrgeometer. Die Ergebnisse werden angegeben. Die Anzeige der Pyrgeometer und die Absolutbestimmung werden häufig durch strahlungsfremde, sehr starke Wärmeeffekte gefälscht. Es werden zwei Methoden zur Feststellung dieser Effekte angegeben. *H. Ebert.*

H. von Klüber. Photometrische Messungen in der atmosphärischen Sauerstoffbande $\lambda 7600$ (A-Gruppe) im Sonnenspektrum. ZS. f. Astrophys. 6, 161—175, 1933, Nr. 3. Die am Gitterspektrographen des Turmteleskops bei Zenitdistanzen zwischen 30 und 85° aufgenommene A-Bande wird untersucht. Für den zur Messung geeigneten P-Zweig werden für $j = 0$ bis 30 die Linienhalbbreiten an den Stellen $r = 0,25, 0,5$ und $0,75$ in Diagrammen dargestellt. Die Unsöld'sche Proportionalität von Quadrat der Linienbreite und N bzw. $\sec z$ ist für $= 0$ bis 24 hinreichend erfüllt (Neigung 1 bis 0,9), dagegen für $j = 26$ bis 30 wird die Neigung 0,5, was auf starke instrumentelle und photographische Einflüsse zurückgeführt wird. Die absolute Breite als Funktion von j ergibt bei $j = 6$ ein Maximum. Die Beziehung zwischen Restintensität und j wird ohne Gewähr angegeben, da hier die photographische Methode als unsicher bezeichnet wird. Die Äquivalentbreiten werden ebenfalls als Funktion von j ermittelt. *Sättele.*

Franz Baur. Changes in the solar constant of radiation. S.-A. Monthly Weather Rev. 60, 242—246, 1932. Abgesehen von geringen Erweiterungen im dritten Teil der Witterungserscheinungen ist die Arbeit mit der in ZS. f. Astrophys. 4, S. 180 (diese Ber. 13, 1579, 1932) identisch. Im Zusatz wird an Hand einer Fourier-Entwicklung die Frage der 12. oder 11. (Abbot)-Monatsperiode untersucht, ohne Sicherheit der Entscheidung zu geben, so daß an der ersteren festgehalten wird. *Sättele.*

P. Florian Schachl. Untersuchung über die Zahl der geladenen und ungeladenen Kondensationskerne in Stadt- und Gebirgs-luft. Gerlands Beitr. 38, 202—219, 1933, Nr. 2. Der Verf. nahm am Stadtrand und in der Umgebung von Innsbruck Messungen der Gesamtzahl Z der Aitken'schen Kerne, der Großionen N und der intermediären Ionen N^i von Oktober 1931 bis September 1932 vor und untersuchte die Zusammenhänge mit meteorologischen Elementen und Erscheinungen. Regen, Zufuhr reiner Luft vom Land, Föhn, Wind von einer Stärke > 3 und sehr hohe relative Feuchtigkeit verminderten die Kernzahl bedeutend. Wesentlich höhere Kernzahl im Winter machte eine Unterteilung der Messungsergebnisse nach Winterbeobachtungen und Frühlings- und Sommerbeobachtungen nötig. Bei Regen und Feuchtigkeit $> 90\%$ war $N_0/N = 2,2$ für Stadtluft und Landluft gleich. Die meteorologischen Einflüsse auf intermediäre Ionen erschienen nicht so deutlich wie die auf Großionen. Messungen im Gebirge in der Umgebung von Innsbruck zeigten eine rasche Abnahme der Kernzahl mit der Seehöhe. Oberhalb 1800 m Seehöhe wurden ziemlich konstant 500 Kerne gezählt und in 1800 m war ein täglicher Gang der Kernzahl festzustellen. In Gebirgsluft

war bei $Z > 900$ $N_0/N = 2,2$, während bei $Z < 900$ fast alle Kerne geladen waren. Die Zahl der intermediären Ionen war im Gebirge gering. *Ferd. Steinhäuser.*

Kasimir Graff. Messungen der Dämmerungshelligkeit auf Mallorca bei Sonnenhöhen zwischen -9° und -13° . Wiener Ber. 141 [2 a], 509—513, 1932, Nr. 8. Messung der Beziehung zwischen Sonnenhöhe und Zenithelligkeit und Bestimmung der Isophoten bei den Sonnenhöhen -9° bis -13° . *Dziobek.*

L. W. Pollak und W. Gerlich. Lichtelektrische Sichtmessungen. II. Gerlands Beitr. 37, 271—295, 1932, Nr. 2/3. Die lichtelektrischen Sichtmessungen werden mit Hilfe einer Sperrschichtphotozelle durchgeführt. Die Temperaturabhängigkeit dieser Zelle wird untersucht, ferner wird durch Gleichstromverstärker für Photoströme entwickelt, die von der Röhrencharakteristik unabhängig sind. Mit dieser Apparatur wurden zwei Wigan dsche Stufensichtmesser und ein Goldbergkeil lichtelektrisch geprüft. *Spiller.*

Ernst G. Meyer. Die effektive Wärmestrahlung des Taghimmels in Abhängigkeit von Sonnenhöhe und Trübungsgrad der Atmosphäre. Gerlands Beitr. 38, 339—352, 1933, Nr. 3/4. Der Verf. hat mit einem Rotationsaktinometer die Verteilung der effektiven Wärmestrahlung über den Tageshimmel in Frankfurt a. M. (120 m) und auf dem kleinen Feldberg (815 m) bei verschiedenen Wetterlagen gemessen. Die Gesamtintensität der effektiven Himmelsstrahlung auf eine horizontale Fläche ist im Winter bei Sonnenhöhe $h = 15^\circ$ in Frankfurt im Mittel negativ (bei $h = 0^\circ - 0,22$ gal/cm² min) und auf dem Feldberg bei noch höheren Sonnenständen negativ (bei $h = 0^\circ - 0,29$ gal/cm² min). Im Sommer schwankt die Intensität in Frankfurt von $-0,05$ bei $h = 0^\circ$ bis zu einem Maximum von $+40$ gal/cm² min, bei $h = 35$ bis 40° , um bei höheren Sonnenständen wieder abzunehmen, während auf dem Feldberg bei $h = 0^\circ$ die Intensität nur wenig den im Winter gemessenen Wert übertrifft und ein Maximum von $0,15$ gal/cm² min nicht überschreitet. Die effektive Himmelsstrahlung ist proportional der Trübung der Atmosphäre. Die Verteilung der Strahlungsintensität über den Himmel wurde dargestellt; der dunkelste Punkt liegt bei $h = 0^\circ$ im Zenit, bei $h = 30^\circ$ in 82 bis 83° und bei $h > 50^\circ$ in weniger als 80° Sonnenabstand im Sonnenvertikal. Die Verteilung der Wärmestrahlung über eine horizontale Himmelszone läßt sich als Funktion des Azimuts a bei Kenntnis der Strahlungsintensität im Sonnengegenvertikal i_0 und im Sonnenvertikal durch $i_a = i_0 + c a^5$ darstellen. Bei gleichmäßigem Nebel wurde in Sonnennähe ein Strahlungsmaximum, rasche Abnahme gegen den Horizont und langsame Abnahme gegen das Zenit gemessen.

Ferd. Steinhäuser.

Wilhelm Freckmann. Untersuchung über die Strahlenbrechung unter Tage. Diss. Aachen 1932, 115 S. Nach eingehender Besprechung der Versuchsanordnung, der Schächte und Stollen, wird zunächst der Einfluß der Horizontalkomponente der Strahlenbrechung auf die Horizontalwinkelmessung untersucht. Es ergibt sich dabei ein Fehler infolge der Strahlenbrechung, dem bei größeren Vermessungen Beachtung zu schenken ist, und zwar in Abhängigkeit von Temperatur und vor allem Wettergeschwindigkeit. In einem zweiten Abschnitt wird der Einfluß der vertikalen Komponente der Strahlenbrechung auf Nivellements in der Grube behandelt. Besonders sind dabei Refraktionswirkungen infolge größerer Dichteunterschiede zu berücksichtigen. In einem letzten Teil: Strahlenbrechung im lotrechten Schacht, wird festgestellt, daß für optische Lotungen überhaupt störende Strahlenbrechung im Schacht nicht vorhanden ist; allerdings erscheint eine optische Lotung mit den heutigen instrumentellen Hilfsmitteln noch nicht durchführbar.

Fritz Hänisch.

Atsusi Kobayashi and Daizo Nukiyma. On the Transmissibility of Visible Light through a Cloud of Particles. Part II. Proc. Phys.-Math. Soc. Japan (3) 15, 59—72, 1933, Nr. 2. Diese Arbeit ist ein sehr ausführlicher Auszug aus Rep. Aeronaut. Res. Inst. Tokyo Univ. 7, 307—338, 1933, Nr. 11. Siehe diese Ber. S. 1070. *v. d. Borne.*

A. v. Flotow †, A. Berroth und H. Schmehl. Relative Bestimmung der Schwerkraft auf 115 Stationen in Norddeutschland; **F. Kossmat.** Schweranomalien und geologischer Bau des Untergrundes im norddeutschen Flachland. Veröff. d. Preuß. Geodät. Institutes (N. F.) 106, 100 S., 2 Taf., 1931. Diese Veröffentlichung enthält ausführliche Angaben über die Beobachtungen und Reduktionen, Untersuchungen über Veränderungen der Pendellängen und Genauigkeit. Die Tabelle der Ergebnisse enthält Stationsbezeichnung, Länge, Breite, Höhe, Schwereunterschied gegen Potsdam, Freiluftanomalie, Bouguersche Anomalie. Eine Karte stellt in neuer Weise die Verteilung der Freiluftanomalien dar, und eine von Kossmat zusammengestellte Karte zeigt die Verteilung der Bouguerschen Anomalien. Diese werden in dem Beitrag von Kossmat vom geologischen Standpunkt aus besprochen. Horste und Mulden der saxonischen Gebirgsbildung treten deutlich als Streifen maximaler bzw. minimaler Bouguerscher Anomalien hervor, auch wenn sie im Oberflächenrelief nicht mehr als Bergzüge und Täler zu erkennen sind. Unter Hinzuziehung von Ergebnissen magnetischer und seismischer Untersuchungen wird der wahrscheinliche Verlauf des großen europäischen Kohlengürtels in den noch unaufgeschlossenen Teilen östlich vom Ruhrgebiet diskutiert. *K. Jung.*

K. Lüdemann. Einige Mitteilungen über eine neue Theodolitbusssole, ihre Konstruktion und Leistungsfähigkeit. ZS. f. Instrkde. 53, 267—273, 1933, Nr. 6.

Jüichi Obata and Takehiko Tesima. Further Studies on the Acoustical Properties of the Japanese Wind Instruments, Syakuhati. Proc. Imp. Acad. Tokyo 9, 149—151, 1933, Nr. 4. *H. Ebert.*

H. Schminke. Die graphische Bestimmung der spezifischen Feuchte und der Äquivalenttemperatur. Meteorol. ZS. 50, 189—190, 1933, Nr. 5. Auf logarithmischen Koordinatenpapier werden die Kurvenscharen $p = \varphi \cdot p_s$ und $q = 0,623 \cdot p/b$ für verschiedene p_s und b eingezeichnet. p ist der Dampfdruck, p_s der Sättigungsdruck, φ die relative Feuchtigkeit und b der Barometerstand. q wird spezifische Feuchte genannt. Diese Kurven dienen dazu, bei vorgegebenen φ , b und t (trockene Temperatur) mittels einer Reißschiene die Größe q (oder auch die Differenz der äquivalenten Temperaturen) zu finden. Die Reißschiene selbst enthält eine q - und eine φ Teilung. *H. Ebert.*

E. Sprenger. Eine allgemeine Psychrometerformel. Gesundheits-Ing. 56, 38—40, 1933, Nr. 4. Eine allgemeine Psychrometerformel wird unter Zuhilfenahme der Wärmeübergangs- und der Verdampfungszahl abgeleitet. Es erübrigt sich dann die Einführung einer Gütezahl. *H. Ebert.*

Geophysikalische Berichte

L. Weickmann. Albert Wigand †. ZS. f. Geophys. 9, 121—124, 1933, Nr. 3.

Scheel.

Standard time throughout the world. Circular Bureau Standards Nr. 399, 18 S., 1932 (Supersedes Circular Nr. 280). Die vorliegende Druckschrift enthält einen kurzen geschichtlichen Überblick über die Entwicklung der Weltnormalzeiten, mehrere kartographischen Darstellungen der Zeitzonengrenzen und ein Verzeichnis der öffentlichen Funk-Zeitzeichen-Sendestellen. Aus diesen Unterlagen sind die in fast allen Ländern der Erde gesetzlich eingeführten Zonenzeiten zu entnehmen, sowie ihre Beziehung zur mittleren Zeit Greenwich und zu der Eastern Standard Zeit, der Normalzeit für die Ostküste der Vereinigten Staaten von Nordamerika.

W. Keil.

R. Tomaschek und W. Schaffernicht. Über die Messung der zeitlichen Schwankungen der Schwerkbeschleunigung mit Gravimetern. ZS. f. Geophys. 9, 125—136, 1933, Nr. 3. Die Arbeit enthält Abbildungen des Interferenzgravimeters und einer neueren Ausführungsform des Bifilargravimeters der Verff. Ergebnisse gleichzeitiger Messungen mit beiden Apparaten werden mitgeteilt. Vgl. auch Phys. Ber. S. 780.

Tomaschek.

Gerhard Schmerwitz. Nachtrag zur Frage der Schneidenlagerung. ZS. f. Geophys. 9, 168, 1933, Nr. 3.

Schmerwitz.

E. C. Bullard. The effect of a magnetic field on relative gravity determinations with invar pendulums. Proc. Cambridge Phil. Soc. 29, 288—296, 1933, Nr. 2. Der Einfluß der magnetischen Eigenschaften eines Halbskunden-Invarpendels auf seine Schwingungsdauer wird experimentell untersucht. Es zeigt sich, daß Änderungen der remanenten Magnetisierung bis zu etwa $5 \cdot 10^{-6}$ sec ausmachen können und die vom erdmagnetischen Feld induzierte Magnetisierung bei Stationen, die einen großen Breitenunterschied haben, störend auftreten kann. Umgibt man den Pendelapparat und den Kasten, in dem die Pendel transportiert werden, je mit einem Schutzkasten aus Mu-Metall (Stahl mit 78 % Nickelgehalt und einer Permeabilität von etwa 80 000), so kann die Magnetisierung des Pendels in ausreichendem Maße konstant gehalten werden.

K. Jung.

P. W. Glover. Tables for facilitating the solution of Wiechert's equation. Month. Not. Geophys. Suppl. 3, 168—170, 1933, Nr. 4. Tabellen zur Bestimmung der wahren Vergrößerung mechanisch registrierender Seismographen aus der Hebelvergrößerung, der Dämpfung und dem Verhältnis Periode der Bodenbewegung zu Periode des Seismographen.

K. Jung.

A geophysical earth tester. Journ. scient. instr. 10, 185—187, 1933, Nr. 6. Es wird ein Meßinstrument zur Bestimmung des Erdwiderstandes beschrieben, bei dessen Anwendung keine Korrektion wegen des Widerstandes an den Elektroden nötig ist. Der Meßbereich beträgt 0 bis 0,3 und 0 bis 3,0 Ohm.

K. Jung.

F. A. Gould and J. C. Evans. A new form of barostat. Journ. scient. instr. 10, 215—218, 1933, Nr. 7. Zum Vergleichen von Barometern wird eine Vorrichtung gebraucht, die im Vergleichsraum den Druck auf längere Zeit konstant hält. Die von den Verff. vorgeschlagene Apparatur besteht aus drei Teilen, dem dreischenkigen Manometer, das auf jeden Druck zwischen 20 und 860 mm Quecksilbersäule eingestellt werden kann, dem Schaltkreis und die beiden, nach Bedarf zu betätigenden Druck- bzw. Saugventile. Mit dieser Anordnung sind Druckschwankungen geringer als 0,005 mm Quecksilbersäule ausgeglichen.

H. Ebert.

Heinz Lettau und Werner Schwerdtfeger. Vertikalaustausch in unmittelbarer Berechnung. Meteorol. ZS. 50, 47—51, 1933, Nr. 2. Die Möglichkeit der unmittelbaren Bestimmung der Austauschgröße A durch geeignete Beobachtungen mit einem empfindlichen Vertikalmanometer und einem Druckvariometer vom Freiballon aus, wird unter Heranziehung der Theorie von Hesselberg abgeleitet. Aus dem Beobachtungsmaterial von P. Ludwig (1911) wird für eine Höhe von etwa 1000 m die Austauschgröße zu $A = 149 \text{ g cm}^{-1} \text{ sec}^{-1}$ ermittelt. Das gleiche Meßverfahren erlaubt auch die Bestimmung des von Prandtl eingeführten Mischungsweges. Die Verff. kündigen eigene Beobachtungsreihen mit verdichteten und verlängerten Messungen an.

Herbert Kirsten II.

Wilhelm Michael. Die Erde, gebremst, beschleunigt, abgelenkt, — erlebt Erdbeben, Taifune, Tornados usw. ZS. f. Geophys. 9, 165—167, 1933, Nr. 3. „Es wird gezeigt, daß auf der Oberfläche des kugelförmigen Raumschiffes Erde bei Störungen der Fahrt (Bremsung, Beschleunigung, Kurvenfahren) in derselben Weise Relativbewegungen auftreten wie auf der Oberfläche einer Flüssigkeit im Speisewagen eines D-Zuges.“

K. Jung.

Ernst Jänicke. Ist das Erdinnere fest? Sitzungsber. Heidelberger Akad. 1932, 8. Abhandlung, 16 S. Nach den Ausführungen des Verf. besteht die Erde aus einer festen Erdkruste, einem flüssigen und einem festen Mantel, darunter dem festen Kern. Hierbei sind die Aggregatzustände fest und flüssig so definiert, daß im festen Zustand die Temperatur niedriger, im flüssigen Zustand höher als die Schmelztemperatur ist, wobei über den elastischen Zustand (Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Erdbebenwellen) nichts gesagt sein soll. Abschätzungen mit rohen Zahlenwerten führen auf eine Dicke der Erdkruste von 100 km unter Steigerung der Temperatur bis auf etwa 3000° und eine Dicke der flüssigen Mantelschicht von 11 000 km und einer Steigerung der Temperatur bis auf etwa 12 000°. Der feste Kern besteht aus Metall, darüber liegen in der Hauptsache Silikate. Es ist auch möglich, daß sich zwischen Kern und Silikatschichten ein dünner Mantel von Sulfiden befindet. Wie die Erde sollen sich auch der Mond und Merkur von innen heraus abgekühlt haben. Eine Bremswirkung des festen Kerns, veranlaßt von der Anziehung des Zentralgestirns, soll die Ursache dafür sein, daß Mond und Merkur dem Zentralgestirn stets dieselbe Seite zuwenden.

K. Jung.

Reginald A. Daly. The depths of the earth. Science 77, 95—102, 1933, Nr. 1987. Eine gemeinverständliche Darstellung der Ansichten des Verf. über Schichtung, stoffliche Zusammensetzung und Dichte des Erdinnern, die insofern von der allgemeinen Anschauung abweichen, als in etwa 60 km Tiefe unter den Kontinenten und in etwa 75 km Tiefe unter dem Pazifischen Ozean bei sprunghafter Dichteänderung ein dichteres Material (kristallines Sima, Dichte 3,05) über einem weniger dichten Material (amorpher Basalt, Dichte 2,8—2,9) angenommen wird. Es werden einige geologische und vulkanologische Tatsachen angeführt, die diese Annahme stützen.

K. Jung.

Arthur Holmes. The thermal history of the earth. Journ. Washington Acad. Amer. 23, 169—195, 1933, Nr. 4. Die Arbeit, die eine Washingtoner Gastvorlesung des Verf. wiedergibt, ist eine kritische Zusammenstellung der Theorien über die thermische Geschichte der Erde. Die radioaktive Wärmeerzeugung in verschiedenen Gesteinen wird als Grundlage für die Verteilung der radioaktiven Elemente in der Kruste und im Erdinnern genommen. Gegenübergestellt werden zwei Möglichkeiten, einmal daß ausschließlich in der Erdkruste eine Wärmeerzeugung durch Radioaktivität stattfindet, zum anderen daß auch die tieferen Schichten noch einen, wenn auch im Vergleich zur Kruste nur geringen Anteil an

der radioaktiven Wärmeerzeugung haben. Im ersten Fall zeigt die Kontraktions-theorie die Entwicklung der Erde, die der Verfasser, auch in der von Jeffreys angenommenen neuesten Fassung, ablehnt. Er verweist da vor allem auf die zeitliche Folge der Orogenesen, die dieser Theorie zufolge in ganz anderen Rhythmen hätten ablaufen müssen. Im zweiten Fall, nämlich der radioaktiven Wärmeerzeugung auch in tieferen Schichten, richtet sich der Ablauf nach der Art der Schmelzpunktänderung im Innern in ihrem Verhältnis zum Temperaturgradienten. Je nach Voraussetzung über dieses Verhältnis kommt man zur Jolyschen Theorie der thermischen Kreisvorgänge oder zur vom Verf. vertretenen Theorie der subkrustalen Konvektionsströme. Durch diese Theorie seien dann Driftbewegungen der Schollen, Gebirgsbildungen und die Bildung von Tiefseegräben zwanglos zu erklären.

H. Landsberg.

R. Spitaler. Die diluviale Eiszeit im Äquatorialgebiete. Gerlands Beitr. z. Geophys. 38, 220—227, 1933, Nr. 2. Der Verf. zeigt in vorliegender Arbeit, daß nach seiner astronomisch-meteorologischen Theorie der Eiszeit auch in den äquatorialen Teilen der Erde es zum Vordringen der Vergletscherung kommen mußte, und zwar als Folge der geänderten Bestrahlungsverhältnisse bei großer Exzentrizität der Erdbahn und den beiden extremen Perihelstellungen der Sonne $\Pi = 90$ bzw. 270° . Der Verf. stellt auf Grund seiner Theorie die wahrscheinlichen Temperaturverhältnisse dar, wie sie bei den erwähnten Perihelstellungen der Sonne und bei den Exzentrizitäten $e = 0,05, 0,06$ und $0,07$ geherrscht haben dürften.

M. Toperczer.

E. Gehreke. Über Zeitbestimmungen an Gesteinen jüngerer geologischer Epochen. Gerlands Beitr. 38, 147—166, 1933, Nr. 2. Der Verf. teilt hier neuere Ergebnisse über die Anwendbarkeit der von ihm schon früher vorgeschlagenen Patinamethode zur Gewinnung von Zeitangaben an Gesteinen jüngerer geologischer Epochen mit. Es genügt nicht, die Patina selbst genauer zu untersuchen, es bedarf auch noch der Feststellung der Bodenart, in der die Patina entstanden ist. Maßgebend ist insbesondere die Alkalinität des Bodens für die Ausbildung der Patina. Besonders brauchbar sind die durch Kalkgehalt entstandenen Alkalinitäten, die für Flint die einfache Beziehung $t = 8000 \cdot d$ ($t =$ Alter der Patina, $d =$ Patinadicke in mm) ergaben. Saure Böden (Vegetationsböden) liefern eine braune oder gelbe Eisenpatina.

M. Toperczer.

Satosi Watanabe. On the Growth of Vortex that takes place in a Water Tank when the Plug is removed. Geophys. Mag. 7, 37—44, 1933, Nr. 1. Theoretische Untersuchungen über Wirbelbildungen beim Ausströmen einer Flüssigkeit durch das Spundloch eines Gefäßes.

W. Schneider.

Yošio Kodaira. Periodic Heating and Cooling of a Semi-infinite Solid having Conductivity, Specific Heat and Density Varying with Temperature. Geophys. Mag. 7, 51—69, 1933, Nr. 1.

Yošio Kodaira. Periodic Heating and Cooling of a Semi-infinite Solid Having Conductivity, Specific Heat and Density Varying with Depth. Geophys. Mag. 7, 71—86, 1933, Nr. 1. Die beiden Arbeiten stellen theoretische Untersuchungen über die Ausbreitung der Wärme in einem im Titel der Arbeiten näher bezeichneten halbumendlichen Körper dar, dessen Oberfläche periodisch erwärmt wird.

W. Schneider.

Wm. D. Urry. Radioactivity measurements. I. The Radium Content of the Keweenawan Basalts and Some Accessory Minerals. II. The Occurrence of Radium, Uranium and Potassium in the Earth. Proc. Amer. Acad. 68, 125—144, 1933, Nr. 4. Die Verteilung des Radiums in den Gesteinen und Mineralien von Keweenawan (Michigan) wurde

durch Analyse einer Anzahl von Proben bekannter Herkunft untersucht; es wurden Zusammenhänge zwischen dem Ra-Gehalt und -Tiefe und stratigraphischen Verhältnissen gefunden. Im zweiten Teil der Arbeit wird eine wahrscheinliche Verteilung von Radium und Uran über Erde vorgeschlagen; dabei wird ein merklich geringerer Uran-Gehalt für die drei äußeren Schichten erhalten, als allgemein angenommen wird, und die vollkommene Konzentration in zwei äußeren Schichten völlig ausgeschlossen.

K. W. F. Kohlrausch.

Wilhelm Maier. Vulkanismus und Isostasie. ZS. d. D. Geol. Ges. 85, 1933, Nr. 4. Es wird angenommen, daß sich unter der festen Erdkruste eine zusammenhängende flüssige Magmazone befindet. Sie ist von einem festen Gerüst aus Carbiden, Ferriden, Sulfiden und Eisen durchsetzt, in dem sich die transversalen Erdbebenwellen fortpflanzen. Die Annahme einer flüssigen Magmaschicht erklärt einige großtektonische und vulkanische Erscheinungen in einfacher Weise.

K. Jung.

E. A. Glennie. Crustal warpings. Month. Not. Geophys. Suppl. 3, 170—176, 1933, Nr. 4. Das aus isostatisch reduzierten Lotabweichungen bestimmte „kompensierte Geoid“ und die Hayford'schen Schwereanomalien in Indien deuten an, daß die vorderindische Halbinsel wesentliche Abweichungen vom isostatischen Zustand aufweist. Vor allem scheint eine tief gelegene, flache und ausgedehnte Aufwölbung der unteren Krustenmassen das Schwerefeld zu stören. Nach einer dieser Störung entsprechenden empirischen Verbesserung der Schwerewerte zeigt die Verteilung der Schwereintensität eine Abhängigkeit von der mittleren Meereshöhe der Stationsumgebung. Diese Abhängigkeit verschwindet, wenn man bis zur Entfernung von 120 000 Fuß nach Bouguer reduziert und die Hayford'sche Reduktion erst von hier an beginnt. Solche als „Krustenanomalien“ bezeichneten Schwereabweichungen erweisen sich als positiv über im Untergrund verborgenen Antiklinalen der tieferen Krustenschichten, negativ über Mulden, im wesentlichen dem Relief des dichteren, subkrustalen Materials entsprechend. Um die Anwendung der Hayford'schen Reduktion in größerer Entfernung von der Station bei dem nicht isostatischen Aufbau des Landes zu rechtfertigen, versucht der Verfasser nachzuweisen, daß bei abwechselnd in der Tiefe verborgenen Mulden und Buckeln die Wirkung im Mittel nicht Null, sondern ein wenig negativ ist, wodurch eine Kompensation des sichtbaren Reliefs vorgetäuscht werden soll, die in Wirklichkeit nicht vorhanden ist.

K. Jung.

R. Stoneley. On the crustal warping hypothesis. Month. Not. Geophys. Suppl. 3, 176—181, 1933, Nr. 4.

E. A. Glennie. Note on Dr. Stoneley's paper „On the crustal warping hypothesis“. Month. Not. Geophys. Suppl. 3, 181, 1933, Nr. 4. Die Ansicht Glennie's, daß bei abwechselnd in der Erdkruste verborgenen Mulden und Buckeln der Erdkrustenschichten im Mittel ein negativer Effekt auf das Schwerefeld übrig bleibt, wird mathematisch widerlegt. Hierauf modifiziert Glennie die Begründung seiner Anschauungen über den Aufbau der Erdkruste.

K. Jung.

R. Tomaschek und W. Schaffernicht. Über die periodischen Veränderungen der Vertikalkomponente der Schwerebeschleunigung in Marburg a. d. Lahn. Sitz.-Ber. Marburg 67, 151—174, 1932, Nr. 5. Der Inhalt deckt sich im wesentlichen mit der auf S. 780 der Phys. Ber. referierten Arbeit. Darüber hinausgehend enthält die vorliegende Mitteilung eine graphische Widergabe der Schwerkraftschwankungen während dreier Monate, sowie eine ausführliche Widergabe des Korrekturnverfahrens der harmonischen Analyse zur Berücksichtigung des Einflusses benachbarter Glieder.

Tomaschek.

E. C. Bullard. The Observation of Gravity by Means of Invariable Pendulums. Proc. Roy. Soc. London (A) 141, 233—258, 1933, Nr. 843. Das hier beschriebene, in Cambridge ausgebildete Beobachtungsverfahren ist eine Weiterentwicklung der Referenzpendelmethode, bei der die Schwingungen der Feldpendel und die Schwingungen eines Pendels auf einer Zentralstation gleichzeitig mit denselben Zeitmarken verglichen werden. Als Zeitmarken können beliebige Radiosignale, z. B. die Striche und Punkte von Telegrammen, verwandt werden. Die Durchgänge der Pendel durch die Ruhelage und die Zeitmarken werden optisch registriert. Pendel- und Registrierapparate werden kurz beschrieben, das Beobachtungsverfahren und die Methode der Auswertung werden eingehend dargestellt und an Hand von Beispielen erläutert. Bei Messungen in der Nähe von Cambridge wurde eine Genauigkeit von etwa 1 Milligal erreicht, wenn an jeder Station zwei Beobachtungen von je einer Stunde Dauer ausgeführt wurden. *K. Jung.*

P. Lejay et G. Costes. Sur l'emploi du gravimètre à grande distance des stations de référence; application à l'établissement de bases de gravité en Indochine. C. R. 196, 1964—1966, 1933, Nr. 26. Wie die Theorie des Holweck-Lejay-Pendels zeigt, ist die Wirkung einer Änderung der Elastizität der Blattfeder auf die Schwingungsdauer der dritten Potenz der Schwingungsdauer proportional. Ist demnach die Abhängigkeit der Federelastizität von Temperatur und Zeit an einer Ausgangsstation bestimmt, so genügt diese Bestimmung zur Reduktion der Messungen auch auf weit entfernten Stationen mit großem Unterschied der Schwingungsdauern. Dies wird durch Messungen in Frankreich und Indochina erwiesen. Einige Schwerkraftwerte und Schwereanomalien, die auf der Reise nach Indochina und in Indochina gemessen wurden, werden mitgeteilt. Die Übereinstimmung mit früheren Messungen an Stationen, wo bereits mit Sterneckpendeln gemessen wurde, ist durchaus befriedigend. *K. Jung.*

R. Goudey. Mesures de gravité faites au moyen de l'appareil Holweck-Lejay, n° 2. C. R. 196, 1967—1968, 1933, Nr. 26. Es werden Schwerkraftwerte und Schwereanomalien, die in der Franche-Comté mit einem Holweck-Lejay-Pendel gemessen wurden, mitgeteilt. *K. Jung.*

S. v. Bubnoff. Bewegungsanalytische Studien. Naturwissensch. 21, 457—463, 1933, Nr. 24. Die kleintektonische Untersuchung der skandinavischen Halbinsel Schonen zeigt, daß den Rissen und Spalten kambrischer Gesteine eine schwache horizontale Verschiebung des fennoskandischen Massivs gegen Westen (oder Süden) entspricht, was eine einfache Kartierung nicht zu erkennen gestattet. Die von der Kartierung aufgezeichnete Großtektonik der Horste, Gräben und Kipp-schollen ist dagegen in der Feinstruktur nicht abgebildet. Kleintektonische Untersuchungen sind zum Nachweis horizontaler Verschiebungen von großer Bedeutung. *K. Jung.*

H. Landsberg. Beitrag zum Thema: Seismische Bodenunruhe. ZS. f. Geophys. 9, 156—161, 1933, Nr. 3. Die Mannigfaltigkeit der Ursachen und Einflüsse, die zur Erscheinung der seismischen Bodenunruhe führen, lassen bei der Untersuchung einzelner mikroseismischer Stürme oft nur geringe Korrelationen mit den Ursachen auffinden, während bei Mittelbildung über längere Zeiträume die Korrelationen erheblich besser werden. Bei Verwertung von Perioden muß auf den Einfluß der Eigenperiode des Seismographen geachtet werden, gleiches gilt bei Untersuchungen über Abhängigkeiten zwischen Amplitude und Periode. Einige Beispiele erläutern augenfällig, wie leicht hier Fehlschlüsse möglich sind. In Hamburg hat man die Energieabgabe des Windes an Bäume einer Allee und an das Haus als Ursache mikroseismischer Unruhe gefunden, dagegen lassen die Registrierungen des Taunusobservatoriums trotz der hierfür viel günstigeren Um-

stände nichts ähnliches erkennen. Es wird darauf hingewiesen, daß bei Öffnung eines Fensters der Außenwand des doppelwandigen Hauses bereits eine Wirkung auf die Registrierung der seismischen Unruhe nachzuweisen war, Stau und Sog an einem Gebäude bei heftigem Sturm demnach als Ursache der seismischen Unruhe auch in Frage kommen. In Frostperioden konnte auf dem Taunusobservatorium eine Abhängigkeit von kurzperiodischen Luftdruckschwankungen und dem vertikalen Luftdruckgradienten nicht nachgewiesen werden. Zwischen dem täglichen Gang der mittleren Periode und Amplitude im April 1930 wurde ein Korrelationskoeffizient von $0,76 \pm 0,12$ festgestellt, eine hohe negative Korrelation von $-0,87 \pm 0,07$ konnte zwischen Lufttemperatur und Amplitude gefunden werden. *K. Jung.*

G. Agamennone. Considerazioni sopra gli ipocentri sismici dei Colli Laziali. *Lincei Rend.* (6) 17, 725—729, 1933, Nr.9. Auf Grund der Untersuchung von drei Beben im Gebiet des Vulkans Laziale weist der Verf. in einer Polemik gegen E. Oddone auf die große Unsicherheit der Bestimmung der Tiefe des Herdes hin. *K. Przibram.*

G. Agamennone. Periodicità diurno-notturna dei terremoti. *Lincei Rend.* (6) 17, 825—830, 1933, Nr.10. Der Verf. diskutiert die verschiedenen Arbeiten, die sich mit der Frage befaßt haben, ob Erdbeben häufiger bei Nacht als bei Tag auftreten, und gelangt zu dem Ergebnis, daß kein hinreichender Grund vorliegt, an einer gleichförmigen Verteilung der Beben über Tag und Nacht zu zweifeln. *K. Przibram.*

Seiti Yamaguti. On Time and Space Distribution of Earthquakes. *Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo* 11, 46—68, 1933, Nr.1. Durch frühere statistische Untersuchungen ist bekannt, daß in Japan Erdbeben in einer gewissen Zone Erdbeben in anderen bestimmten Zonen zur Folge haben. Die vorliegende Arbeit stellt sich zur Aufgabe, diese Gesetzmäßigkeit noch einmal nachzuprüfen und auch den Einfluß der Luftdruckschwankungen auf die Bebenhäufigkeit zu untersuchen. *W. Schneider.*

S. Fujiwhara. Note on a New Term in the Equation of Motion in Hydrodynamics and in the Theory of Elasticity. *Geophys. Mag.* 7, 45—49, 1933, Nr.1. Kritische Betrachtungen zu den Bewegungsgleichungen der Hydrodynamik und Elastizität. *W. Schneider.*

K. Wadati, K. Sagisaka and K. Masuda. On the Travel Time of Earthquake Waves. Part I. *Geophys. Mag.* 7, 87—99, 1933, Nr.1. Untersuchungen über Laufzeitkurven bei verschiedenen Herdtiefen. *W. Schneider.*

K. Wadati. On the Travel Time of Earthquake Waves. Part II. *Geophys. Mag.* 7, 101—111, 1933, Nr.1. Es wird für Nahbeben das Verhältnis der Geschwindigkeit der *P*-Wellen zu der der *S*-Wellen genau untersucht. *W. Schneider.*

Charles Davison. On the Eleven-year Period of Earthquake Frequency. *Phil. Mag.* (7) 15, 1085—1091, 1933, Nr.102. In einer früheren Arbeit hat der Verf. Untersuchungen über die elfjährige Periode der Häufigkeit von Erdbeben in einzelnen Gebieten veröffentlicht. Diese Untersuchungen sind soweit wie möglich ausgedehnt worden. Der Verf. hat festgestellt, daß auf beiden Erdhalbkugeln dieselbe Periode vorherrscht. *W. Schneider.*

Charles Davison. On the Nineteen-year Period of Earthquake Frequency and on its Connexion with the Nutation Period of the Earth. *Phil. Mag.* (7) 15, 1092—1096, 1933, Nr.102. Der Einfluß der Nutation auf die Frequenz der Beben ist klein. Jedoch scheinen Zusammenhänge zwischen großen Beben und der Nutation zu bestehen. *W. Schneider.*

Franz Baron Nopcea. Beziehungen zwischen Luftdruckänderungen und Erdbeben in südeuropäischen, und zwar besonders italienischen Erdbebengebieten. Gerlands Beitr. 39, 37—57, 1933, Nr. 1. Der Verf. untersucht statistisch an 915 italienischen, 412 istrisch-dalmatinischen und 573 epirotisch-jonischen Beben die Beziehung zwischen Luftdruckänderungen und nachfolgenden Erdbeben. Dabei wurden die Luftdruckänderungen an den zwei den Erdbeben vorausgehenden Tagen betrachtet. Es ergab sich eine größere Häufigkeit von Erdbeben, wenn an beiden vorausgehenden Tagen der Luftdruck entweder konstant stieg oder fiel. Bestimmte Herde waren vorwiegend bei steigendem, und bestimmte vorwiegend bei fallendem Luftdruck tätig, während sich einige Herde keiner dieser beiden Gruppen zuordnen ließen. Die Herde, die in ihrer Seismizität die Luftdruckänderungen gleichartig verspüren, liegen nicht willkürlich verstreut, sondern in bestimmten Gebieten, die der Verf. isästhätische Gebiete nennt, also Plus-Ästhäsie mit Reaktion auf positive Luftdruckänderungen und Minus-Ästhäsie mit Reaktion auf negative. Diese Gebiete werden mit geologischen Verhältnissen und mit der Existenz der Isostasie in Verbindung gebracht. *Ferd. Steinhäuser.*

M. Tenani. Sui principi costruttivi delle bussole magnetiche. Lincei Rend. (6) 17, 641—644, 1933, Nr. 8. Die Diskussion der Bedingungen für die Unempfindlichkeit einer Bussole gegen Erschütterungen führt zu dem Ergebnis, daß die Masse des in einer Flüssigkeit suspendierten beweglichen Systems der Masse der verdrängten Flüssigkeit gleich sein soll. Eine von diesem Gesichtspunkte aus konstruierte Bussole hat sich auch im Flugzeug unter schwersten Bedingungen gut bewährt. *K. Przißram.*

R. Fabiani e G. Petrucci. Nuova esplorazione geofisica della Sicilia. — Risultati generali e cenni particolari sulle determinazioni geomagnetiche. Lincei Rend. (6) 17, 686—691, 1933, Nr. 9. Kurzer Bericht über die gravimetrische und erdmagnetische Aufnahme Siziliens in den Jahren 1929—1931. *K. Przißram.*

Robert Schwinner. Gebirgsbau und Erdmagnetismus auf der Balkanhalbinsel. Gerlands Beitr. 39, 263—284, 1933, Nr. 2/3. *H. Ebert.*

Carl Störmer. Angenäherte Integration der Bewegungsgleichungen von Elektronen im Felde eines magnetischen Dipols. ZS. f. Astrophys. 6, 333—344, 1933, Nr. 5. Das vom Verf. in früheren Arbeiten (ZS. f. Astrophys. 3, 31, 227, 312, 1931; 4. 290, 1932) behandelte Integrationsverfahren der Bewegungsgleichungen wird weiter entwickelt und eine Abschätzung der Abweichung der angenäherten Integrale von den exakten gefunden. *Sticker.*

Ch. Maurain. Sur l'intervalle de temps entre les phénomènes solaires et les perturbations magnétiques terrestres. C. R. 196, 1182—1186, 1933, Nr. 17. Zur Untersuchung des Zeitintervalls zwischen der Tätigkeit auf der Sonne (insbesondere Sonnenfleckenzahl und Größe) und erdmagnetischen Störungen werden individuelle und statistische Methoden benutzt. Bei ersteren ist ein bestimmtes Ereignis auf der Sonne einer bestimmten erdmagnetischen Störung zugeordnet; bei der zweiten wird eine Gesamtheit von Erscheinungen beider Gegenstände zusammengefaßt. Die Ergebnisse von Beobachtungen und Rechnungen des Verf. werden mit denen verschiedener anderer Autoren verglichen. Im Mittel beträgt das Zeitintervall etwa 60 Stunden, wobei aber Schwankungen von der Hälfte bis zum Doppelten dieses Wertes auftreten. *Schmerwitz.*

J. P. Rowland. Recent Magnetic Disturbances. *Nature* 131, 764—765, 1933, Nr. 3317. Einige sehr starke magnetische Stürme der vergangenen 4 Jahre konnten nur auf Sonnenflecken zurückgeführt werden, deren Erscheinen 10 bis 14 Tage vorauslag. Die Geschwindigkeit der übertragenden Partikel berechnet sich somit zu 150 km/sec. Vergleichsweise liegt das normale Zeitintervall zwischen Sonnenfleckenaufreten und der magnetischen Störung auf der Erde etwa in der Gegend von anderthalb Tagen und die Geschwindigkeit bei 1200 km/sec. *Schmerwitz.*

K. H. Stehberger. Versuche über eine Bestimmung der erdmagnetischen Totalintensität aus der Umlaufzeit langsamer Elektronen. *Ann. d. Phys.* (5) 17, 278—292, 1933, Nr. 3. Das neu durchgeführte Meßprinzip zur Bestimmung der erdmagnetischen Totalintensität beruht auf der kreisförmigen Ablenkung eines Elektronenstrahles geringer Geschwindigkeit. Zu messen ist nur die Umlaufzeit der Elektronen auf der Kreisbahn, was mit einem Wellenmesser erreicht wird. Der Einfluß ungenauer Feldrichtungseinstellung ist sehr gering. Die Genauigkeit der Messungen beträgt etwa 2 pro Mille. Ein Vergleich durch Messung der Horizontalintensität nach Gauß und Bestimmung der Inklination zeigt befriedigende Übereinstimmung mit der Elektronenumlaufmethode. Fehler und Störungsquellen, die in der notwendigen hohen Verstärkung des Elektronenstromes und dem Kontaktpotential liegen, werden untersucht. *Schmerwitz.*

F. Schmid. Vorläufige Ergebnisse meiner Zodiaklichtforschung in Afrika. *Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges.*, 113. Jahresvers., Thun, August 1932 [Sect. Geophys.], S. 317—319. Im Winter 1931/1932 konnten durch eine Rundreise um Afrika ausführliche Beobachtungen über das Zodiaklicht und seine Nebenerscheinungen, wie den Gegenschein, die Lichtbrücke usw. angestellt werden. Die allgemeinen unmittelbaren Eindrücke werden beschrieben und physikalisch-astronomische Erörterungen angeschlossen. Der Verf. hält mit Überzeugung an der tellurischen Erklärung des Zodiaklichtes fest. *Schmerwitz.*

W. Mörkofer und U. Chorus. Ergebnisse von Ionenzählungen in Davos. *Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges.*, 113. Jahresvers., Thun, August 1932 [Sect. Geophys.], S. 324—325. Ein Jahr hindurch wurden in Davos leichte und schwere Ionen gezählt. Die Anzahl der leichten Ionen steigt von einem Minimum im Winter auf das Dreifache im Sommer. Umgekehrt ist der Jahresverlauf der schweren Ionen, die vom Minimum im Sommer auf nahezu den zehnfachen Betrag im Winter ansteigen. Die Summe beider Ionenzahlen ist jedoch nicht konstant. Mitgeteilt sind weiter Vergleiche mit anderen Stationen und einige klimatische Erörterungen. Die Verff. lehnen in einer Schlußausführung die Vermutung, daß ein Einfluß der natürlichen Luftionen auf das Befinden der Menschen besteht, ab. *Schmerwitz.*

Paul Ernst. Die Photographie in der Nordlichtforschung. *Photogr. Korresp.* 68, 187—193, 1932, Nr. 10. Vor etwa 40 Jahren sind von den deutschen Forschern Baschin und Brendel die ersten Nordlichtphotographien hergestellt worden. Am 7. August 1930 wurde inzwischen in Tromsö ein ständiges Institut für Geophysik und Nordlichtforschung eröffnet, bei welchem besonderes Augenmerk auf seine photographische Ausrüstung gerichtet war. Über die historische Entwicklung der photographischen Aufnahmetechnik, insbesondere über die Auswahl der Objektive und Platten wird ein verständlich zusammengefaßter Überblick gegeben. Ohne auf rechnerische Einzelheiten einzugehen, werden an Hand vieler Bilder die parallaktische und die Einzelbildmethode erklärt und ihre bisherigen Ergebnisse über die Höhe und Anordnung der Nordlichter zusammengestellt. Es folgt eine Beschreibung der Stationsinstrumente zur photographischen Registrierung der erdmagnetischen Variation. Denn die magnetischen Störungen besitzen mit den Nord-

lichtern die gleiche Ursache: die Elektronenstrahlen der Sonne. Ein weiteres Hilfsmittel für die Nordlichtforschung bildet die spektroskopische Untersuchung, die älter ist als die anderen und sehr genaue Wellenlängenmessungen erlaubt; aber zur Deutung der Erscheinungen hat sie bisher nur sehr wenig geliefert. Auf Spektrogrammen und Photometerkurven sind einige nachgewiesene Stickstoffbanden wiedergegeben. Die Wellenlänge der grünen Nordlichtlinie ist 1922 im Mount-Wilson-Observatorium auf 7 Stellen genau ausgemessen worden. Die Messungen von Vegard mit gefrorenem, durch Kathodenstrahlen bombardierten Stickstoff und solche mit gekühltem Helium und Sauerstoff in Toronto (Kanada) sind in diesem Zusammenhang zur Aufklärung der Linienherkunft angestellt worden. Versuche einer kinematographischen Aufnahme, die von Störmer und anderen Forschern angestellt wurden, sind noch sehr unbefriedigend geblieben. Zum Schluß berichtet der Verf. kurz über einige Versuche zur Herstellung farbenphotographischer Aufnahmen des Nordlichtes. Nach Vorversuchen in Tromsö, denen noch kein Erfolg beschieden war, wird beabsichtigt, im Polarjahr auch hier das Ziel zu erreichen.

Schmerwitz.

C. V. Boys. A Destructive Lightning Flash. *Nature* 131, 765—766, 1933, Nr. 3317. Beschreibung mannigfacher Auswirkungen, die ein besonders starker Blitz innerhalb und außerhalb eines Gebäudes verursacht hat.

Schmerwitz.

L. N. Bogoiavlensky. Influence of Geophysical Factors on the Frequency of Lightning Strokes on an Area. *Nature* 132, 99, 1933, Nr. 3324. In zehn weit voneinander entfernten Gebieten Rußlands, die zum Teil häufiger von Blitzschlägen getroffen wurden, hat man die durchdringende Erdstrahlung gemessen und mittels elektrischer Methoden die Leitfähigkeit des Untergrundes untersucht. Das Ergebnis zeigt, daß Blitzschläge besonders häufig sind, wo die Intensität der durchdringenden Erdstrahlung hoch ist und gut leitende Gesteine dicht unter der Oberfläche liegen.

K. Jung.

A. K. Das. On the mechanism of thunderqualls in Bengal. *Gerlands Beitr.* 39, 144—166, 1933, Nr. 2/3.

Code for protection against lightning Parts I, II and III. *Handbook Bur. of Stand.* 1933, Nr. 17, X und 93 S.

H. Ebert.

B. Walter. Über Blitzschutz durch „Fernblitzableiter“. (Nachtrag.) *ZS. f. techn. Phys.* 14, 254, 1933, Nr. 6. Die Anlage von Blitzschutz-Einrichtungen wurde in ähnlicher Weise, wie in der früheren Arbeit des Verf. geschildert ist, auch für Munitionslager durchgeführt.

Schmerwitz.

J. P. Schafer and W. M. Goodall. Characteristics of the Ionosphere. *Nature* 131, 804, 1933, Nr. 3318. In der hohen Atmosphäre wurde zwischen der *E*-Region mit 100 bis 120 km Höhe und der *F*-Region mit 190 bis 300 km Höhe eine neubenannte *M*-Region festgestellt, mit einer mittleren Höhe von 150 km. Notwendig für die Auffindung war eine richtige Wahl der Wellenlänge. Die Ionisation der *F*-Region ist am Tage nicht gleichmäßig. Mehrere Maxima wurden in dieser Schicht in verschiedenen Höhen (200, 240 und 280 km) festgestellt. Während der Tagesstunden des vergangenen Winters kamen in der *F*-Region Schwankungen in der Ionisationsdichte bis zu 50 % innerhalb von 30 Minuten vor, deren Ursachen veränderliche Ionisationsquellen kosmischer oder solarer Art sein müssen. Die Ionisation in der *E*-Region hat gleichförmigen Charakter mit einem Maximum zu Mittag.

Schmerwitz.

H. E. Paul. Beobachtungen an den Kennelly-Heaviside-Schichten während der Sonnenfinsternis am 31. August

1932. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **41**, 81—83, 1933, Nr. 3. Die Reflexionsmessungen dienten zur Entscheidung der Frage, ob die ultravioletten oder die Korpuskularstrahlen der Sonne die Ionisierung der Schichten hervorrufen. Da in Westeuropa (Köln) nur die Korpuskularfinsternis bemerkbar war, mußten infolge Abnahme der Ionisierung die Meßwellen tiefer in die Schichten eindringen. Aus den Reproduktionen der Meßresultate geht hervor, daß eine geringe Abnahme der Ionisierung gegenüber dem Normalzustand auftritt. Außerdem wurde ein regelmäßig etwa zwischen 20 und 22 Uhr erscheinendes Maximum der Konzentration in der oberen Schicht gefunden.

Schmerwitz.

F. J. W. Wipple. Relations between the combination coefficients of atmospheric ions. Proc. Phys. Soc. **45**, 367—380, 1933, Nr. 3 (Nr. 248). Den Gegenstand der Arbeit bildet eine neue Formel: $\eta_{12} - \eta_{10} = 4\pi e w_1$. In dieser bedeutet η_{12} den Wiedervereinigungskoeffizient für kleine und große Ionen entgegengesetzten Vorzeichens, η_{10} den für kleine Ionen und ungeladene Kerne. Die Formel besagt, daß ersterer immer überwiegt und daß die Differenz zwischen beiden Koeffizienten nur von der Beweglichkeit w_1 der kleinen Ionen abhängt. Die experimentellen Belege für die Formel und einige Anwendungen werden erörtert.

Schmerwitz.

E. V. Appleton and R. Naismith. Weekly measurements of upper-atmospheric ionization. Proc. Phys. Soc. **45**, 389—398, 1933, Nr. 3 (Nr. 248). Die Ergebnisse einer längeren Reihe wöchentlicher Messungen des Ionisationsmaximums der Kennelly-Heaviside-Schicht sind folgende: Die Ionisation ist 2,2mal stärker an einem Sommermittag als im Winter und im allgemeinen etwas geringer im Jahre 1932 als 1931. Dieser Rückgang hängt wahrscheinlich mit dem nahen Sonnenfleckenninimum zusammen. Zum Teil auf andere Unterlagen gestützt wird vermutet, daß die Ionisationswirkung der Sonne um etwa 60% während der 11jährigen Periode schwankt. Ein wenn auch geringer Anteil der Ionisationswirkung wird hier, wie bereits früher von C. T. R. Wilson, auf Gewitter zurückgeführt.

J. A. Ratcliffe and E. L. C. White. An automatic recording method for wireless investigations of the ionosphere. Proc. Phys. Soc. **45**, 399—413, 1933, Nr. 3 (Nr. 248). Beschreibung einer Apparatur für selbsttätige, fortlaufende Registrierung der Höhen der Ionosphäre, von der drahtlose Signale reflektiert werden. Benutzt wird eine Methode von Breit und Tuve. Einige Tabellen zeigen Registrierungen der normalen täglichen Variation der Höhe. Auffallend ist eine allgemeine Zunahme der Ionisation in der unteren Schicht während der Nacht, ohne eine gleiche Erscheinung in der oberen Schicht. Es werden Gründe für die Vermutung angeführt, daß sich hierin ionisierende Wirkungen von Gewitterwolken bemerkbar machen.

Schmerwitz.

E. V. Appleton. Fine-Structure of the Ionosphere. Nature **131**, 872 bis 873, 1933, Nr. 3320. Ausgehend von den Messungen von Schaffer und Goodall in Amerika berichtet Verfasser von seinen entsprechenden Ergebnissen in England. Er benutzte die früher (Nature **127**, 197, 1931) angegebene Methode, die größte Ionisation in den verschiedenen Schichten der Atmosphäre durch Bestimmung der kritischen, durchdringenden Frequenzen festzustellen. Zwischen den Hauptschichten *E* und *F* wird eine Zwischenschicht nachgewiesen. Die Ionisation in derselben ist in den frühen Morgenstunden vielfach stärker, sonst allgemein niedriger als in der Zone *E* um Mittag. In Zone *F* wird die Existenz einer Rand-schicht nachgewiesen, sowie eine Abhängigkeit der stärksten Ionisation von der Sonnenhöhe. Es ergeben sich für die Elektronendichte in den verschiedenen

Schichten folgende Werte: Zone *E* $1,8 \cdot 10^5$, Zwischenzone $2,5 \cdot 10^5$, Randzone *F* $3,8 \cdot 10^5$ und Hauptzone *F* $6,1 \cdot 10^6$ Elektronen pro cm^3 . Aus den englischen Versuchen ergeben sich durch den Einfluß des Sonnenultravioletts vier Hauptschichten in der Ionosphäre. Ein solcher Aufbau wird verständlich durch die Ergebnisse von *Pannekoek*, der zeigte, daß die Höhe der stärksten Ionisation durch ultraviolettes Licht von der Ionisierungsspannung des betreffenden Gases abhängt. Verf. lehnt den von *Schafer* und *Goodall* angegebenen Namen „*M-region*“ ab und schlägt dafür „*intermediate region*“ vor. *Kühn.*

Mme O. Thellier. *Mesure de la conductibilité électrique de l'air par une méthode de zéro.* C. R. 196, 1684—1686, 1933, Nr. 22. Die Meßmethode der elektrischen Luftleitfähigkeit von *Gerdien* wird durch eine Modifikation vom Verf. zu einer Nullmethode umgestaltet. Durch einen Hilfskondensator werden äquivalente Ladungen gebildet und ein Elektrometer dient nur zur Kontrolle der Gleichheit als Nullinstrument. Die Apparatur wird an Hand einer Schaltungsskizze beschrieben. Am Schluß finden sich Messungsergebnisse einer sechstägigen Beobachtungsreihe. *Schmerwitz.*

P. J. Nolan. *The influence of condensation nuclei and dust particles on atmospheric ionisation.* Proc. Roy. Irish. Acad. (A) 41, 61 bis 69, 1933, Nr. 7. Vorläufige Experimente über die Beziehung zwischen der Abnahme der kleinen Ionen, der Kernkonzentration und den Staubeilchen in einem geschlossenen Gefäß werden mitgeteilt. Es zeigt sich, daß die Meßresultate sehr gut mit den Folgerungen von *Wright* übereinstimmen, nach welchen kleine Ionen sich sowohl mit Staubeilchen wie mit Kondensationskernen vereinigen. Die beiden Vereinigungskoeffizienten werden aus einer Gleichgewichtsformel an Hand der Experimente bestimmt. Hierbei wird für den Quotienten der beiden Größen ein von *Wright* erhaltener Wert angenommen. Die Abnahme der Kernzahl in einem geschlossenen Gefäß ist der Konzentration proportional, wenn die Konzentration klein ist. Auf Grund der Resultate wird eine neue empirische Gleichgewichtsformel aufgestellt. Prüfungen des Ionisationsgleichgewichts von *Landluft* ergaben keine befriedigenden Resultate. *Schmerwitz.*

David Stenquist. *Eine Theorie des Erdstroms.* Gerlands Beitr. 39, 100 bis 104, 1933, Nr. 1. Ein Wirbel (Nordpol) der täglichen Erdstromvariation zwischen *Paris* und *Tortosa* hat fast dieselbe Achse und denselben Umdrehungssinn wie der der täglichen erdmagnetischen Variation, was also nicht der *Ampèreschen* Regel entsprechen würde. Die Annahme, daß Ursache der magnetischen Variation elektrische Ströme in der *Kennelly-Heaviside-Schicht* sind, erlaubt die Anwendung der *Ampèreschen* Regel an ruhigen Tagen, während an Gewittertagen der Erdstrom so stark überwiegt, daß er an solchen Tagen bestimmend wird für die Einstellung der magnetischen Nadel entsprechend der *Ampèreschen* Regel. *Ferd. Steinhäuser.*

Harry Rowe Mimno and P. H. Wang. *Double-Refraction Effects in the Kennelly-Heaviside Layers.* Phys. Rev. (2) 43, 769—770, 1933, Nr. 9. Die Verff. haben seit dem 1. Jan. 1933 ständige photographische Aufzeichnungen von Echos und ihrer Feinstruktur vorgenommen. Insbesondere wurde auf anormale Erscheinungen, wie magnetische Stürme u. a., geachtet. Bei Vorhandensein von Störungen wurde oft gefunden, daß sich die Kurven unter einem Winkel schneiden, wie wenn der ordentliche und der außerordentliche Strahl schnell ihre Plätze austauschten. Magnetische Stürme können an einigen Stunden des Tages Doppelbrechung hervorrufen, aber die Erscheinungen werden besonders groß, wenn die Elektronendichte klein ist. Eine besonders extreme Aufzeichnung, die bei der ersten Reflexion eine dritte Komponente zeigt, wird wiedergegeben. Kontinuier-

liche Aufzeichnungen der Verff. wurden außerdem mit solchen von Rukop und Wolf verglichen, die zur selben Zeit in Deutschland vorgenommen wurden. Dabei wurden bemerkenswerte Übereinstimmungen gefunden. *Blechschildt.*

Harry R. Mimno and P. H. Wang. A Balanced Receiving Circuit of Kennelly-Heaviside Layer Observations. Phys. Rev. (2) 43, 774, 1933, Nr. 9. (Kurzer Sitzungsbericht.) Bei Messungen der effektiven Höhe der Kennelly-Heaviside-Schicht ist es oft wünschenswert, den Empfänger möglichst nahe an den Sender heranzubringen. Bei festen Laboratoriumseinrichtungen erscheint es angebracht, Sender und Empfänger in Duplex-Schaltung zu bauen, um ein Ansprechen auf die reflektierte Welle ohne Interferenz mit der direkten Strahlung zu erreichen. Hierfür gibt es zwei Methoden, entweder wird der Modulator des Senders zur Änderung der Verstärkung des Empfängers benutzt, oder die in die Empfangsantenne induzierte Hochfrequenzspannung wird durch eine direkt aus den Senderspulen erhaltene entgegengesetzt gleiche Spannung ausgeglichen. Bei Verwendung der zweiten Methode konnten schon in 4 m Entfernung vom Sender einwandfreie Beobachtungen vorgenommen werden. *Blechschildt.*

R. C. Colwell and I. O. Myers. The Reflecting Layers of the Upper Atmosphere. Phys. Rev. (2) 43, 774—775, 1933, Nr. 9. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wurden Beobachtungen über die Reflexionen der Signale zweier in Saxonburg befindlicher Stationen, die auf 6140 und 980 Kilohertz arbeiten, angestellt. Es zeigte sich, daß die Signalstärke der langen Wellen nach Eintritt der Dunkelheit sich mit dem barometrischen Druck ändert. Die kurzen Wellen dagegen sind unabhängig vom Wetter. Das bedeutet, daß sich die *E*-Zone mit dem Druck ändert, während die *F*-Zone unbeeinflusst ist. Die *F*-Zone bedeckt den Himmel als eine mehr oder weniger einheitliche Schicht, während die *E*-Zone in Gebieten niedrigen Druckes konzentriert ist. *Blechschildt.*

G. W. Kenrick. Records of the Effective Height of the Kennelly-Heaviside Layer. Physics 4, 194—195, 1933, Nr. 5. Es werden Aufzeichnungen über die effektive Höhe der Kennelly-Heaviside-Schicht mitgeteilt, die in der Zeit vom 16. bis 18. und vom 26. bis 28. Februar 1933 bei Boston (Massach.) unter Benutzung der Frequenzen 2050 und 4095 Kilohertz vorgenommen wurden. Die Aufzeichnungen mit 2050 Kilohertz ergaben deutlich die *E*- und *F*-Zone, bzw. den Übergang von der einen zur anderen im täglichen Turnus. Zwischen 7 und 8 Uhr morgens erfolgte der Übergang von *F* zu *E*, zwischen 4 und 5 Uhr nachm. von *E* zu *F*. Alle Beobachtungen zeigten eine Abnahme in der effektiven Höhe und eine Zunahme der Reflexionen kurz nach Mitternacht, die minimale Höhe der Schicht lag zwischen 3 und 4 Uhr morgens, während dieser Zeit erschien bisweilen auch die *E*-Zone. Zwischen Mitternacht und der Morgendämmerung scheint also eine Zunahme der Ionisation stattzufinden. Bei 4095 Kilohertz traten in der Dämmerung und bei Sonnenaufgang mehrfache Reflexionen auf, die in der Nacht nicht beobachtet werden konnten. Eine ausführliche Beschreibung der Phänomene folgt noch. *Blechschildt.*

E. O. Hulburt. Ionization in the Upper Atmosphere at About 200 km Above Sea Level. Physics 4, 196—201, 1933, Nr. 5. Aus Messungen nach der Methode von Taylor, die 1927 und 1928 in gemäßigten Breiten ausgeführt wurden, ergab sich die mittlere Tagesionisation in einer Höhe von 200 km über dem Meeresspiegel mit einer maximalen Elektronendichte von $7,5 \cdot 10^5$ im Sommer und $5,6 \cdot 10^5$ im Winter. Diese Werte sind in gutem Einklang mit den aus Echoversuchen abgeleiteten virtuellen Höhen und mit den Beobachtungen der längsten Wellen, die bei senkrechtem Einfall die ionisierte Schicht noch durchbringen. Das

Verhältnis von 1,33 von Sommer- zu Wintertagesionisation stimmt gut überein mit dem Verhältnis 1,42, das aus der Ionisation durch ultraviolettes Sonnenlicht berechnet wurde. Die mittlere Nachtionisation beträgt $2,5 \cdot 10^5$ im Sommer und $1 \cdot 10^5$ im Winter bei einer Höhe von 160 km. Die mittlere Tagesionisation betrug 1927 und 1928 $6,5 \cdot 10^5/\text{cm}^3$. Vergleicht man sie mit dem Wert $4,3 \cdot 10^5/\text{cm}^3$ für 1923 und 1924, so zeigt sich, daß die Ionisation beim Übergang von der minimalen zur maximalen Sonnentätigkeit um etwa 50% anwächst.

Blechschildt.

J. A. Ratcliffe and J. L. Pawsey. A study of the intensity variations of down coming wireless waves. Proc. Cambridge Phil. Soc. **29**, 301—318, 1933, Nr. 2. Es wurden eine Reihe von Empfangsversuchen von Wellen zwischen 200 und 500 m Wellenlänge in Abständen von weniger als 200 km vom Sender ausgeführt. Es wurde gefunden, daß die Schwankungen in der Energie der ankommenden Wellen an zwei Empfängern, die etwa eine Wellenlänge voneinander entfernt waren, in keiner Beziehung zueinander stehen. Die Verf. schließen daraus, daß ein merklicher Teil der atmosphärischen Welle nicht in die Ausbreitungsebene (vertikale Ebene durch Sender und Empfänger) einfällt, sondern daß die atmosphärische Welle eine beträchtliche laterale Abweichung erleidet. Das Vorhandensein einer solchen lateralen Abweichung wurde mit Hilfe eines Spezialempfängers nachgewiesen und der Winkel der Abweichung bestimmt. Die Fading-Effekte werden im Zusammenhang mit diesen Versuchen im wesentlichen als Interferenzen zwischen zwei oder mehr Strahlen aufgefaßt, die durch lokale Unregelmäßigkeiten der oberen Atmosphäre, die sich über weniger als eine halbe Wellenlänge erstrecken, zerstreut sind.

Blechschildt.

Hisashi Noto. Some Studies on Antenna-Earth Current (I). Proc. Phys.-Math. Soc. Japan (3) **15**, 135—147, 1933, Nr. 3. Der Verf. stellte fest, daß elektrische Störungen besonders häufig sind, wenn die Lufttemperatur nahe dem Gefrierpunkt, bei etwa 15° oder sehr hoch lag. Sie waren ferner groß bei stark bedecktem Himmel und bei hoher relativer Feuchtigkeit. Das gleiche gilt, wenn der Luftdruck entweder sehr hoch oder sehr niedrig ist. Die elektrischen Störungen sind am stärksten bei Cumulo-Nimbus-Wolken. Man kann die Wolkenarten nach abnehmender Störwirkung in die folgende Reihe einordnen: Cu—Nb, Nb, A—Cu, Ci—Cu, St—Cu, St, Cu, Ci—St, A—St, Ci. Die Störungen waren auch groß bei Regen. Ein Zusammenhang zwischen elektrischen Störungen und Erdbeben scheint vorhanden zu sein.

Blechschildt.

R. Bureau. Sur la variation rapide des atmosphériques au lever du soleil. C. R. **196**, 1426—1428, 1933, Nr. 19. Den Inhalt bildet eine Auseinandersetzung des Verf. mit einer Methode von Lugeon. Diese gibt einen Zusammenhang zwischen dem Intensitätsabfall der in die ionisierte Atmosphärenschicht gesandten Radiowellen (beim Beginn der Sonnenstrahlung). Auch läßt sie auf die Höhe der Schichten schließen. Berichtigungen des Verfahrens werden gegeben.

Schmerwitz.

Jean Chevrier. Mesures magnétiques en Syrie. C. R. **196**, 1428—1429, 1933, Nr. 19. Auf 24 syrischen Stationen wurden magnetische Vermessungen, teils an neuen Stellen vorgenommen. In einer Tabelle sind die geographischen Koordinaten, Deklinations- und Inklinationswerte sowie die Horizontalintensität angegeben.

Schmerwitz.

L. Éblé. Variation de la composante horizontale autour des journées de calme magnétique. C. R. **196**, 1429—1431, 1933, Nr. 19. Der Verlauf der magnetischen Horizontal- und Vertikalintensität in der Nähe der fünf ruhigsten Tage jeden Monats, an denen die Registrierkurven der Magneto-

graphen aller Erdstationen einen vollkommen geraden Verlauf zeigen, wird mit einer Genauigkeit von Bruchteilen eines Gammas auf der Station Val-Yoyeux untersucht. Es ergibt sich allgemein zu Beginn von ruhigen Tagen ein sehr langsames Steigen der *H*-Werte und danach ein Fallen. *Z*-Messungen zeigen das entgegengesetzte Verhalten. Die über Zeiträume von vielen Jahren erstreckten Mittelwertbildungen weisen Tagesänderungen bis zu einigen Gamma auf. Versuche zur Erklärung werden mitgeteilt.

Schmerwitz.

H. Rudolph. Folgerungen aus den bisherigen Forschungsergebnissen über die kosmische Ultrastrahlung. *Gerlands Beitr.* **39**, 260—262, 1933, Nr. 2/3. Die Ergebnisse der Untersuchungen an Höhenstrahlung sowie eine vom Verf. (*Gerlands Beitr.* **27**, 378, 1930) gegebene Erklärung der mittleren täglichen Variation des Erdmagnetismus sollen gegen die bisherige Annahme sprechen, daß die von der Sonne zur Erde gelangenden Kathodenstrahlen geringe Geschwindigkeit besitzen.

Kolhörster.

Viktor F. Hess und R. Steinmaurer. Ergebnisse der Registrierung der kosmischen Ultrastrahlung auf dem Hafelekar (2300 m) bei Innsbruck vom 1. September 1931 bis 30. November 1932. *Berl. Ber.* 1933, S. 445—446, Nr. 11/13.

H. Ebert.

J. W. Hake. The Effect of Temperature on the Natural Ionization of Gases in an Iron Chamber. *Kansas Univ. Science Bull.* **20**, 183—197, 1932, Part 2, Nr. 8. Nach einer sehr ausführlichen Besprechung der vorliegenden Literatur über die natürliche Ionisation von Gasen in abgeschlossenen Räumen und einer genauen Beschreibung der Apparatur zur Messung des Temperatureinflusses auf die Ionisation bei konstanter Gasdichte (gemessen an der Entladung eines geladenen Konduktors), zeigt der Verf. an Hand von Kurven, daß ein solcher Einfluß deutlich zu beobachten ist. In Luft und CO_2 wird zwischen -40 und $+250^\circ\text{C}$ ein nahezu linearer Anstieg der Ionisation gemessen. Der prozentuale Anstieg beträgt in diesen Temperaturgrenzen ungefähr 25 %. Als Ursache für den Effekt soll nur eine Dissoziation des Gases durch chemische Reaktion mit den Gefäßwänden in Frage kommen. Der Versuch mit inerten Gasen steht noch aus.

Kniepkamp.

Paul Kunze. Untersuchung der Ultrastrahlung in der Wilsonkammer. *ZS. f. Phys.* **83**, 1—18, 1933, Nr. 1/2. Mit vorliegender Arbeit setzt Verf. die Auswertung seiner Aufnahmen von Höhenstrahlungsspuren fort (vgl. *ZS. f. Phys.* **79**, 203, 1932; ebenda **80**, 559, 1933). Er behandelt zunächst die Richtungsverteilung der Spuren, projiziert auf die Kammerebene, und findet sie ähnlich einer \sin^2 -Kurve, unter Bevorzugung des vertikalen Einfalls. In dem folgenden Abschnitt bespricht Verf. die nach Abzug der „Zufallskoinzidenzen“ verbleibenden echten Mehrfachspuren und sucht deren Entstehung durch drei verschiedene Vorgänge zu deuten: Sekundärelektronen aus den Wänden, Kernexplosion und Zweierstoß. Besonders der letztere, dessen Mehrfachspuren sich durch besonders geringe Divergenz auszeichnen, wird diskutiert und die Stoßgleichungen für ihn werden aufgestellt. In dem letzten Abschnitt sucht Verf. durch Auszählen scharfer Spuren die spezifische Ionisation zu bestimmen. Er findet nach Korrektur auf Normalluft als Mittel der Primäriionisation 13 Nester pro Zentimeter. Ohne auf den Absolutwert dieser Zahl näher einzugehen, diskutiert Verf. den recht geringen Schwankungsbereich der Einzelzahlen um den obigen Mittelwert. Da bei den hohen Geschwindigkeiten der Höhenstrahlteilchen der Einfluß der Masse nur schwach ist, muß die Ladung der ionisierenden Teilchen gleich groß gewesen sein.

Kühn.

L. Tuwim. Nouvelle méthode pour la détermination directe de la répartition angulaire naturelle des rayons cosmiques. C. R. 196, 1431—1433, 1933, Nr. 19. Die mit der Koinzidenzmethode oder der Nebelkammer direkt gemessene Winkelverteilung der Höhenstrahlung bezieht sich nicht auf die Gesamtstrahlung, da beide Methoden die härtesten Komponenten bevorzugen. Die indirekte Bestimmung aus dem vertikalen Zählrohreffekt ergibt zwar die Verteilung aller Komponenten, setzt aber voraus, daß der Strahlenfluß exponentiell mit der Weglänge der Strahlen in der Atmosphäre erfolgt. Diese Voraussetzung wird unnötig, wenn man den von der Länge der Zählrohre abhängigen Richtungseffekt benutzt. Mit fünf Zählrohren von verschiedenem $r : l$ wurde für jedes $N^{0^\circ} : N^{90^\circ}$ gemessen. Daraus ergeben sich für den Fluß $\varrho(\theta)$ der ionisierenden nicht gleichzeitigen Strahlen auf $1 \text{ cm}^2/\text{Minute}$ Raumwinkeleinheit zwischen Θ und $\Theta + d\Theta$ Zenitabstand, φ und $\varphi + d\varphi$ Azimut.

Θ	0°	15°	35°	55°	75°	90°
$\varrho(\theta)$	0,4	0,4	0,4	0,13	0	0

also Werte von der gleichen Größenordnung wie bei Voraussetzung experimenteller Absorption. *Kolhörster.*

Erwin Fünfer. Sekundäreffekte der kosmischen Ultrastrahlung. ZS. f. Phys. 83, 92—103, 1933, Nr. 1/2; auch Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 14, 4, 1933, Nr. 1. Mit einer Anordnung für dreifache und später auch für fünffache Koinzidenzen untersucht Verf. die Sekundärstrahlung der Höhenstrahlung in Blei, Eisen und Aluminium. Er bestimmt die Reichweite derselben in Wasser zu etwa 18 cm und den Massenabsorptionskoeffizienten für alle drei Sekundärstrahler mit guter Übereinstimmung zu $0,14 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$. Bei der Sättigungsdicke ist das Intensitätsverhältnis der Sekundärstrahlung aus Pb, Fe und Al wie 1 : 0,8 : 0,5. Bei der Untersuchung der Absorptionskurve von Al zu Pb findet Verf. Übergangseffekte, die wenigstens qualitativ denen von Steinke und Schindler zu entsprechen scheinen. Im Verlaufe der Messungen zeigte sich ein Einfluß des Bleipanzers seitlich und unter der Koinzidenzanordnung in einer Zunahme der Dreifachkoinzidenzen. Verf. sucht dies als Streuung der Sekundärstrahlen in diesen Metallen zu deuten. Schließlich weist Verf. noch mit einer Anordnung für fünffache Koinzidenzen das Auftreten von Gruppen von Sekundärstrahlen nach, die ja bereits von Anderson, Blackett und Occhialini u. a. bei Wilsonaufnahmen gezeigt wurden. *Kühn.*

James W. Broxon, George T. Merideth and Louis Strait. Fluctuations of Cosmic-Ray Ionization. Phys. Rev. (2) 43, 687—694, 1933, Nr. 9. Mit einer Stahlionisationskammer von 13,8 Liter Inhalt und Luftfüllung von 157,5 Atm., die mit etwa 2 m Wasser geschirmt war, wurde der Verlauf der Ionisierungsstärke alle vier Stunden ($1^{\text{h}}30$, $5^{\text{h}}30$, $9^{\text{h}}30$, $13^{\text{h}}30$, $17^{\text{h}}30$, $21^{\text{h}}30$ Mountain Standard Time) während 15 Tagen (6. bis 20. April 1932) gemessen und auf die mittlere Kammertemperatur ($17,42^\circ \text{ C}$) sowie mittleren Barometerstand (24,73 inch) korrigiert. Gleichzeitig wurden das erdelektrische Potentialgefälle 1 m über Boden, die Lufttemperatur und die absolute Feuchtigkeit registriert. Der Barometereffekt wurde zu $-2,1$ bestimmt. Korrelationen zu den anderen meteorologischen Elementen wurden nicht gefunden. Die größten beobachteten Schwankungen betragen 0,3% des Mittels, sie sind nicht größer als der doppelte wahrscheinliche Fehler und vermutlich statistisch, jedoch reicht das zu geringe Material, wie Verff. selbst betonen, zu weiteren Angaben nicht aus. *Kolhörster.*

H. Zanstra. Einfluß des erdmagnetischen Feldes auf die Ultrastrahlung. Naturwissensch. 21, 516, 1933, Nr. 27. Die Folgerungen, die sich aus

dem Einfluß des erdmagnetischen Feldes auf die Ionisierung durch Ultrastrahlung ergeben, weichen von den von Kulenkampff aufgestellten etwas ab. Der Sättigungswert der Ionisierung, der bei hohem Druck erreicht wird, muß, falls man zu tieferen Werten übergeht, erst ein Minimum aufweisen und dann von etwa 15 mm ab wieder den konstanten Sättigungswert der Ionisierung beibehalten.

Schmerwitz.

Bruno Rossi. Über die Eigenschaften der durchdringenden Korpuskularstrahlung im Meeresniveau. ZS. f. Phys. 82, 151—178, 1933, Nr. 3/4. Die Absorbierbarkeit der durchdringenden Korpuskularstrahlung wurde mit zweifach und dreifach Koinzidenzen bis zu einer Absorberdicke von 101 cm Blei untersucht. Sie stimmt mit der von anderen Seiten gemessenen Absorbierbarkeit der gesamten Höhenstrahlung überein. Danach ist die primäre Höhenstrahlung selbst korpuskular. Die Ergebnisse wären nur sehr schwer erklärbar, wenn die Primärstrahlung eine γ -Strahlung sein sollte. Die Bildung von Sekundärteilchen beim Durchsetzen von Materie wurde direkt nachgewiesen, ihr mittleres Durchdringungsvermögen ist von der Größenordnung eines Zentimeters Blei. Versuche über die relative Anzahl der in Stoffen verschiedener Ordnungszahl ausgelösten Sekundärstrahlen und über ihren Einfluß besonders bei Absorptionsmessungen wurden ausgeführt. Der ungefähre Prozentsatz der Sekundärstrahlen in der am Boden aus der Vertikalen ankommenden Korpuskularstrahlung wurde zu etwa 25% bestimmt. Mit zunehmendem Einfallswinkel nimmt der Prozentsatz stark zu, so daß die unter großen Neigungswinkeln einfallende Höhenstrahlung hauptsächlich aus Sekundärstrahlen besteht. Die Messungen wurden in 150 m Seehöhe im ersten Stock des Physikalischen Instituts zu Florenz ausgeführt. Die überlagernde Luftschicht betrug 1031 g/cm², wozu noch Dach und Decke mit einer Dicke von 12 g/cm² kommen.

Kolhörster.

E. Fermi e B. Rossi. Azione sul campo magnetico terrestre sulla radiazione penetrante. Lincei Rend. (6) 17, 346—350, 1933, Nr. 5. Unter der Annahme, die primäre Höhenstrahlung sei korpuskularer Natur, berechnen die Verff. die Intensität der Strahlung unter dem Einflusse des Erdmagnetismus auf Grund der Störmer'schen Theorie ohne und mit Berücksichtigung der Absorption in der Atmosphäre. In letzterem Falle ergibt sich folgendes: a) Vom magnetischen Pol gegen den Äquator bleibt die Gesamtintensität der Höhenstrahlung in einer gegebenen Höhe konstant bis zu jener Entfernung vom Äquator, in der das Magnetfeld beginnt einige Korpuskeln am Eintreten zu hindern; von da ab nimmt die Intensität ab. b) Bei einer gegebenen magnetischen Breite bleibt die in einer bestimmten Richtung gemessene Intensität bis zu jenem Abstände von der Grenze der Atmosphäre an konstant, in welchem die Absorption jener Korpuskeln beginnt, denen das Magnetfeld noch das Erreichen der Atmosphäre in jener Richtung gestattet. c) Überall dort, wo die Gesamtintensität kleiner ist, als sie bei Abwesenheit des Magnetfeldes wäre, sollte die vom Westen eintreffende Zahl der Korpuskeln kleiner sein als die der von Osten kommenden. a) stimmt mit den Beobachtungen von Clay und A. H. Compton, b) mit jenen von Regener überein. Zur Prüfung von c) sollen eigene Versuche angestellt werden. Eine quantitative Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung läßt sich durch die Annahme herstellen, die Korpuskeln der Höhenstrahlung verlieren beim Durchgang durch die Materie Energie im Betrage $13 \cdot 10^6$ e-Volt pro g/cm². Dieser Betrag ist allerdings dreimal so groß als der von Heisenberg für Elektronen entsprechender Energie berechnete. Im Hinblick auf die Unsicherheit der theoretischen Auswertungen möchten die Verff. aber mehr Wert auf die qualitativen Übereinstimmungen als auf die quantitativen Abweichungen legen.

K. Przibram.

B. F. J. Schonland and **J. P. T. Viljoen**. On a Penetrating Radiation from Thunderclouds. Proc. Roy. Soc. London (A) **140**, 314—333, 1933, Nr. 841. In Fortführung der Arbeiten über Erzeugung sehr schneller Elektronen durch Gewitter (Schonland and Viljoen, Nature **130**, 399, 1932) lassen Verff. von einem Chronographen die Stöße eines Zählrohres und gleichzeitig Blitze registrieren. Bei der Durchmusterung der Zeitintervalle 1 bzw. 2 oder 5 sec vor oder nach der Entladung zeigt sich eine geringe Zunahme der Stoßzahl kurz nach der Entladung. Weiterhin finden Verff. eine Anzahl von „systematischen Koinzidenzen“ zwischen den Stößen des Zählrohres und den Entladungen. Durch eingehende experimentelle und rechnerische Untersuchung wird dargelegt, daß es sich hier nicht um Zufallskoinzidenzen handeln kann. Verff. schließen hieraus auf eine recht durchdringende Strahlung (6 bzw. 20 cm Fe) aus den Gewitterwolken, etwa nach Art der „runaway electrons“ von C. T. R. Wilson. *Kühn.*

Otto Freytag. Bemerkungen zu Lindholms Registrierbeobachtungen in Stockholm. (Oktober 1930 bis Februar 1931.) Gerlands Beitr. **39**, 10—11, 1933, Nr. 1. Lindholm hatte einen täglichen Gang der weichen und auch der harten Ultrastrahlung festgestellt, woraus folgt, daß ein beträchtlicher Teil der Ultrastrahlung von der Sonne kommt. Der Verf. meint nun, daß dieser Anteil nicht von der ganzen Sonne, sondern hauptsächlich nur von den Sonnenflecken her stammt und stellt als Bestätigung für seine Vermutung den Amplituden der täglichen Variation der Ultrastrahlung die Sonnenflecken-Relativzahlen gegenüber. *Ferd. Steinhäuser.*

John J. Hopfield. Use of Argon in the Ionization Method of Measuring Cosmic Rays and Gamma-Rays. Phys. Rev. (2) **43**, 675—686, 1933, Nr. 9. Mit einem kugelförmigen Ionisationsgefäß aus Stahl wurde die Ionisierungsstärke durch γ -Strahlen in Luft und Argon bei 30 und 71 Atm. Druck gemessen. Wegen Einzelheiten muß das Original eingesehen werden, im allgemeinen ergeben sich die bereits bekannten Verhältnisse. Ein Vergleich der Ionisierungsstärke durch Höhenstrahlen bestätigt (vgl. Masuch, ZS. f. Phys. **79**, 264, 1932), daß das Ionisierungsverhältnis Argon : Luft für γ -Strahlen (3,06) beträchtlich größer ist als das für Höhenstrahlen (2,41). *Kolhörster.*

L. Tuwim. Premiers résultats obtenus dans un nouvel observatoire des rayons cosmiques. C. R. **196**, 950—952, 1933, Nr. 13. Im Laboratoire Chimie Physique de la Faculté des Sciences de Paris wurde ein Höhenstrahlungslaboratorium unter der dünnen Kupferkuppel eines für astronomische Zwecke gebauten Turmes eingerichtet, um allseitig freien Horizont zu haben. Als Bodenpanzer gegen Erdstrahlung dient ein 10 cm-Altbleipanzer von $1,2 \times 1,2$ m² mit Rändern von 15 cm Höhe. Untersuchungen an einem Zählrohr ($r = 1,3$ cm, $l = 8,0$ cm) bei 35 bzw. 116 mm Fülldruck ergeben bei vertikaler oder horizontaler Zählrohrachse aus je 2400 Stößen, daß bei verdreifachtem Fülldruck die Stoßzahl nur um 2,7 % zunimmt. Da theoretisch die nicht gezählten Stöße sich mit dem Fülldruck wie $1/p$ ändern sollten, würde die Stoßzahl bei unendlichem Druck nur 4 % größer sein als bei 35 mm Hg. Bei den gebräuchlichen Zählrohrabmessungen werden also alle eintretenden Strahlen gezählt. Bei ganz geringen Drucken von wenigen Zehnteln mm Hg sind die Zählbedingungen recht kritisch. Jedoch zeigen auch solche Zählrohre noch das bekannte Verhalten. Für Zählrohre mit niedrigem Druck scheint die Stoßzahl gleich der Zahl der Ionenpaare zu sein, die in einer Ionisationskammer gleicher Abmessungen und gleichen Drucks ebenfalls von der Höhenstrahlung erzeugt werden. Vernachlässigt man die verhältnismäßig seltenen Hoffmannschen Stöße und die Schwärme, so kann man daher annehmen, daß

Zählrohre selbst auf ein einziges Ionenpaar ansprechen und daß die Höhenstrahlung bei kleinen Drucken im Zählrohr somit ein Ionenpaar erzeugt.

Kolhörster.

W. F. G. Swann. Detection of the Ionization by Individual Cosmic Rays. Phys. Rev. (2) 43, 775, 1933, Nr. 9. (Kurzer Sitzungsbericht.) Ein kupferner Ionisationszylinder von 15 cm Länge, 7,5 cm Durchmesser, 4 Atm. Argonfüllung, dessen Innenelektrode mit einer Röhrenverstärkung verbunden ist, wird mit 1000 Volt nach der Auflademethode betrieben und arbeitet dann wie ein Zählrohr. Mit zwei solcher Anordnungen lassen sich Koinzidenzen bei der Höhenstrahlung feststellen. Die spezifische Ionisation wird zu etwa 200 Ionen \cdot cm $^{-1}$ daraus ermittelt.

Kolhörster.

Ernst Lenz. Analyse der Absorptionskurve der Ultrastrahlung. ZS. f. Phys. 83, 194—213, 1933, Nr. 3/4. Das Verfahren der Analyse, welches besonders auf die Absorptionskurve der Ultrastrahlung angewandt wird, besteht darin, daß der gemessene Intensitätsverlauf multipliziert wird mit der jeweils durchstrahlten Schichtdicke. Für jede in der Strahlung enthaltene Komponente zeigt die Kurve des auf diese Weise „deformierten“ Intensitätsverlaufes, wie diese Umrechnung bezeichnet wird, ein Maximum oder einen Buckel. Die Größe dieser Maxima ist ein Maß für die Intensität der einzelnen Komponenten, deren Absorptionskoeffizienten aus der Lage der Maxima berechnet werden nach den Beziehungen 1. $\mu d_{\max} = 1,00$, 2. $\mu d_{\max} = 0,61$, 3. $\mu d_{\max} = 2,35$, 4. $\mu d_{\max} = 1,50$, wobei μ der Absorptionskoeffizient und d_{\max} diejenige Schichtdicke der von der Strahlung durchsetzten homogenen Masse ist, bei welcher das Maximum liegt. Die Beziehungen 1., 2. gelten ohne Berücksichtigung von Streustrahlung, 3. und 4. mit Berücksichtigung der Streustrahlung nach H. Kulenkampff (Phys. ZS. 30, 561, 1929) bei senkrechter (1., 3.) und allseitiger (2., 4.) Einfallrichtung der Strahlung. Die Absorptionskurve der Ultrastrahlung in der Erdatmosphäre nach den Messungen von E. Regener, W. Kolhörster, A. Piccard zeigt bei einer solchen Analyse zwei bzw. drei Maxima oder Buckel bei 120 mm Hg, 240 mm Hg und 500 bis 600 mm Hg. Die zugehörigen Absorptionskoeffizienten dieser weichen Komponenten sind nach der 4. Beziehung $(\mu/\rho)_{H_1} = 4,6 \cdot 10^{-3}$ cm 2 /g, $(\mu/\rho)_{H_2} = 9,6 \cdot 10^{-3}$ cm 2 /g, $(\mu/\rho)_M \approx 2 \cdot 10^{-3}$ cm 2 /g in Luft. Die deformierte Absorptionskurve der Ultrastrahlung in großen Wassertiefen gibt nach den Messungen von E. Regener zwei Maxima bei 19 bzw. 70 m gesamt Wassertiefe (+ Luftäquivalent) und damit die beiden, bereits von W. Kramer (Dissertation Stuttgart 1930) festgestellten harten Komponenten $(\mu/\rho)_{H_1} = 0,79 \cdot 10^{-3}$ cm 2 /g, $(\mu/\rho)_{H_2} = 0,21 \cdot 10^{-3}$ cm 2 /g in Wasser. Der von E. Regener gefundene, eigentümliche Verlauf der Ultrastrahlung in großen Höhen, wonach die Intensität bis zu 18 mm Hg konstant wird und sich einem Grenzwert von 333 Ionenpaaren/cm 3 sec 1 Atm. Luft nähert, wird dadurch erklärt, daß der Druck p in diesen Höhen kein Maß für die gesamte von der Strahlung durchsetzte Masse ist, sondern nur für den Teil, welcher der Erdgravitation unterliegt. Es gibt eine Reihe von Gründen dafür, daß außerhalb der „Grenze“ der Atmosphäre noch absorbierende Masse vorhanden ist, z. B. Zodiakallicht und interstellare Absorption des Lichtes.

E. Lenz.

B. Gross. Zur Absorption der Ultrastrahlung. ZS. f. Phys. 83, 214—221, 1933, Nr. 3/4. Für die Umrechnung der bei allseitigem Einfall einer Strahlung aufgenommenen Absorptionskurve auf senkrechten Einfall wird unter der Voraussetzung, daß die gestreute Strahlung und die ionisierenden Sekundärteilchen in die Richtung des primären Strahles fallen, die Formel entwickelt $w(x) = J(x) - x [dJ(x)/dx]$, wo $J(x)$ die gemessene Intensität in der Schicht x bei all-

seitigem Einfall und $\psi(x)$ die zugehörige Absorptionsfunktion eines Parallelstrahlenbündels sind. Diese Beziehung ist die Verallgemeinerung der speziell bei Rechnungen mit der Exponentialfunktion bekannten Formel $J(x) = e^{-x} + x Ei(-x)$, wenn man für senkrechten Einfall $\psi(x) = e^{-x}$ ansetzt, $Ei(-x)$ ist dabei das Exponentialintegral. Sofern die betrachtete Strahlung homogen ist und sich mit ihrer Sekundärstrahlung im Gleichgewicht befindet, erhält man aus $\psi(x)$ durch Differentiation die Reichweitenverteilung $R(x)$ der primären Elektronen- oder Lichtquanten. Aus $J(x)$ folgt also $R(x)$ erst durch zweimalige Differentiation als $R(x) = x^2 J(x)/dx^2$. Die obige, erste Gleichung wird auf die von E. R e g e n e r (siehe voriges Referat) gemessene Absorptionskurve der Ultrastrahlung in der Erdatmosphäre angewandt. Die auf senkrechten Einfall umgerechnete Kurve zeigt ein ausgeprägtes Maximum bei 130 mm Hg, was auf einen Übergangseffekt hinweist, außerdem einen deutlichen Buckel bei etwa 300 mm Hg. Zur Bestimmung der Absorptionskoeffizienten wird das Verfahren von E. L e n z (siehe voriges Referat) angewandt. Ferner wird gezeigt, wie aus der Richtungsverteilungskurve der Ultrastrahlung ihre Absorptionskurve abgeleitet werden kann. Eine Messung der Intensität unter verschiedenen Höhenwinkeln ist danach gleichbedeutend mit einer Messung bei verschiedenen Schichtdicken. Die direkten Messungen der Absorptionskurve (Ionisationsmessungen von E. R e g e n e r und A. H. C o m p t o n) stimmen mit den aus Richtungsmessungen (Koinzidenzmessungen von T. H. J o n s o n) berechneten hinreichend überein. E. Lenz.

I. S. Bowen and R. A. Millikan. Cosmic-Ray Intensities in the Stratosphere. Phys. Rev. (2) 43, 695—700, 1933, Nr. 9. Mit zwei Registrierionisationskammern, Stahlzylinder von 10 cm Durchmesser, Wandstärke 0,3 mm, Innendruck 4 bzw. 2,2 Atm., Wulf-Zweifadenelektrometer, wurden zwei Pilotballonaufstiege bis 88 und 61 mm Hg ausgeführt. Die Pilotballone hatten eine Aufstiegs geschwindigkeit von etwa 250 m/Min., die Aufstiege erfolgten in Dallas (Texas). Die Zunahme der Ionisation mit der Höhe stimmt bei beiden Apparaten ungefähr überein, ebenso mit R e g e n e r s Ergebnissen. Dagegen sollen P i c c a r d s Werte (C. R. 195, 604, 1932) um etwa 40 % höher sein. Die langsamere Zunahme der Ionisation in Höhen über 12 km ist unverträglich mit der Annahme einer korpuskularen Natur der primären Höhenstrahlung oder einer mit Sekundärstrahlen bereits gesättigten Photonenstrahlung. Auch können keine radioaktiven γ -Strahlen in den größeren Höhen auftreten. Die starken, in größeren Höhen gefundenen Streuungen (z. B. Abb. 4) machen die Form der Kurve noch unsicher. Das soll mit der Unsicherheit der barometrischen Höhenmessung zusammenhängen. Kolhörster.

Thomas H. Johnson and E. C. Stevenson. The Angular Distribution of the Low Energy Cosmic Rays. Phys. Rev. (2) 43, 775, 1933, Nr. 9. (Kurzer Sitzungsbericht.) Bei einer dreifachen Koinzidenzanordnung von Zählrohren wird zwischen zweitem und drittem Rohr 3,7 cm Blei als Absorber geschaltet. Die Differenz der Koinzidenzen ohne und mit Bleiabsorber gibt die Intensität der weichen Höhenstrahlungskomponenten. Diese weisen dieselbe Winkelverteilung auf wie die härteren. Sind die weichen Strahlen Sekundärstrahlen, so haben sie dieselbe Richtungsverteilung wie die primären. Kolhörster.

W. F. G. Swann and W. E. Danforth, Jr. A Lens for Cosmic-Ray Electrons. Phys. Rev. (2) 43, 778, 1933, Nr. 9; auch Journ. Opt. Soc. Amer. 23, 191, 1933, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) Kurze Beschreibung einer Anordnung von zwei Zählrohren innerhalb eines langen Zylinderkondensators, dessen Feld die eintretenden Strahlen (sekundäre Höhenstrahlen) fokussiert. Kolhörster.

Matter created from light and cosmic rays. Science (N.S.) 77, Suppl. S. 8, 1933, Nr. 2006. Bei der γ -Strahlung von Thorium soll Anderson auch Positronen gefunden haben. Diese vereinigen sich schnell wieder mit Elektronen, es bilden sich Photonen oder Licht. Oppenheimer und Plesset haben nun dies durch Diracs Gleichungen erklären können, woraus zu folgern ist, daß energiereiche Photonen wie bei der Höhenstrahlung eher Elektronenpaare von positivem und negativem Vorzeichen als einzelne Elektronen bilden. Danach sollte sich aus Strahlung Materie bilden können. Bohr soll erklärt haben, daß die Rechnungen Oppenheimers ihn überzeugt hätten, daß die Diracsche Gleichung die größte Entdeckung der letzten Jahre wäre. *Kolhörster.*

H. Hoerlin. Latitude Effect of Cosmic Radiation. Nature 132, 61, 1933, Nr. 3323. Verf. hat auf einer Schiffsreise von Bremen nach Peru und zurück die Breitenverteilung der Höhenstrahlen mit einem bzw. drei Registrierapparaten nach Regener gemessen. Er bestätigt die Ergebnisse von Clay und Compton, findet aber eine unsymmetrische Änderung in bezug auf den geomagnetischen Äquator. Der Breiteneffekt beträgt 12%. *Kolhörster.*

L. Tuvim. Mesures de la radiation cosmique à l'aide d'un nouveau genre de tube-compteur. C. R. 197, 79—81, 1933, Nr. 1. Mit einem Zählrohr (1 cm Radius, 12 cm Länge) bei 0,15 mm Hg Fülldruck ergibt sich aus je 600 Stößen für ungefilterte und mit 10 cm Blei gefilterte Höhenstrahlung das Ionisationsverhältnis $U_{\text{Luft}} : U_{\text{Wasserstoff}} = 7,9$ bzw. 7,4. Wirkt die Strahlung nur auf die Außenelektronen des Atoms, so sollte sich 7,2, bei Mitwirkung auch der Kernelektronen 14,4 ergeben. Danach nehmen also die Kerne selbst der leichtesten Elemente an der gewöhnlichen Ionisation durch Höhenstrahlen nicht teil. Diese wirkt also in zweierlei Weise: ionisierend auf Hüllelektronen (Ionisationskoeffizient Δ) und wird im Kern absorbiert (Absorptionskoeffizient μ). Aus $\Delta : \mu$ experimentell ergibt sich auf 10^4 -Stöße nur ein Kerntreffer. Dieser kann kein Hoffmannstoß sein, da dann sich eine einige hundertmal so große Anzahl zeigen müßte. Deshalb ist anzunehmen, daß die Kerntreffer der weichen Strahlen wenige Strahlengruppen niederer Energie erzeugen und die Hoffmannstöße von Gruppen herrühren, die die härtesten Komponenten erzeugen. Das Niederdruckzählrohr ist zu solchen Untersuchungen gut zu gebrauchen, es gibt den Absolutwert der Elementarionisation im cm^3 und sec für normalen Druck und Temperatur und arbeitet richtungsunabhängig wie die Ionisationskammer. *Kolhörster.*

Thomas H. Johnson. The Azimuthal Asymmetry of the Cosmic Radiation at Mexico City. Phys. Rev. (2) 43, 1059—1060, 1933, Nr. 12. (Kurzer Sitzungsbericht.)

Thomas H. Johnson. The Azimuthal Asymmetry of the Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) 43, 834—835, 1933, Nr. 10. Nach der Theorie von Lemaître und Vallarta (Phys. Rev. 43, 87, 1933) sollte eine unsymmetrische azimutale Verteilung der Höhenstrahlung zwischen 0 bis 34° geomagnetischer Breite derart auftreten, daß bei positiver Ladung der Korpuskeln mehr Teilchen von Westen als von Osten einfallen. Zur Prüfung wurden in der Stadt Mexiko ($+29^\circ$ geomagnetischer Breite, 2250 m Seehöhe) Koinzidenzmessungen mit zwei Zählrohraggregaten zwischen 30 und 65° Neigungswinkeln vom Zenit ausgeführt. Es ergab sich bis zu 11% größere Strahlungsintensität von Westen, also positiv geladene Korpuskeln. Unter 65° Neigungswinkel tritt der Effekt, wohl infolge der atmosphärischen Absorption, nicht mehr auf. Die Ergebnisse zeigen weiter, daß keine Breitenänderung über $\pm 34^\circ$ geomagnetischer Breite zu erwarten ist. Ein weiterer, etwas unsicherer Versuch würde, wenn er korrekt ist, zeigen, daß der verbotene Winkel scharf auf ein Gebiet zwischen 15 bis 30° östlich vom Meridian

begrenzt ist. Die von der Theorie ebenfalls vorausgesagte nur wenig größere Strahlungsintensität aus Süden in nördlichen Breiten war durch Beobachtungen in der NE- und SE-Richtung unter 45° Neigungswinkel nicht zu finden. *Kolhörster.*

Luis Alvarez and Arthur H. Compton. A Positively Charged Component of Cosmic Rays. *Phys. Rev.* (2) **43**, 835—836, 1933, Nr. 10. Es handelt sich um analoge Koinzidenzmessungen in der Stadt Mexiko wie im vorangehenden Bericht. Auch sie führen zu dem gleichen Ergebnis, daß bei Zenitabständen von 15° , 30° , 45° von Westen 3, 5, 12 % mehr Höhenstrahlen als vom Osten einfallen. Daraus folgt eine positiv geladene Komponente der Höhenstrahlung. Die Kleinheit des Effektes beweist, daß diejenigen Höhenstrahlen, welche die gesamte Atmosphäre durchsetzen, nur wenig vom erdmagnetischen Feld abgelenkt werden. *Kolhörster.*

Koji Hidaka. A Mathematical Investigation on the Development of Wind Currents in Heterogeneous Waters. *Mem. Imp. Marine Obs. Kobe* **5**, 105—139, 1933, Nr. 3.

Koji Hidaka. Non-Stationary Ocean-Currents. *Mem. Imp. Marine Obs. Kobe* **5**, 141—266, 1933, Nr. 3. *H. Ebert.*

Takaharu Nomitsu and Tohichiro Takegami. On the Convection Current and the Surface Level of a Two-layer Ocean. *S.-A. Mem. College of Science Kyoto Imp. Univ.* (A) **15**, 131—149, 1932, Nr. 3. Meeresströmungen und horizontale Isobarenfläche werden untersucht, indem die Wirkung der Erdrotation mitberücksichtigt wird. Die Strömungen sind den Diagrammen von Ekman und Stefansen ähnlich. Im allgemeinen fällt die Fläche, in der die Geschwindigkeit in Richtung des Dichtegradienten Null ist, nicht mit der Fläche zusammen, in der der horizontale Druckgradient verschwindet. In geringer Seetiefe wird das Verhältnis der Tiefe d der horizontalen Isobarenfläche zur Dicke H_1 der heterogenen Schicht praktisch gleich 1, außer wenn H_1 nahezu gleich der Gesamttiefe ist. Wenn lokale Dichteunterschiede zwischen Oberfläche und Boden bestehen, wird dieses Verhältnis d/H_1 ein Minimum und kann Werte von $3/8$ bis $4/8$ erreichen. Schließlich werden noch Betrachtungen über dynamisches und statisches Gleichgewicht angestellt. *Fritz Hänsch.*

Takaharu Nomitsu. A Theory of the Rising Stage of Drift Current in the Ocean. I. The Case of No Bottom-Current. *S.-A. Mem. College of Science Kyoto Imp. Univ.* (A) **16**, 161—175, 1933, Nr. 2. Im Anschluß an Untersuchungen von Fjeldstadt, dessen Resultate über die Driftströme in einem Meer von bestimmter Tiefe für die Praxis nicht brauchbar sind, wird das gleiche Problem auf einem Wege gelöst, der überaus einfach sowohl in physikalischer Hinsicht als auch für die numerische Auswertung ist, da er für jede Ozeantiefe $D/10$, $D/4$, $D/2$, D und $2D$ Beispiele bringt, wobei D die sogenannte Reibungstiefe bedeutet. Wenn ein konstanter Wind über das Meer bläst, wird eine Strömung angeregt, die eine bestimmte Umlaufzeit aufweist. Es wird weiter eine Formel für das Nachlassen der festen Strömung aufgestellt, wenn der Wind plötzlich aufhört. *Fritz Hänsch.*

Kurt Buch. Boric Acid in Sea Water and its Effect on the Carbon Dioxide Equilibrium. *Nature* **131**, 688, 1933, Nr. 3315. Der Gehalt an Borsäure in Proben von Meereswasser aus verschiedenen Gewässern wird mitgeteilt und zunächst in Verbindung mit dem Chlorgehalt gebracht. Auf Grund von Bestimmungen der Dissoziationskonstanten, die laboratoriumsmäßig festgestellt wurden, und mit Hilfe des Borsäuregehaltes und des Gesamtgehaltes an Kohlensäure ist es möglich, die wahrscheinliche Dissoziationskonstante der Borsäure in Meereswasser bei verschiedenem Salzgehalt zu errechnen. *Fritz Hänsch.*

Bertram D. Thomas and Thomas G. Thompson. Lithium in sea water. Science (N. S.) 77, 547—548, 1933, Nr. 2005. Nach allgemeinen Erörterungen über die im Seewasser gelösten Bestandteile wird eine Arbeitsweise und Apparatur genau beschrieben, die es gestattet, auf spektralanalytischem Wege Lithium bis auf 0,1 mg pro Liter zu bestimmen. Nach chemischer Reinigung von manchen anderen Bestandteilen wird mit Hilfe eines „Zerstäubers“ die erhaltene Lösung vor eine Lampe gespritzt. Dort findet die Untersuchung des Spektrums statt. Durch Vergleich des Spektrums mit Spektren von bekanntem Li-Gehalt ist dann eine quantitative Analyse möglich. *Fritz Hänsch.*

Harry A. Erikson. Light Intensity at Different Depths in Lake Water. Journ. Opt. Soc. Amer. 23, 170—177, 1933, Nr. 5. Mit Hilfe eines Spektrographen, dessen zerstreutes Quarzprismensystem es gestattet, die Intensitäten von verschiedenen Wellenlängen im sichtbaren Spektrum zu messen, werden diese Intensitäten in verschiedenen Tiefen des Gunflintsees am Nordrand von Minnesota gemessen, indem die Apparatur versenkt wird, die in ein besonderes Gehäuse mit automatischem Belichtungsregulator eingebaut ist. Das Spektrum wird bis zu 10 Fuß in verschiedenen Tiefen photographiert und die Intensitäten der verschiedenen Wellenlängen werden an Hand von Charakteristiken ausgemessen. Es ergibt sich, daß bei einigen Wellenlängen, aber nicht bei allen, die Änderung der Intensität mit der Tiefe exponential verläuft. Aus den Resultaten werden Absorptionskoeffizienten für die verschiedenen Wellenlängen errechnet. Es ergibt sich, daß im Gelb die geringste Schwächung auftritt. *Fritz Hänsch.*

Masito Nakano. Possibility of Excitation of Secondary Undulations in Bays by Tidal or Oceanic Currents. Proc. Imp. Acad. Tokyo 9, 152—155, 1933, Nr. 4. An den Küsten in der Gegend der Straße von Naruto wurden neben langen Wellen mit Gezeitencharakter auch solche sekundärer Art beobachtet, die eine Wellenlänge von 2,5 Minuten haben. Erklärt wird dieser Umstand kurz dadurch, daß bei Austritt einer Strömung aus Buchten oder Meerengen Wirbel in regelmäßiger Zeitfolge entstehen, die dann Anlaß zu der beobachteten Wellenbildung an den Küsten geben. Dabei kommen ein instabiler Zustand mit symmetrischer Wirbelbildung und ein stabiler mit unsymmetrischer in Frage. Der letztere ist wahrscheinlicher. Die örtlichen Verhältnisse werden noch genau diskutiert. *Fritz Hänsch.*

G. R. Goldsbrough. The Tides in Oceans on a Rotating Globe. Part IV. Proc. Roy. Soc. London (A) 140, 241—253, 1933, Nr. 841. Es werden die freien Gezeitenschwingungen in einem Ozean von gleichmäßiger Tiefe bei rotierender Erdkugel untersucht, der durch zwei Meridiankreise begrenzt ist. Die Lösungen der allgemeinen dynamischen Gezeitengleichung werden in Form einer unendlichen sphärischen, harmonischen Reihe mit unbestimmten Koeffizienten mitgeteilt. Die Beziehungen zwischen ihnen sind lineare, simultane, algebraische Gleichungen, die in erster Näherung ohne große Schwierigkeiten gelöst werden können, in einem Falle sogar in zweiter Näherung. Die Ergebnisse zeigen, daß freie Wellen vorhanden sind, die in positiver und negativer Richtung um die Amphidromie herumlaufen. Sie sind also Schwingungen der zweiten Klasse. Eine wichtige freie Wellenlänge einer symmetrischen Schwingung beträgt für eine Tiefe von 12,8 Fuß 12 Stunden 33 Minuten mittlerer Sonnenzeit. In Verbindung mit der Theorie der halbtägigen Gezeitenwelle ist sie besonders wichtig. *Fritz Hänsch.*

Shinkichi Yoshimura. Chloride as Indicator in Detecting the Inflowing into an Inland-water Lake of Under-ground Water, possessing Special Physicochemical Properties. Proc. Imp.

Acad. Tokyo 9, 156—158, 1933, Nr. 4. Nach allgemeinen Erörterungen über die Möglichkeit, den Zufluß von Grundwasser bei Binnenseen zu erfassen, werden an Hand von Beobachtungsmaterial für verschiedene Binnenseen die Chloride untersucht, die vor allem physikochemische Eigenschaften besitzen. Daneben wird auch die Thermostratifikation behandelt. *Fritz Hänsch.*

Waldemar Ohle. Beiträge zur Kenntnis des Stoffhaushaltes norddeutscher Seen. Naturwissensch. 21, 397—400, 1933, Nr. 21/23. Bei kulturell unberührten Gewässern findet Stoffzufuhr durch ober- und unterirdische Zuflüsse, aus der Atmosphäre und von den Sedimenten her statt. Während der Jahre 1930—32 wurden an norddeutschen Seen Messungen besonders der Temperatur durchgeführt, um so die große Bedeutung der Thermostratifikation für den Stoffhaushalt der Seen zu erkennen. Vor allem unter hydrobiologischen Gesichtspunkten werden folgende Stoffe eingehend besprochen: Kohlensäure, Sauerstoff, Kalk, Magnesium, Schwefelverbindungen, positive Wasserstoffionen, Chlorionen, Mangan, Kieselsäure und andere lebenswichtige Bestandteile. *Fritz Hänsch.*

J. Pfaff. Teilchengrößen von Luftverunreinigungen. Gerlands Beitr. 39, 236—239, 1933, Nr. 2/3. Es sind mit einem Mikroskop Teilchengrößen meistens zwischen $\frac{1}{4}$ bis $\frac{3}{4}$ μ , bisweilen auch 1 bis 3 μ gemessen. *H. Ebert.*

M. Bider. Über unperiodische Störungen des täglichen Temperaturganges. Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges., 113. Jahresvers., Thun, August 1932 (Sect. Geophys.), S 323. Störungen des täglichen Temperaturganges können z. B. durch Turbulenzerscheinungen der elementaren aufsteigenden Luftströme oder durch plötzliche Schwankungen der Ein- und Ausstrahlung hervorgerufen werden. Hier werden die Veränderungen der Lufttemperatur infolge Fallens von Niederschlag untersucht. Dabei tritt in 80 % aller Regenfälle, bei Platzregen sogar in 90 % Abkühlung ein, die bei Platzregen 0,2° pro Minute, bei Hagelfällen sogar 0,5° pro Minute beträgt. *Fritz Hänsch.*

O. Dinkelacker. Graphische Methode zur Bestimmung der Verlagerungsgeschwindigkeit und -Richtung eines Tief- oder Hochdruckgebietes. Meteorol. ZS. 50, 166—171, 1933, Nr. 5. Gedankengänge von Angervo, der eine Theorie zur Berechnung der Verlagerung von Hoch- und Tiefdruckgebieten entwickelte, vervollständigend und an Arbeiten von Wagemann und Kohlbach anschließend, werden graphische Methoden abgeleitet, die es gestatten, Zugrichtung und Zuggeschwindigkeit für Extrempunkte (Hochdruckgebiet, Tiefdruckgebiet, Sattelpunkt) auch bei unsymmetrischer Druckverteilung aus der Druck- und Tendenzkarte festzustellen, und zwar mit einer Genauigkeit, die größer ist, als die der reinen Rechnung. Es wird besonders betont, daß eine nur geringe Zeichen- und Rechenarbeit nötig ist. Im wesentlichen handelt es sich um Festlegung des Koordinatensystems, Bestimmung von Tangenten und Krümmungsradien aus Druck- und Tendenzkarten. Ein Beispiel, das Tiefdruckgebiet bei Island am 22. November 1932, veranschaulicht die Methode. *Fritz Hänsch.*

Heinrich Thielebein. Reduktionsfaktoren zum Hellmannschen Schwankungsquotienten. Meteorol. ZS. 50, 178—183, 1933, Nr. 5. Nach kritischer Betrachtung der Hellmannschen Schwankungsquotienten werden Reduktionsfaktoren der Schwankungsquotienten aus kurzen Reihen auf eine 40jährige Normalperiode abgeleitet. Zur Bestimmung dienen 195 Stationen, die in 27 Gruppen unterteilt werden. Es wird durchweg ein Beobachtungsmaterial von 1881 bis 1920 zugrunde gelegt. Durch Lustrenbildung werden acht 5jährige, sieben 10jährige, sechs 15jährige, fünf 20jährige, vier 25jährige, drei 30jährige und ein

40jähriger Wert für jede Station zur Bildung des Schwankungsquotienten benutzt. Durch Bildung von vier Hauptgruppen werden aus diesen Ergebnissen Reduktionsfaktoren aus einer kürzeren Reihe auf eine 40jährige abgeleitet. Wüstenstationen und sechs Stationen aus Afrika und Südamerika werden besonders betrachtet. Schließlich wird noch ein Vergleich mit den Reichelschen Werten durchgeführt.

Fritz Hänsch.

Sverre Pettersen. Kinematical and dynamical properties of the field of pressure with application to weather forecasting. Geofys. Publ. 10, Nr. 2, 92 S., 1933. Die Beziehungen zwischen dem Druckfeld einerseits und den verschiedenen Veränderungen in der zukünftigen Druckverteilung andererseits werden teils auf kinematischen, teils auf dynamischen Grundlagen behandelt, ohne wesentliche Berücksichtigung der physikalischen Analyse, die einer Arbeit von Bergeron vorbehalten ist. Die Beziehungen werden auf Probleme der Wetterkarten-Analyse und Wettervoraussage angewendet. Es werden Methoden entwickelt zur Abschätzung der augenblicklichen Geschwindigkeit und der Beschleunigung der verschiedenen Druckbildungen. Weiterhin wird die Verlagerung und Intensitätsveränderung für den vorauszubestimmenden Zeitabschnitt beurteilt. Diese Fragen werden in fünf Kapiteln mathematisch sehr ausführlich behandelt. In den beiden übrigen Kapiteln wird auf die Eigenschaften der Fronten, das Zusammenlaufen in den Luftmassen und die Vertikalgeschwindigkeit eingegangen. Zuletzt werden numerische Beispiele gegeben. *Schmerwitz.*

H. Arakawa. The Effect of Topography on the Direction and Velocity of Wind. II. Geophys. Mag. 7, 9—18, 1933, Nr. 1. Die Beobachtung, daß am Grat eines einzelnen, in einer Ebene stehenden Berges sehr häufig Winde mit zum Grat senkrechter Richtung auftreten, wird theoretisch an der Strömung um ein Halbellipsoid begründet. Für Bergketten hatte der Verf. das gleiche Problem, ausgehend von der Strömung an einem Halbzylinder, bereits früher behandelt.

W. Linke.

Lewi Tonks. Ionisation Density and Critical Frequency. Nature 132, 101, 1933, Nr. 3324. Die theoretische Beziehung zwischen der Ionisierungsdichte N und der kritischen Frequenz f in der höheren Atmosphäre wird gelegentlich als $N = \frac{3}{2} (\pi m/e^2) f^2$ angegeben, gelegentlich wird statt des Faktors $\frac{3}{2}$ der Faktor 1 angegeben. Verf. zeigt, daß der Faktor $\frac{3}{2}$ gilt, wenn das Medium polarisiert ist, und daß in der höheren Atmosphäre eine derartige Polarisation vollkommen zu vernachlässigen ist, so daß die richtige Formel $N = (\pi m/e^2) f^2$ ist.

Güntherschulze.

Erich Niederdorfer. Messungen des Wärmeumsatzes über schneebedecktem Boden. Meteorol. ZS. 50, 201—208, 1933, Nr. 6.

Scheel.

A. F. Moore. Scouting for a site for a solar-radiation station. Smiths. Miscell. Collect. 89, Nr. 4, 23 S., 1933 (Publ. 3212).

H. Ebert.

F. Levi und U. Chorus. Wintertemperaturen in und unter der Schneedecke. Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges., 113. Jahresvers., Thun, August 1932 (Sekt. Geophys.), S. 319. Es wird zunächst die Anordnung der Thermoelemente beschrieben. Die Versuche fanden im Winter 1931/32 statt und haben ergeben, daß die Bodentemperaturen im großen ganzen unter der Schneedecke über dem Gefrierpunkt liegen, während das bei schneefreiem Boden nicht der Fall ist. Die Temperaturen im Schnee nehmen mit zunehmender Tiefe langsam bis zum Gefrierpunkt zu.

Fritz Hänsch.

F. Albrecht. Ein Strahlungsbilanzmesser zur Messung des Strahlungshaushaltes von Oberflächen. Meteorol. ZS. 50, 62—65,

1933, Nr. 2. Ein Apparat zur unmittelbaren Messung des Strahlungshaushaltes einer beliebigen Fläche wird vom Verf. eingehend beschrieben. Er besteht aus zwei parallel zu der auf ihre Strahlungsbilanz zu untersuchenden Fläche übereinander angeordneten schwarzen Platten, deren Temperaturdifferenz gemessen werden soll. Es kann erreicht werden, daß dieser Unterschied vom Strahlungshaushalt der Fläche und einer Funktion der Windgeschwindigkeit abhängt. Nach der Beschreibung des Aufbaus werden die wichtigsten Fehlerquellen: Wind, Konvektionsströme usw. erörtert.

H. Ebert.

E. Hasché. Registrierungen mit A. Ångströms Pyranometer 1928/30. II. Teil. Gerlands Beitr. 39, 12—36, 1933, Nr. 1. Es wird dargelegt, wie mit Hilfe von Registrierungen mit dem Ångströmschen Pyranometer die Wolken-dichte, der Bewölkungswechsel, der Bewölkungsgrad und die Trübung der Atmo-sphäre bestimmt werden können. In einer Tabelle ist auch der Zusammenhang zwischen der Art der Bewölkung und der mittleren Strahlungsintensität, Dauer der Schwankungsperioden, Größe der Schwankung in Prozent des Mittelwertes der Intensität und Strahlungsverlust, bezogen auf die Tagessumme, zusammengestellt. Die verschiedenen Verwendungsmöglichkeiten des Pyranometers in der Helio-therapie werden besprochen; die möglichen Fehler bei Pyranometerbeobachtungen und die durchschnittliche Genauigkeit der Messungen werden untersucht und eine Mustertabelle einer Monatsübersicht der Messungsergebnisse wird angegeben.

Ferd. Steinhäuser.

L. Steiner. Bericht über eine harmonische Analyse der Luft-druckschwankung in Europa im Winter 1925/26. Gerlands Beitr. 39, 82—99, 1933, Nr. 1. Als Fortsetzung der Untersuchungen der Luftdruckschwankungen in den Wintern 1923/24 und 1924/25, die von anderen durchgeführt wurden, hat der Verf. für die Luftdruckschwankungen des Winters 1925/26 ausgehend von einem 72-tägigem Zeitraum die ersten zwölf Glieder der Fourierreihe berechnet und die Ergebnisse in graphischen Darstellungen wiedergegeben und besprochen.

Ferd. Steinhäuser.

Bernbard Düll. Über den Einfluß der solaren Tätigkeit auf die Erdatmosphäre. Gerlands Beitr. 39, 1—9, 1933, Nr. 1. Zur Untersuchung der auslösenden oder steuernden Wirkung der Sonnenflecken, -fackeln und Protu-beranzen auf Witterungsvorgänge geht der Verf. einerseits von einer Periode von 27 Tagen aus, welche ungefähr der synodischen Sonnenrotation in der Zone der größten Fleckenzahl entspricht und stellt dafür eine Tagesstatistik der zu unter-suchenden Witterungserscheinungen auf. Da andererseits auch Störungen in der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen mit bestimmten Wetterlagen und zugleich mit einer Änderung der Beschaffenheit der Heavisideschicht durch Elektroinvasion zufolge erhöhter Sonnentätigkeit, die sich auch in erdmagnetischen Störungen und Polarlichterscheinungen äußert, in Beziehung gebracht werden, wird eine gemein-same Ursache für alle diese Erscheinungen vermutet. Es wurden daher auch für die Tage mit einwandfrei festgestellten Elektroinvasionen und für die Vor- und Nachtage Statistiken der zu untersuchenden meteorologischen Erscheinungen auf-gestellt. Mit diesen Methoden wurde für einen halbjährigen Zeitraum festgestellt: ein ausgesprochen gleichsinniger Gang der Niederschlagstätigkeit an 22 deutschen Stationen mit den Sonnenfleckenrelativzahlen, ein gleichsinniger Gang dieser Niederschläge mit den magnetischen Charakterzahlen (Weltsumme) und einen Tag Phasenverzögerung des Niederschlages, ein zu den Relativzahlen der Sonnen-flecken und zu Nordlichterscheinungen entgegengesetzter Gang des Luftdruckes in Berlin und ein zum magnetischen Charakter entgegengesetzter Gang der Sichtweite in Stettin mit einer eintägigen Phasenverzögerung. Die Erklärung für Beziehungen

der Witterungserscheinungen zur Sonnentätigkeit sucht der Verf. in der Vermutung, daß die elektrischen Teilchen auch bis in die Troposphäre eindringen können, wofür auffällige Cirrusbildungen und Eintrübungen sprechen. *Ferd. Steinhäuser.*

G. Déjardin et G. Liandrat. Présentation d'appareils. I. Lampe à filament plat dont l'ampoule de verre comporte une paroi mince transparente aux radiations ultraviolettes. II. Dispositif d'enregistrement de la lumière du jour. Journ. de phys. et le Radium (7) 3, 188 S—189 S, 1932, Nr. 12. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 332.] 1. Wegen ihrer bekannten optischen Eigenschaften werden Wolframbandlampen in Lyon als Strahlungsquellen bei der Untersuchung der spektralen Empfindlichkeitsverteilung von Photozellen verwendet. Um die Lampen auch für das UV-Gebiet verwenden zu können, benutzen die Verff. gasgefüllte Lampen aus Siborglas mit einem halbkugelförmigen Fenster aus sehr dünnwandig geblasenem Glase von 10 bis 20 Mikron Dicke. Die Wandstärke dieses Fensters ist über etwa 1 cm^2 gleichmäßig. Das Fenster steht genau gegenüber der Mitte des Wolframbandes. Unter diesen Bedingungen ist die Durchlässigkeit noch über 2200 \AA hinaus ausgezeichnet. Die Lampe wird bis ungefähr 2600 \AA benutzt, während bei normaler Wandstärke die Durchlässigkeit nur bis etwa 3000 \AA reicht. Die Verff. verwenden diesen von Sonkin angegebenen Kunstgriff seit mehreren Jahren zur Herstellung UV-empfindlicher Photozellen. 2. Zur systematischen Untersuchung des Nebels von Lyon verwenden die Verff. eine Weston-Photronzelle, welche ein registrierendes Milliampereometer betreibt. Um Statistiken über Nebelbildung zu gewinnen, sollen mehrere solcher Apparate an verschiedenen Stellen in und um Lyon stationiert werden. *Hiedemann.*

J. Duclaux. Mesures des coefficients d'absorption de l'atmosphère. C. R. 196, 1524—1526, 1933, Nr. 20. Mit Hilfe von photographischer Photometrie wird die Sichtbarkeit von im Schatten liegenden Gegenständen verschiedener Entfernung auf Grund von Messungen auf dem Pic du Midi im November 1932 bestimmt und daraus Absorptionskoeffizienten der Luft in zwei Spektralgebieten, nämlich im Ultraviolett (3682 \AA) und im Gelb (5800 \AA) errechnet. Es ergibt sich im Mittel aus Messungen in drei Entfernungen ($41,7\text{ km}$; $52,7\text{ km}$; $57,5\text{ km}$) ein k von $3,80 \cdot 10^{-7}$ gegenüber einem aus der Rayleigh-Cabanneschen Formel errechneten $6,40 \cdot 10^{-7}$. Für $80,2\text{ km}$ und $90,2\text{ km}$ ergeben sich sogar $6,1$ und $6,0 \cdot 10^{-7}$. Für Gelb findet sich ein $k = 1,25 \cdot 10^{-7}$ als wahrscheinlichster Wert gegenüber einem Formelwert von $0,99 \cdot 10^{-7}$. Für die Wellenlängenabhängigkeit wird ein $n = 3,25$ gegenüber einem theoretischen n von $4,11$ angegeben. Diese Absorptionskoeffizienten sind von den bisher gemessenen die kleinsten. *Fritz Hänsch.*

Edward Stenz. Über Messungen der Wasserdampf-Absorption im ultraroten Sonnenspektrum, ausgeführt an der Mittelmeerküste mit einem Gorczynskischen Spektrographen. Meteorol. ZS. 50, 219—223, 1933, Nr. 6. Im Jahre 1926/27 wurde von L. Gorczynski in El Ariana bei Tunis und vom Verf. in Montpellier und Nizza 1931/32 mit einem Ultrarotspektrographen nach Gorczynski die atmosphärische Durchlässigkeit in den Wasserdampfbanden bei $0,93$ und $1,13\text{ }\mu$ bestimmt. Es ergeben sich für verschiedene Jahreszeiten gewisse Werte für das Verhältnis zwischen dem spektrographisch bestimmten Wasserdampfgehalt und dem über dem Boden gemessenen Dampfdruck. *J. Böhme.*

W. M. Smart. Photometric observations of twilight. Month. Not. 93, 441—443, 1933, Nr. 6. Ausgeführt wurden die Messungen mit dem neuen photo-

elektrischen Photometer. Die Intensität der Dämmerung im Zenit wurde an drei Tagen bei den Sonnenhöhen $\Theta = -5^\circ$ bis -11° ermittelt und in Größenklassen umgerechnet. Die Beziehung zwischen Intensität pro Quadratbogenminute und $\log \cot \Theta$ ist ziemlich genau linear und beträgt für $\Theta = -10^\circ$ $9,5^{111}$ photographisch.

Sättele.

Z. Horak. Sur une formule des réfractions normales. Astron. Nachr. 248, 405—410, 1933, Nr. 5951. Die Formel wird dadurch hergeleitet, daß im bekannten Refraktionsintegral für den Nenner das Mittel $1/M$ eingeführt wird. Als spezielle Fälle ergeben sich die Formeln von Cassini, Mayer, Simpson, Radau und Plummer. Durch Gewichtsmittelbildung aus zwei Näherungen lautet nach einigen Umformungen die Refraktionsformel $R = [2,224\ 67] \sin z/0,002\ 123 + [0,251\ 66] \cos z + \sqrt{(\cos^2 z + 0,005\ 511\ 3)}$. Für 30 bis 90° wird die Refraktion berechnet und mit den Hamburger Werten bzw. den Werten nach Radaus Formel verglichen. Für 90° ergibt sich dem beobachteten Wert gegenüber eine Abweichung von $-2,4''$.

Sättele.

F. Born, W. Dziobek und M. Wolff. Untersuchungen über die Lichtdurchlässigkeit des Nebels. ZS. f. techn. Phys. 14, 289—293, 1933, Nr. 7. Beschreibung einer Methode zur gleichzeitigen Messung der spektralen Lichtdurchlässigkeit des Nebels im gesamten sichtbaren Spektralgebiet. Ergebnisse der bisherigen Versuche mit künstlichem und natürlichem Nebel.

Dziobek.

W. Koehne. Ein Gedenkjahr der Grundwasserkunde, zwanzig Jahre regelmäßige Messungen. Naturwissensch. 21, 525—527, 1933, Nr. 28.

H. Ebert.

H. Ertel. Zu den Vorschlägen zur Vereinheitlichung der Vektor- und Tensorschreibweise in der Meteorologie. Meteorol. ZS. 50, 190—192, 1933, Nr. 5. Der Verf. glaubt nicht, daß die kürzlich von meteorologischer Seite gemachten Vorschläge zur Vereinheitlichung insbesondere der Tensorschreibweise Erfolg haben werden, und tritt für die auch auf anderen Gebieten immer mehr in Aufnahme kommende koordinatenmäßige Darstellung der Vektor- und Tensorrechnung ein, die fast ebenso kurz ist, aber sofort erkennen läßt, zu welcher Form man durch den Übergang zu den Komponenten geführt wird.

J. Wallot.

D. C. Gall. Field instruments. Journ. scient. instr. 10, 197—203, 1933, Nr. 7. Eine allgemein gehaltene Darstellung der Ansprüche, die an Feldinstrumente gestellt werden, und kurze Beschreibung einiger konstruktiver Maßnahmen, die zum Schutz empfindlicher Instrumente gegen äußere Einflüsse dienen.

K. Jung.

Hans Gebelein. Störungen von Pendeluhrn durch Bodenerschütterungen. ZS. f. Geophys. 9, 137—145, 1933, Nr. 3. Bodenerschütterungen stören die Schwingungen von Pendeluhrn auf verschiedene Weise. Alle Bewegungen des Aufhängepunktes, vor allem horizontale Bewegungen, stören Amplitude und Phase, die Amplitudenstörung ihrerseits wirkt sekundär auf die Schwingungsdauer, die auch direkt von den Oszillationen des Aufhängepunktes beeinflußt wird. Diese Beziehungen werden theoretisch untersucht. Vermessungen der auf der Sternwarte Göttingen vorkommenden Erschütterungen ergaben, daß dort nur die Wirkung von Amplitudenänderungen auf die Schwingungsdauer berücksichtigt werden muß. Bei großen Ansprüchen an die Genauigkeit einer Uhr jedoch ist es nötig, von Fall zu Fall nachzuprüfen, ob der beabsichtigte Aufstellungs-ort erschütterungsfrei genug ist.

K. Jung.

A. Berroth. Eine praktische Möglichkeit der Triangulationsverbindung mit dem amerikanischen Kontinent. *ZS. f. Geophys.* 9, 145—150, 1933, Nr. 3. Es wird dargelegt, daß die modernen Hilfsmittel der Geodäsie es gestatten, mit Hilfe hochsteigender Luftballone Europa mit Grönland, Grönland mit Nordamerika, Afrika mit Südamerika geodätisch zu verbinden. Beobachtungs- und Rechnungsverfahren werden skizziert. *K. Jung.*

Raoul Vajk. Mapping of Faults by Isogams. *ZS. f. Geophys.* 9, 151—156, 1933, Nr. 3. Da eine der gebräuchlichsten Methoden zur Deutung von Drehwaagenergebnissen die Konstruktion von Isogammen ist, teilt der Verf. an einem ausführlich durchgeführten Beispiel ein Verfahren zur Kartierung von Verwerfungsstörungen mit. Die Isogammen werden gezeichnet, nachdem der Schwereeffekt der Störung von den beobachteten Gradienten abgezogen worden ist. Die Werte der Isogammenlinien werden auf der hochgeworfenen Seite der Störungen erhöht um einen bestimmten Δg -Wert, der sich aus den Schwerekurven bestimmt. *Schmerwitz.*

H. Arakawa. Diurnal Barometric Oscillation as an Effect of a Surface Wave and a New Method to determine the Diffusivity of Air in Free Atmosphere. *Geophys. Mag.* 7, 25—29, 1933, Nr. 1. Die täglichen Barometerschwankungen werden gedeutet als im wesentlichen hervorgerufen durch Oberflächenwellen, bedingt durch Änderung der Lufttemperatur. Die Eulersche Differentialgleichung für oszillatorische Bewegungen wird unter der Annahme geringer Schwankungen in Druck, Temperatur und Dichte gelöst. Die Lösung enthält im wesentlichen zwei Größen, die für die Abnahme mit der Höhe (exponentiell), und eine andere Größe, die ein Maß für die Ausbreitungsfähigkeit der Temperaturschwankungen in freier Atmosphäre (diffusivity of free-air) ist. Beobachtet man Barometer- und Temperaturschwankungen am Fuß und auf dem Gipfel eines Berges, so geben die gefundenen Gleichungen eine Möglichkeit zur Bestimmung dieser Ausbreitungsfähigkeit. *H. Ebert.*

W. M. H. Schulze. Graphische Ermittlung von Abkühlungsgröße und Hauttemperatur aus den meteorologischen Elementen. *Meteorol. ZS.* 50, 56—59, 1933, Nr. 2. Für das Davoser Frigorimeter (siehe diese Ber. 6, 942, 1925) sind zur Berechnung physiologisch richtiger Größen aus den meteorologischen Elementen Diagramme mitgeteilt. *H. Ebert.*

S. Finsterwalder. Die Hauptaufgabe der Photogrammetrie. *Münchener Ber.* 1932, S. 115—131, Nr. 2. Die Aufgabe besteht in der Herstellung eines ähnlichen Raummodelles des dargestellten Gegenstandes aus zwei Lichtbildern mit bekannter innerer Orientierung. Durch die Entwicklung der Nadirtriangulation, die allerdings nur den Grundriß des Raummodelles liefert, und die optisch-mechanischen Kartierungsgeräte ist die rechnerische Behandlung der Hauptaufgabe vernachlässigt worden. Da diese Art der Behandlung bei Weitwinkeligkeit des Aufnahmeapparates nicht entbehrt werden kann und zur Prüfung der anderen Methoden gute Dienste leistet, leitet Verf. einige Formeln zur Behandlung der Hauptaufgabe ab. Im wesentlichen handelt es sich um die eindeutige Bestimmung von fünf Unbekannten, die das Zusammenpassen entsprechender Fünfstrahlenbündel beider Aufnahmen bestimmen. An zwei Rechenbeispielen wird die Richtigkeit der Perspektive einer neunlinrigen Panoramakammer geprüft, die die Firma C. A. Steinheil Söhne hergestellt hat. *Patzelt.*

Geophysikalische Berichte

H. D. Harradon. Harlan Wilbur Fisk, 1869—1932. S.-A. Terr. Magn. **38**, 55—58, 1933, Nr. 1.

Hugo Lange. Die älteste Erwähnung eines Kompasses in einem Inventarverzeichnis. Ann. d. Hydrogr. **61**, 218—219, 1933, Nr. 7. *H. Ebert.*

Willy Bein, Heinz-Günther Hirsekorn und Lotte Möller. Neue Konstantenbestimmungen des Meerwassers. S.-A. Journ. Cons. Intern. pour l'Exploration de la Mer **8**, 48—58, 1933, Nr. 1. Da in letzter Zeit die Genauigkeit der bisher benutzten hydrographischen Tabellen durch die Beobachtungsgenauigkeit überholt worden ist, ergab sich die Notwendigkeit zur Festlegung neuen Zahlenmaterials zur Bestimmung von Chlorgehalt und Dichte des Meerwassers. In Zusammenarbeit von Institut für Meeresforschung und Physikalisch-Technischer Reichsanstalt wurden Apparaturen zur hydrostatischen Dichtebestimmung (durch genaue Wägungen eines bekannten Glasvolumens, das in Luft, Wasser und Meerwasser gebracht wird, ist die auf Wasser als Einheit bezogene Meerwasserdichte meßbar), zur optischen Bestimmung der Meerwasserdichte (die Brechungsdifferenz zwischen Meerwasser und destilliertem Wasser wird mit einem neuartigen Interferometer gemessen), zur elektrischen Dichtebestimmung des Meerwassers (Leitfähigkeitsmethode) und zur Chlortitration (Mohr'sche Methode) entwickelt, die eingehend beschrieben werden. *Fritz Hänsch.*

R. Süring. Das Potsdamer Pyrheliometer für Absolutmessungen. Meteorol. ZS. **50**, 269—271, 1933, Nr. 7. Die ersten Erfahrungen mit einem im Auftrag der Internationalen Strahlungskommission vom Meteorologischen Institut in Potsdam und der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Charlottenburg gebauten Pyrheliometer für Absolutmessungen, das für Eichzwecke gedacht ist, werden mitgeteilt. Bei dem Instrument werden das Grundprinzip des Abbotschen schwarzen Hohlraumstrahlers und die Ängströmsche elektrische Nullmethode miteinander verbunden. Zwei zylindrische Kupferblechgefäße, die als Schwarzkörper dienen, werden von Wasser umspült, das in Kalorimetergefäßen aus Messing untergebracht ist. Zur Messung wird der eine Zylinder von der Sonne bestrahlt, während dem anderen beschatteten so viel Joulesche Wärme zugeführt wird, daß die Temperaturdifferenz verschwindet. *Fritz Hänsch.*

H. Wörner. Zur Empfindlichkeit des Aktinographen nach Robitzsch. Meteorol. ZS. **50**, 277, 1933, Nr. 7. Die Tatsache, daß bei bestimmtem Sonnenstande ein Antennendraht bzw. seine Isolierkette Schatten auf einen Robitzschschen Aktinographen wirft, wird zu Empfindlichkeitsbetrachtungen herangezogen. *Fritz Hänsch.*

Zd. Sekera. Die lichtelektrische Messung der Himmelspolarisation. (Vorläufige Versuche.) Gerlands Beitr. **39**, 285—299, 1933, Nr. 2/3. Die Meßanordnung besteht aus einem Nicol'schen Prisma mit möglichst großem Gesichtsfeld, das das auffallende Licht zerlegt und mit einer Eintritts- und Austrittsblende zur Beseitigung der Randstörungen versehen ist; eine dahinter angebrachte Linse konzentriert die Lichtstrahlen auf die empfindliche Schicht einer Photozelle Tungstam S 631, die wegen ihrer linearen Charakteristik und großen Empfindlichkeit besonders für diese Messungen geeignet schien. Diese Anordnung ist in einem Tubus untergebracht, der mit einem Teilkreis versehen, in der Achse eines Theodoliten drehbar befestigt war. Um Störungen durch Temperaturschwankungen zu beseitigen, wird die Photozelle mittels elektrischer Heizung auf konstanter Temperatur gehalten. Mit dem Instrument wurde die Intensität i der in der Polarisationsenebene und die Intensität i_1 der senkrecht dazu schwingenden Komponente

gemessen und die Gesamtintensität $i_g = i + i_i$, die Intensität des polarisierten Anteils $i_p = i - i$ und der Polarisationsgrad $P = (i_i - i) / (i_i + i)$ berechnet, was befriedigende Ergebnisse lieferte. Die verschiedenen Fehler, die bei der Messung auftreten können, werden besprochen und abgeschätzt. *F. Steinhäuser.*

Émile Belot. L'âge de l'Univers et l'âge de la Terre. C. R. 197, 126—128, 1933, Nr. 2. Die radioaktiven Methoden zur Altersbestimmung von Mineralien und Gesteinen, angewandt auf die Erdkruste, geben nach Ansicht des Verf. nicht das Alter der Erde, sondern das Alter eines dunklen Nebels, mit dem das Sonnensystem in enge Berührung gekommen ist und von dem das Material der äußersten Erdkruste stammt. *K. Jung.*

Robley D. Evans. Uranium and Thorium Content of Rocks Determined from their Surface Radiation. Phys. Rev. (2) 44, 129, 1933, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Ähnlich wie von *Graven* wurde hier der Versuch gemacht, die Summe des Gehaltes an U und Th in Gestein mit Hilfe der von der Oberfläche ausgesendeten α - und β -Teilchen zu bestimmen. In der verwendeten Apparatur sind etwa 90 % der ganzen Ionisation den α -Teilchen, 10 % den β -Teilchen zuzuschreiben, während γ -Strahlen fast unwirksam sind. Die Messungen mit Hilfe von künstlich mit Th und U verseuchtem Gyps bestätigen die Ergebnisse von *Graven* hinsichtlich der Angaben betreffend Uran, nicht aber betreffend Thorium. *K. W. F. Kohlräusch.*

J. Moniak et Stanislaw Zych. Mesures de la température dans le forage profond de Ciechocinek. Inst. Geophys. et Météorol. Univ. Lwów 5, 423—427, 1930, Nr. 59. (Polnisch mit französischer Zusammenfassung.) In einem tiefen Bohrloch in Ciechocinek, das zur Erlangung von warmem Salzwasser für Badezwecke angelegt wurde, wurden in verschiedenen Tiefen Temperaturen gemessen, und zwar am 28. Juli 1929. Gleichzeitig wurden während der Bohrung die Wassermengen, die an der Oberfläche austraten, ermittelt. *Fritz Hänsch.*

E. Kleinschmidt. Bemerkungen zu der Arbeit „Untersuchungen über die zeitlichen Änderungen der Schwerkraft“ von *R. Tomaschek* und *W. Schaffernicht*. Ann. d. Phys. (5) 17, 725—728, 1933, Nr. 6. Für den Quotienten $\delta =$ gemessene Schwerkraftschwankung : theoretische Schwerkraftschwankung bei vollkommen starrer Erde erhielten *Tomaschek* und *Schaffernicht* in Marburg den geringen Wert 0,55 durch Zerlegung einer dreimonatigen Beobachtungsreihe in Partialtiden. Der Verf. dagegen berechnet die gesamte theoretische Schwerkraftschwankung für sechs Stichtage des Beobachtungszeitraums, ohne sie in Partialtiden zu zerlegen, und findet durch Vergleich mit den von *Tomaschek* und *Schaffernicht* angegebenen Beobachtungswerten einen Quotienten δ von etwa 0,8, der mit den bisherigen Erfahrungen wesentlich besser übereinstimmt als 0,55. Wenn die Phasenverschiebung der beobachteten gegen die theoretischen Werte durch eine elastische Nachwirkung der Elinvarspirale des Bifilargravimeters vorgetauscht ist, so ist ein noch größerer Wert von δ und eine noch bessere Übereinstimmung mit früheren Beobachtungen zu erwarten. Es ist notwendig, die elastische Trägheit der Spirale experimentell zu bestimmen. *K. Jung.*

R. Tomaschek und W. Schaffernicht. Bemerkung zu vorstehender Mitteilung. Ann. d. Phys. (5) 17, 728, 1933, Nr. 6. Daß die von *E. Kleinschmidt* erhobenen Einwände nicht zutreffen, soll demnächst in einer Arbeit über gleichzeitige Messungen der Schwerkraftschwankung an verschiedenen Orten gezeigt werden. *K. Jung.*

André Mercier. Contribution à la théorie des dérives continentales. Arch. sc. phys. et nat. (5) 15, 225—243, 1933, Mai/Juni. Ohne auf Einzel-

heiten einzugehen, betrachtet der vorliegende erste Teil die Beobachtungstatsachen, die zu den Kontinentalverschiebungs-Hypothesen führen, und diskutiert die physikalische Möglichkeit solcher Erdkrustenbewegungen. *K. Jung.*

Joseph Devaux. L'économie radio-thermique des champs de neige et des glaciers. Ann. de phys. (10) 20, 5—67, 1933, Juli/August. Der Verf. hat während einer Reihe von Jahren thermische Eigenschaften des Schnees und Gletschereises auf dem Observatorium des Pic du Midi (2860 m) und an Gletschern der Pyrenäen, der Alpen und Grönlands untersucht. Er stellte im Winter bei klarem Himmel und fast konstanter Lufttemperatur tägliche Schwankungen der Oberflächen-temperatur des Schnees von 20 bis 30° fest; an unbestrahlten Stellen war seine Temperatur tiefer als die der Luft (um 10°, der Größenordnung nach). Die Wärmeleitfähigkeit wurde nach drei Verfahren gemessen (Verfahren der natürlichen Temperaturschwankungen, des von der Achse aus beheizten Zylinders und der im Zentrum beheizten Kugel); bei sämtlichen Verfahren ist der Schnee an Ort und Stelle in seiner natürlichen Beschaffenheit untersucht. Im Dichtebereich $0,1 < \rho < 0,6$ ergab sich mit guter Annäherung die Wärmeleitzahl

$$\lambda = 70 (1 + 100 \rho^2) : 10^{-6} \text{ cal cm}^{-1} \text{ sec}^{-1} \text{ Grad}^{-1}.$$

Die Absorption der Oberfläche eines Gletschers wurde photometrisch gemessen, indem die Leuchtdichte mit der eines Vergleichskörpers (Platte von mattiertem Opalglas, die nahezu dem Lambert'schen Gesetz gehorcht) verglichen wurde; auch das Eindringen des Lichtes ins Innere von Eis und Schnee konnte durch eine besondere Vorrichtung photometrisch gemessen werden. Ferner wurden zur Bestimmung der Albedo Gesamtstrahlungsmessungen mittels einer Moll'schen Säule bzw. einer in Schnee und Eis einzubringenden thermoelektrischen Sonde vorgenommen. Im sichtbaren Spektrum erwies sich für eine dichte Schneelage und für rauhes Gletschereis das Lambert'sche Kosinusetz als nahezu gültig. Als Absorptionszahl solcher Flächen für praktisch monochromatische Strahlung ergab sich $A < 0,1$ und $A \approx 0,05$. Die Absorptionszahl für Sonnenstrahlung war $\mathfrak{A} \approx 0,3$. Für Schneefelder von bedeutender Korngröße war $A \approx 0,4$ und $\mathfrak{A} \approx 0,5$, für Gletschereis (durch Sonnenstrahlung geraut) war $A \approx 0,4$ (0,2 bis 0,7) und $\mathfrak{A} \approx 0,6$ (0,5 bis 0,9) je nach der Beschaffenheit der Oberfläche. Im Innern des Schnees ist die Leuchtdichte fast unabhängig von der Richtung, im Innern eines Gletschers gegen die Oberfläche zu etwas größer. Für die Schwächung der Leuchtdichte mit der Tiefe wird eine Exponentialformel angegeben. *Max Jakob.*

W. A. Zisman. Young's modulus and Poisson's ratio with reference to geophysical applications. Proc. Nat. Acad. Amer. 19, 653—665, 1933, Nr. 7. Der Elastizitätsmodul E und die Poisson'sche Konstante wurden an natürlichen Gesteinen unter Anwendung von Drucken bis zu einigen Hundert kg/mm² gemessen. Die Zunahme beider Konstanten mit wachsendem Druck ist beträchtlich und erklärt die sehr verschiedenen Ergebnisse früherer Messungen verschiedener Autoren. Diese Erscheinung und das Verhalten der elastischen Hysteresis können auf die Porosität der Gesteinsproben zurückgeführt werden. Die untersuchten Gesteine werden petrographisch beschrieben. *K. Jung.*

W. A. Zisman. Compressibility and anisotropy of rocks at and near the earth's surface. Proc. Nat. Acad. Amer. 19, 666—679, 1933, Nr. 7. Die Kompressibilität verschiedener natürlicher Gesteine wurde experimentell bestimmt unter Anwendung von Drucken bis zu 840 kg/mm². Die Gesteinsproben wurden in natürlichem Zustand untersucht und, um den Einfluß der Porosität zu erkennen, nach Umhüllung mit einer dünnen Kupferschicht, die das Eindringen der den Druck vermittelnden Flüssigkeit verhindert. Die Veröffentlichung enthält An-

gaben über die Apparatur und die Ergebnisse, insbesondere die Abnahme der Kompressibilität mit wachsendem Druck, den die Kompressibilität erhöhenden Einfluß der Kupferumhüllung und den Einfluß der Anisotropie der Gesteinsproben. Die untersuchten Gesteine werden petrographisch beschrieben. *K. Jung.*

W. A. Zisman. Comparison of the statically and seismologically determined elastic constants of rocks. *Proc. Nat. Acad. Amer.* **19**, 680—686, 1933, Nr. 7. Bei verschiedenen Gesteinen ergaben statische Laboratoriumsmessungen des Elastizitätsmoduls E und der Poisson'schen Konstanten kleinere Werte, als man aus der Fortpflanzung elastischer Wellen berechnet hat. Die im Laboratorium gemessene Kompressibilität von Gesteinsproben im natürlichen Zustand ist ungefähr gleich der aus der Fortpflanzung elastischer Wellen berechneten Kompressibilität, die im Laboratorium gemessene Kompressibilität der mit einer dünnen Kupferumhüllung versehenen Gesteinsproben ist größer. Die Unterschiede sind bei porösen und lockeren Gesteinen beträchtlicher als bei kompakten Gesteinen. Zum Vergleich mit den auf seismischem Wege erhaltenen Elastizitätskonstanten können bei kompakten Gesteinen statisch und dynamisch bestimmte, bei porösen und lockeren Gesteinen nur dynamisch bestimmte Werte herangezogen werden. *K. Jung.*

Genrokuro Nishimura and Kiyoshi Kanai. On the Effects of Discontinuity Surfaces upon the Propagation of Elastic Wave. I. *Bull. Earthq. Res. Inst.* **11**, 123—186, 1933, Nr. 2. Die Arbeit ist eine ausführliche Berechnung der an Diskontinuitätsflächen auftretenden Verhältnisse bei Wellenausbreitungen. *W. Schneider.*

Genrokuro Nishimura and Takeo Takayama. On Stresses in the Interior and in the Vicinity of a Spherical Inclusion in a Gravitating Semi-infinite Elastic Solid. I. *Bull. Earthq. Res. Inst.* **11**, 196—228, 1933, Nr. 2.

Genrokuro Nishimura and Takeo Takayama. On Stresses in the Interior and the Vicinity of a Horizontal Cylindrical Inclusion of Circular Section in a Gravitating Semi-infinite Elastic Solid. I. *Bull. Earthq. Res. Inst.* **11**, 229—253, 1933, Nr. 2. Rein theoretische Untersuchungen über die in den Titeln genannten Probleme. *K. Jung.*

J. Coulomb. Nature discontinue des ondes de Love. *C. R.* **197**, 525—528, 1933, Nr. 8. Die Aufzeichnungen der Oberflächenwellen zeigen vielfach, daß die im allgemeinen ständig abnehmende Periode während einiger Schwingungen konstant bleibt, die Dispersionskurve (Geschwindigkeit in Abhängigkeit von der Periode) entsprechende singuläre Punkte mit vertikaler Tangente aufweist. Die theoretische Untersuchung dieser Erscheinung unter der Annahme, daß die Oberflächenwellen ein weites, kontinuierliches Intervall von Perioden enthalten, führt auf Amplitudenabnahmen, die mit den Beobachtungen nicht übereinstimmen. Man wird annehmen müssen, daß sich die Oberflächenwellen aus einer diskontinuierlichen Folge von Wellenzügen zusammensetzen, deren Perioden in der Nachbarschaft der singulären Perioden liegen. *K. Jung.*

Mme H. Labrouste. Analyse d'ondes de Rayleigh. *C. R.* **197**, 176—177, 1933, Nr. 2. Da die Geschwindigkeit der Rayleigh-Wellen von der Periode abhängt, treten im Seismogramm Schwebungen auf, aus denen man die eigentlichen Perioden der Rayleigh-Wellen ermitteln muß. Der Verf. hat diese Untersuchungen an einem Beben durchgeführt. *W. Schneider.*

Mme Y. Labrouste. Composantes périodiques dans les ondes de Love. *C. R.* **197**, 344—346, 1933, Nr. 4. Die Verf. hat gefunden, daß die Love-

Wellen sich gruppenförmig ausbreiten, und zwar jede Gruppe mit verschiedener Geschwindigkeit, wie die nachstehende Tabelle zeigt:

Gruppe	I	II	III	IV
Periode sec	65	46	36	30
Geschwindigkeit km/sec	4,16	1,85	3,65	3,44

Weitere Untersuchungen sollen zeigen, ob das gefundene Ergebnis allgemein gültig ist. *W. Schneider.*

Takeo Suzuki. Amplitude of Rayleigh Waves on the Surface of a Stratified Medium. Bull. Earthq. Res. Inst. 11, 187—195, 1933, Nr. 2. Es wird das Verhältnis der horizontalen zur vertikalen Amplitude der Rayleigh-Wellen bei verschiedenen Schichtdicken untersucht. *W. Schneider.*

Mishio Ishimoto. La déformation de la croûte terrestre et la production des ondes sismique au foyer. Bull. Earthq. Res. Inst. 11, 254—274, 1933, Nr. 2. Es wird versucht, aus der Bewegung der Erdkruste Schlüsse auf die Entstehung der seismischen Wellen im Bebenherde zu ziehen. *W. Schneider.*

Chûji Tsuboi. Notes on the Mechanical Strength of the Earth's Crust. Bull. Earthq. Res. Inst. 11, 275—277, 1933, Nr. 2. Eine Ergänzung zu früheren Berechnungen der Spannungen, die bei Erdbeben in der Erdkruste auftreten. *W. Schneider.*

Tamaru Takurô. The Construction and Study of an Acceleration Seismograph. Bull. Earthq. Res. Inst. 11, 362—381, 1933, Nr. 2. (Japanisch mit englischer Zusammenfassung.) Es wird ein Dreikomponenten-Beschleunigungsmesser beschrieben, der auf Stationen, die nahe an Epizentren liegen, verwendet werden kann. *W. Schneider.*

H. Landsberg und A. Krebs. Summen der Telegraphendrähte und seismische Bodenunruhe. Phys. ZS. 34, 604—605, 1933, Nr. 15. Verff. gehen auf die Frage, ob das Summen der Telegraphendrähte von Windströmungen, Temperatureinwirkungen, Witterungseinflüssen oder von seismischer Bodenunruhe hervorgerufen wird, durch eine einfache Energiebetrachtung ein. Sie gehen von der Energiegleichung einer schwingenden Saite aus und finden, daß die aus der Bodenunruhe zur Verfügung stehende Energie weitaus zu klein ist, um den in Frage stehenden Effekt auszulösen. Ob die Verff. der Windströmung als Ursache den Vorzug geben, wird nicht erwähnt. *Nitka.*

H. Mögel. Echomessungen aus der Ionosphäre zur Sommer-sonnenwende. Telefunken-Ztg. 14, Nr. 64, S. 21—30, 1933, August. *Scheel.*

G. R. Wait. Variations in the small-ion content of the atmosphere and their causes. Journ. Franklin Inst. 216, 147—155, 1933, Nr. 2. Entgegen den Vermutungen mancher Autoren wird festgestellt, daß der absolute Wert des Klein-Ionen-Gehalts der Atmosphäre nicht unmittelbar von der Jahres- oder Tageszeit abhängt. Maßgebend für die Änderung ist in erster Linie nur die lokal bedingte Erzeugung und Aufzehrung der Ionen. *Schmerwitz.*

R. Stoppel. Raumladung und Wetter. Ann. d. Hydrogr. 61, 186—191, 1933, Nr. 7. Es werden Dauerregistrierungen der Einstellung zweier kurzgeschlossener Elektrometer beschrieben, von denen das eine frei in der Atmosphäre stand, während sich das andere in einem mit Sauerstoff gefüllten Glasrezipient befand. Aus den zum Teil abgebildeten Registrierkurven werden Vermutungen über Zusammenhänge zwischen der Witterung, soweit diese durch vorhergehende elektrische Faktoren bedingt sein kann, und den Kurvenschwankungen aufgestellt. *Schmerwitz.*

R. Guizonnier. Gradient de potentiel électrique et pression atmosphérique. C. R. 197, 265—266, 1933, Nr. 3. Gleichzeitige Registrierungen des elektrischen Potentialgradienten und des Atmosphärendrucks in Val Joyeux, Batavia und zwei anderen Stationen zeigen sehr deutlich Analogien in dem Verlauf der Kurven, besonders in der gleichen Lage der Maxima und Minima. Erklärungsversuche werden nicht mitgeteilt. *Schmerwitz.*

W. H. Herbert. Secular changes of the magnetic elements, Ottawa, 1500—1930. Canad. Journ. Res. 9, 94—96, 1933, Nr. 1. Eine Tabelle des Erdmagnetismus in Ottawa wird vorgelegt, welche die Werte für die verschiedenen Elemente in der Zeit von 1500 bis 1930 enthält. Auf welche Weise die Werte aus den alten Quellen, insbesondere magnetischen Karten, gewonnen worden sind, wird erwähnt. Man erkennt, daß in diesem Zeitabschnitt deutlich eine Periode von etwa 325 Jahren besteht und demzufolge die Annahme einer gleichsinnigen Änderung des Erdmagnetismus nur für kurze Zeiträume angenäherte Richtigkeit besitzt.

Schmerwitz.

Leiv Harang. Eine Untersuchung der Polarisierung des Nordlichtes. ZS. f. Geophys. 9, 162—164, 1933, Nr. 3. Um festzustellen, ob bei Nordlicht Polarisierung vorhanden ist, sind Aufnahmen mit identischen Objektiven und vorgesetzten Nicolprismen mit verschiedener Schwingungsrichtung gemacht worden. Weder diese noch Aufnahmen mit einem Wollastonprisma haben merkbare Spuren von Polarisierung ergeben. *H. R. Schulz.*

G. B. Rizzo. Le recenti indagini intorno alle ultraradiazioni. Atti dell'Accad. „Leonardo da Vinci“ 1933, 14 S. Ausgehend von den bisherigen Ergebnissen berichtet Verf. in Form einer Geschichte der Höhenstrahlung über die verschiedenen Hypothesen zur Erklärung der Natur der Höhenstrahlung. *Kühn.*

G. B. Rizzo. Misure delle radiazioni penetranti exguite sul monte Rocciamelone. Atti di Napoli (2a) 20, 20 S., 1933, Nr. 4. Mit einem Elektrometer nach Kolhörster mißt Verf. die Intensität der Höhenstrahlung in den Höhen 1810, 2840 und 3537 m und findet 5,39, 8,54 bzw. 12,70 J. Bei vollständiger Abschirmung durch 5 cm Fe ergibt sich für den höchsten der drei Meßorte als Absorptionskoeffizient $13,10 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, und für den tiefsten $6,7 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$. Verf. diskutiert diese Werte ausführlich in bezug auf Eigenschaften und Natur der Höhenstrahlung sowie deren Sekundärstrahlen. *Kühn.*

M. S. Vallarta. The Interpretation of the Azimuthal Effect of Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) 44, 1—3, 1933, Nr. 1. Verf. geht aus von den Ergebnissen von Thomas H. Johnson, von L. Alvarez und von A. H. Compton, sowie von der Theorie des Breiteneffektes von Lemaitre und dem Verf. Danach gibt es überall auf der Erde einen Kegel, in dem für Teilchen jeder gegebenen Energie alle Richtungen vorkommen können. Handelt es sich bei der Höhenstrahlung um positiv geladene Teilchen (Positronen, Protonen), so öffnet sich dieser Kegel vom westlichen Horizont, sind es negative Teilchen (Elektronen, negative Ionen), öffnet er sich vom östlichen. Aus den Überlegungen von Lemaitre und des Verf. kann der Öffnungswinkel des Kegels, gemessen vom Horizont in der Ebene durch die Vertikale, senkrecht zur Ebene des erdmagnetischen Meridians, geschätzt werden. Die Werte werden als Tabelle und Kurve dargestellt und auf die Ergebnisse der oben genannten Autoren angewendet. Verf. kommt zu dem Schluß, daß ein überwiegender Teil der Höhenstrahlung aus Positronen oder Protonen, wahrscheinlich den letzteren, besteht, jedoch sei es nicht ausgeschlossen, daß außerhalb der Atmosphäre ein Anteil negativer Teilchen vorhanden sei. *Kühn.*

Lewis M. Mott-Smith and Lynn G. Howell. *Airplane Cosmic-Ray Intensity Measurements.* Phys. Rev. (2) 44, 4—11, 1933, Nr. 1. Mit einem Wulf-Elektroskop von 500 cm³ Inhalt, gefüllt mit Argon von 75 Atm. Druck, untersuchen Verf. auf einer Anzahl von Flügen die Höhenstrahlung und kommen zu folgenden Ergebnissen: In den verschiedenen Höhen erfolgt die Absorption in Blei nicht gemäß einem Exponentialgesetz, sondern nach Art der Übergangseffekte. Da diese Erscheinung sich mit der Höhe ändert, wird sie von den Verf. genauer betrachtet. Ein täglicher Gang der Intensität ist durch Tag- und Nachtbeobachtungen in verschiedenen Höhen bei einer Meßgenauigkeit von 3 % nicht festzustellen. Auch war während der letzten Sonnenfinsternis in keiner Höhe eine solare Komponente nachweisbar. Schließlich vergleichen Verf. die Absorptionskurve aus ihren Messungen mit der aus Kolhörsters Ballonaufstiegen von 1913/14. Sie berechnen die Absorptionskoeffizienten unter der Annahme, daß die Absorption proportional der Elektronendichte ist, und finden, daß derselbe bei 17 000 Fuß einen konstanten Wert erreicht. Im Gegensatz dazu hatten Kolhörster und Tuwim bei ihrer kürzlichen Neuberechnung der Absorptionskoeffizienten ein deutliches Maximum desselben in 6000 m Höhe erhalten. *Kühn.*

Bruno Rossi. *Interaction between Cosmic Rays and Matter.* Nature 132, 173—174, 1933, Nr. 3326. Verf. hat mit seiner Koinzidenzmethode gezeigt, daß Sekundärstrahlen entstehen, wenn Höhenstrahlen Materie durchsetzen. Aus den Nebelkammerversuchen von Blackett und Occhialini folgt, daß diese Sekundären mit Schauern auftreten. Bei dreifachen Koinzidenzen, wobei die Zählrohre in den Ecken eines Dreiecks aufgestellt sind, kann man mit ziemlicher Sicherheit auf die Entstehung der Schauer in der Nähe der Zähler schließen. Danach ergibt sich: Die Schauer treten häufiger in schweren Elementen auf (Blei : Eisen : Aluminium = 4 : 2 : 1). Bei Blei wächst ihre Anzahl bis zu 20 g/cm² und nimmt bei größeren Dicken schnell ab, bei 100 g/cm² weniger als die Hälfte des Maximalwertes. Die die Schauer erzeugende Strahlung hat eine mittlere Reichweite von wenigen Zentimetern in Blei, sie kann nicht die primäre Höhenstrahlung sein. Mit noch größeren Dicken nimmt jedoch die Anzahl der Schauer sehr langsam ab. Sie werden im Absorber erzeugt, sind also Sekundäre der primären Höhenstrahlung und werden leichter absorbiert durch hochatomige Substanzen (Blei—Aluminium). Absorption und Anzahl der Schauer hängen in gleicher Weise von der Atomzahl ab. So scheint sich die Absorption hauptsächlich durch Bildung von Schauern zu vollziehen. Die Strahlen sollten eine Energie von wenigstens einigen 10⁹ eVolt besitzen, die in gewöhnlicher Weise nicht von wenigen Zentimetern Blei absorbiert werden kann. Die niedrigere Sättigung mit Sekundärstrahlen in hochatomigen Elementen kann durch deren stärkere Absorption erklärt werden, wenn die Erzeugung der Sekundären ungefähr für alle Elemente gleich ist, was nach den Absorptionsversuchen an den primären Höhenstrahlen plausibel erscheint. *Kolhörster.*

J. E. I. Cairns. *Penetrating Radiation from Thunderclouds.* Nature 132, 174, 1933, Nr. 3326. Am Huancayo Observatorium (Peru) des Dep. Terr. Magn. Carnegie Inst. Washington mit Ionisationskammern ausgeführte Versuche über durchdringende Strahlen aus Gewittern bestätigen im großen ganzen die Ergebnisse von Schonland und Viljoen (Proc. Roy. Soc. Mai 1933), nur erweisen sich über 15 bis 30 km entfernte Gewitter schon als wirksam, örtliche und bis 15 km entfernte Gewitter dagegen nicht. Westliche Gewitter waren wirksamer als östliche. Die tägliche Periode (1 bis 2 %) verlief ungefähr übereinstimmend mit dem atmosphärischen Potentialgradienten. Dies könnte mit dem Maximum der Gewitterhäufigkeit der Gegend zusammenhängen. *Kolhörster.*

Carl D. Anderson. The Discovery of the Free Positive Electron. Phys. Rev. (2) 43, 1056, 1933, Nr. 12, (Kurzer Sitzungsbericht.) Vgl. Phys. Ber. S. 1350.

Swinne.

H. U. Sverdrup. Vereinfachtes Verfahren zur Berechnung der Druck- und Massenverteilung im Meere. Geofys. Publ. 10, Nr. 1, 9 S., 1933. Da es bei der Berechnung der Druck- und Massenverteilung im Meere hinreichend ist, die Anomalien des spezifischen Volumens und der dynamischen Tiefe anstatt die Absolutwerte zu verwenden, werden Tabellen für $\Delta_{x,\tau}$, $\delta_{x,p}$ und $\delta_{\tau,p}$ wiedergegeben, die gegenüber früheren Arbeiten eine wesentlich größere Genauigkeit zulassen.

Fritz Hänsch.

W. Mörikofer. Zur Bioklimatologie der Schweiz. Dritter Teil. Die Wärme- und Windverhältnisse. S.-A. Schweiz. Med. Jahrb. 1933, 10 S.

H. Kanter. Klimatographische Witterungsschilderung. Nr. 8: Argentinien. Ann. d. Hydrogr. 61, 214—217, 1933, Nr. 7.

Fritz Reuter. Die Witterungsverhältnisse an der Kerguelen-Station, zugleich ein Beitrag zur Frage der Druckwellen auf der Südhalbkugel südlich 30° s. Br. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig (2) 5, 211—339, 1932, Nr. 4.

H. Ebert.

Martin Koller. Der tägliche Luftdruckgang. Wiener Anz. 1933, S. 174, Nr. 18. Es wird die Hypothese aufgestellt, daß die komplexe, tägliche Luftdruckschwankung aus zwei zeitlich nacheinanderliegenden, einfachen Wellen bestehe. Die Morgenwelle erweist sich mit der täglichen Temperaturzunahme der unteren Schichten innig verbunden. Die Abendwelle findet man im Temperaturgang der unteren Luftschichten zwar auch angedeutet, sie steht aber sehr wahrscheinlich mit der täglichen Temperaturabnahme der freien Atmosphäre in ursächlichem Zusammenhang. Dabei soll den Wolken als Ausstrahlungsflächen eine wichtige Rolle zufallen. Die beiden Druckwellen zeigen hinsichtlich Wellenlänge und Amplitude individuelles Gepräge, was besonders auch im jährlichen Gang ihrer Entwicklung und in ihrer Abhängigkeit von anderen meteorologischen Elementen, z. B. von der Bewölkung, zum Ausdruck kommt. Ihre in weiten Grenzen veränderlichen Amplituden dürften sich beim Studium meteorologischer und klimatologischer Fragen als brauchbar erweisen.

H. Ebert.

W. Mörikofer. Die Abhängigkeit der Sonnenstrahlungsintensität von der Meereshöhe und ihre Konsequenzen für die Organisation der lichtklimatischen Forschung. II. Congrès intern. de la lumière Kopenhagen 1932, 5 S. Um strahlungsklimatische Untersuchungen besonders für balneologische Zwecke anzustellen, genügt es, in einem strahlungsklimatologisch einheitlichen Gebiet Messungen der Sonnenstrahlung in verschiedenen Meereshöhen an wenigen Stationen durchzuführen, die mit einem guten Instrumentarium ausgerüstet sind, und sonst vielmehr das Augenmerk auf Registrierung der von Sonne und Himmel einfallenden Strahlung oder wenigstens der Sennenscheindauer zu wenden, da die Sonnenstrahlung im wesentlichen von der Meereshöhe abhängig ist und nicht so sehr von lokalen Verschiedenheiten, wie die Gesamtstrahlung von Sonne und Himmel.

Fritz Hänsch.

Anfin Røfsdal. Zur Thermodynamik der Atmosphäre. Meteorol. ZS. 50, 211—218, 1933, Nr. 6. Die Arbeit ist ein kurzer Auszug aus einer in Geophysische Publikationen erschienenen Arbeit (siehe auch früheres Referat), wobei gleichzeitig einige Fehler korrigiert werden. Die Energetik der atmosphärischen Ströme wird durch thermodynamische Betrachtungen erläutert. Naturgemäß behandelt die Unter-

suchung: die in der Atmosphäre verfügbaren kinetischen Energiemengen und die Maschinen in der Atmosphäre, die diese Energiemengen ausnutzen. Es werden also nacheinander betrachtet: Energie der Lage, innere Energie, Kondensationswärme, Energie der Druckverteilung, und zusammenfassend labile Energie einerseits und Zirkulation in Zyklone und Antizyklone, Zirkulation zwischen Boden und Höhe, die erzwungene Horizontalzirkulation, die Zirkulation in der Vertikalebene zwischen höheren und niederen Breiten und die periodischen Zirkulationen andererseits.

Fritz Hänsch.

W. Schwabl. Experimentelle Untersuchungen zur allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre. Meteorol. ZS. 50, 208—212, 1933, Nr. 6. Im Anschluß an Arbeiten von Wettin und Exner werden experimentelle Untersuchungen über bestimmte Erscheinungen der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre angestellt. Dabei treten zwei verschiedene Zirkulationsformen auf, die von Rotationsgeschwindigkeit und Temperaturgefälle abhängig sind. Es ergeben sich einetils analog den Wettinschen Ergebnissen die Zirkulationsformen der Passate und Antipassate, und andernteils Erscheinungen der allgemeinen Zirkulation höherer Breiten, wie sie schon Exner dargestellt hat. Die Grenzbedingungen werden noch besonders behandelt. Der Einfluß von Hindernissen sowohl in meridionaler als auch in horizontaler Richtung findet Berücksichtigung, wie er durch große Gebirgzüge erzeugt wird.

Fritz Hänsch.

Sigurd Evjen. Zur langfristigen Wettervorhersage. Geofys. Publ. 10, Nr. 3, 14 S., 1933. Krognett hat an Hand von Temperaturkurven verschiedener Beobachtungsstationen eine 14- und eine 27 tägige Periode nachgewiesen. Verf. baut auf diesen Untersuchungen auf und wendet die Ergebnisse auf die barometrische Unruhe an, indem er 10 jährige Beobachtungen einer ganzen Reihe von Stationen zusammengestellt. Die Arbeit ist als ein Versuch einer Witterungsvorhersage von 8 bis 14 Tagen anzusehen. Die Ergebnisse werden in Hauptregeln zusammengefaßt: das Wetter wird von 14- bis 27 tägigen Perioden beherrscht. Zeigen die Karten der Unruhe ausgeprägte Zentren mit großer Unruhe, so zeigen die Kurven von Stationen in der Nähe des Zentrums lange Perioden. Bleibt das Zentrum der Unruhe an derselben Stelle liegen, auch wenn es viel an Intensität verliert, so ist damit zu rechnen, daß es sich wieder regeneriert und dann dauernd unruhiges Wetter mit sich bringt.

Fritz Hänsch.

H. Ertel. Das Variationsprinzip der atmosphärischen Dynamik. Berl. Ber. 1933, S. 450 und 461—464, Nr. 11/13. Das Variationsprinzip für die atmosphärischen Bewegungen wird durch Erweiterung des Hamiltonschen Prinzips der stationären Bewegung in die meteorologische Betrachtungsweise eingeführt. Die isothermen bzw. adiabatischen atmosphärischen Bewegungen, von einem mit der rotierenden Erde fest verbundenen Koordinatensystem aus beurteilt, verlaufen derart, daß das Zeitintegral der durch charakteristische thermodynamische Potentiale und den Drehimpuls erweiterten Lagrangeschen Funktion ein Extremum wird.

Fritz Hänsch.

E. Dinies. Die Temperaturverhältnisse in Deutschland bei verschiedenen Luftkörpern. Ann. d. Hydrogr. 61, 182—186, 1933, Nr. 7. Anschließend an eine frühere Arbeit des Verf. (Luftkörperklimatologie) werden elf über Deutschland verteilte Stationen auf ihr Temperaturverhalten hin bei Auftreten verschiedener Luftkörper untersucht, und zwar jeweils im Mittel für die vier Jahreszeiten. Da noch nicht genügend Material vorhanden ist, werden zunächst nur die häufigsten Luftkörper betrachtet: maritime, polar maritime und kontinentale Luft. Es wird vor allem die Temperaturveränderung mit Entfernung des Luftkörpers vom Ursprungsort ermittelt.

Fritz Hänsch.

W. Wundt. Änderungen der Erdalbedo während der Eiszeit. Meteorol. ZS. 50, 241—250, 1933, Nr. 7. Die Gesamtalbedo der Erde ist zur Eiszeit um etwa 3 % höher gewesen als heute (jetzige Durchschnittsalbedo 44 %). Um das zu untersuchen, wird, ausgehend von der Einteilung der Erde in helle, mittlere und dunkle Flächen, wobei der bewölkte Teil der Erde den hellen Flächen gleichgesetzt wird, die Verteilung der Eisflächen nach geologischen Befunden festgestellt, und es werden für die peripheren Gebiete gewisse Annahmen nach der jetzigen Verteilung der Schneefälle und des Treibeises gemacht. Unter Berücksichtigung des Reflexionsvermögens ergibt sich im Durchschnitt in Übereinstimmung mit anderen Autoren eine um etwa 4° niedrigere Temperatur. *Fritz Hänsch.*

Heinz Lettau und Werner Schwerdtfeger. Untersuchungen über atmosphärische Turbulenz und Vertikalaustausch vom Freiballon aus. I. Mitteilung. Meteorol. ZS. 50, 250—256, 1933, Nr. 7. Um genauere Kenntnis über den Bewegungszustand der Luft in der Vertikalen zu erhalten, die es dann gestattet, die atmosphärische Austauschgröße unmittelbar zu errechnen, wurde am 5. März 1933 eine Freiballonfahrt unternommen. Gemessen wurde mit einem Prechtschen temperaturkompensierten Druckvariometer, einem von Albrecht ausgebildeten Widerstandsananemometer, einem Windrädchen von Spindler und Hoyer, einem Abmannschen Aspirationspsychrometer und einem Flugzeugmeteorographen. Mit Hilfe eigener, Ertelscher und Hesselbergerscher theoretischer Ableitungen werden die mittleren Mischungswege, ihre mittlere quadratische Streuung, die mittlere Halbperiodendauer der vertikalen Luftschwingungen, die Austauschwerte und ihre prozentualen Fehler errechnet. Die Fahrt wird eingehend diskutiert. Weitere Turbulenzmeßfahrten bei anderen Wetterlagen sind geplant. *Fritz Hänsch.*

K. Langbeck. Instabilitätsbildung infolge Übersättigungserscheinungen des Wasserdampfes. Meteorol. ZS. 50, 256—260, 1933, Nr. 7. Die Arbeit stellt den ersten Teil einer größeren Untersuchung über das Verhalten des Wasserdampfes in der Atmosphäre dar. Dabei wird zunächst Sättigung, Dichte und Temperaturänderung in gegenseitigen Zusammenhang gebracht. Welche Höhenschicht wir auch heranziehen, überall ändert sich die Dichtigkeit bei einer Sättigungszunahme um 100 % um einen nur von der Temperatur abhängigen Betrag. Die Bedingungen für die Ausbildung einer Instabilitätsschicht sind um so günstiger, je stärker sich die Erwärmung bis in höhere Luftschichten durchsetzen kann. Es lassen sich aus entsprechend starken Übersättigungserscheinungen ohne weiteres Auftriebsmomente herleiten, die eine Instabilität besser erklären als bisher. Instabilitätsbildung infolge Wasserdampfanreicherung erscheint also möglich, wenn auch im Augenblick meßtechnisch die Bestimmung der Übersättigung noch nicht erreicht ist. *Fritz Hänsch.*

H. Ertel. Mittelwerte turbulenter Schwankungen und Austauschkoefizient. Meteorol. ZS. 50, 275—276, 1933, Nr. 7. Als Maß der Unruhe der betrachteten Erscheinung wird häufig die durchschnittliche Schwankung oder auch die mittlere quadratische Schwankung benutzt. Diese Mittelwerte gestatten aber eigentlich keinen Schluß auf den Austauschkoefizienten. Da sie uns aber die Lage des Intervalles der Schwankungen angeben, das zum Austauschkoefizienten prozentual den größten Anteil liefert, sind sie zur Beurteilung trotzdem verwendbar, was an Hand von Formeln mathematisch nachgewiesen wird. *Fritz Hänsch.*

Karl Grießbach. Korrelation von Luftdruckwellen der Nordhemisphäre. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig (2) 6, 1—67, 1933, Nr. 1. Es wird

untersucht, in welchem Maße sich bei Zugrundelegung des Wellenbegriffes die Beziehungen des Luftdruckverlaufes entfernter Stationen korrelationsmäßig ausdrücken lassen. Als Bezugspunkt wird Reykjavik gewählt. Zur Verfügung stehen die beiden Winter 1923/24 und 1924/25. Für jede der 300 Stationen werden die ersten neun Glieder der Fourier-Reihe errechnet, und zwar für ein Intervall von jeweils 72 Tagen. Nach Zeichnung der Isokorrelatenkarten der einzelnen Wellen (im wesentlichen Übereinstimmung mit den Isophasen) werden Korrelationskoeffizienten ermittelt, die einer Superposition von zwei bis neun Wellen entsprechen. Je kurzperiodischer die Schwingung, desto geringer ist die Änderung des Korrelationskoeffizienten. Der Korrelationskoeffizient ist im großen und ganzen durch die vier ersten dominierenden Wellen bestimmt, so daß für die weitere Untersuchung nur diese berücksichtigt werden. Diese Methode hat den Wert, die den Luftdruckverlauf bedingenden Faktoren zu erfassen. Es wird so ein klares Bild der Wirkungsweise jeder dominierenden Welle auf der Nordhemisphäre erlangt. Schließlich wird noch eine Darstellung der Streuungsellipsen gegeben, und zwar unter der Voraussetzung, daß die Luftdruckbeobachtungen dem Gaußschen Fehlerverteilungsgesetz gehorchen.

Fritz Hänsch.

H. Rauscher. Zählungen von Kondensationskernen in geschlossenen Gefäßen. Wiener Anz. 1933, S. 198—200, Nr. 18. Mittels eines nach Angaben von Prof. Benndorf verbesserten Kernzählers wird die Veränderung der Kernzahl in Luft, die sich in einem hermetisch abgeschlossenen Gefäß befindet, mit dem Ablauf der Zeit bestimmt. Dabei ergibt sich: Die Kernzahl nimmt ziemlich genau nach einem Exponentialgesetz mit der Zeit ab, $N = N_0 e^{-\lambda t}$. Der Abfall der Kernzahlen erfolgt um so rascher, je kleiner das Gefäß ist. Wird im Gefäß ein elektrisches Feld erzeugt, so nimmt die Kernzahl rascher ab als ohne Feld. Die Halbierungszeit für thermisch erzeugte Kerne ist ungefähr die gleiche, wie für die natürlichen in der Luft befindlichen Kerne.

Fritz Hänsch.

K. Kähler. Luftelektrische und Staubmessungen in Assuan. Meteorolog. ZS. 50, 277, 1933, Nr. 7. Ein Referat über Messungen von Lohmeyer und Dorno, das im Auszug alle wichtigen Zahlenangaben der Arbeit bringt. Die Messungen ließen den Schluß zu, daß die Kondensationskerne in der Wüste nicht wassergebunden, sondern staubgebunden sind.

Schmerwitz.

E. Gherzi. Note sur les ondes longues Z enregistrées à Zikawei par la composante verticale Galitzine au passage des secteurs chauds des cyclones extratropicaux. Gerlands Beitr. 38, 16—18, 1933, Nr. 1.

W. Linke.

R. Spitaler. Die Extreme der kalten und warmen Sommer und Winter während der Eiszeit. Gerlands Beitr. 39, 300—315, 1933, Nr. 2/3. Der Verf. berechnet auf 1 400 000 Jahre zurückreichend die genauen Daten für die Perihelstellungen $\Pi = 90^\circ$ und 270° und für die seiner Ansicht nach für Gletscher-rückzug bzw. Vergletscherung entscheidenden $\Pi = 135^\circ$ und 315° und die zugehörigen Winter- und Sommertemperaturen für die nördlichen Breiten 40, 50 und 60° . Aus der Tabelle ist die Chronologie der Eiszeiten ersichtlich.

Ferd. Steinhäuser.

R. Spitaler. Die mittleren Temperaturen der beiden Hemisphären der Erde. Gerlands Beitr. 39, 316—319, 1933, Nr. 2/3. Auf Grund früher vom Verf. angegebener Mitteltemperaturen für die einzelnen Breitenkreise von 5 zu 5 Graden wird für die ganze nördliche Halbkugel als Mitteltemperatur $22,5^\circ$ im Juli und $8,2^\circ$ im Januar, für die südliche Halbkugel $17,0^\circ$ im Januar und $9,9^\circ$ im Juli, und für die ganze Erde $12,6^\circ$ im Januar und $16,2^\circ$ im Juli gefunden.

Außerdem sind für eine reine Land- und für eine reine Wasserhemisphäre die entsprechenden Mittelwerte angegeben. *Ferd. Steinhäuser.*

Pierre Berger. Sondages aérologiques et vent au gradient en Suisse. Arch. sc. phys. et nat. (5) 14, 159—185, 203—225, 241—278, 307—350, 1932, Mai/Juni, Juli/August, September/Oktober, November/Dezember; 15, 47—79, 143—196, 1933, Januar/Februar und März/April. *H. Ebert.*

Walter Grundmann. Über Fehlerquellen bei Feuchtigkeitsmessungen mit Haarhygrometer. ZS. f. Instrkde. 53, 350—355, 1933, Nr. 8. Inhalt der Arbeit deckt sich im wesentlichen mit der in Phys. Ber. S. 1071 referierten Arbeit. *H. Ebert.*

Walter Grundmann. Der Einfluß des Stadtdunstes auf die Trübung der Atmosphäre im Spiegel von Aktinographenaufzeichnungen. Strahlentherapie 47, 595—598, 1933, Nr. 3. Verf. hat mit zwei registrierenden Aktinometern die Sonneneinstrahlung an zwei verschiedenen Punkten in der Nähe von Breslau miteinander verglichen und je nach der Windrichtung und Windstärke größere Unterschiede gefunden, die durch die Verschiebung der von der Stadt erzeugten Dunstschicht gedeutet werden. Zwischen beiden Meßorten werden Unterschiede bis zu 40 % gefunden. Für Breslau scheint eine Windstärke von mindestens 10 bis 12 m/sec nötig zu sein, um den Einfluß des Stadtdunstes auf einen unmeßbaren Wert herabzudrücken. Bei Windstille können die Einstrahlungsunterschiede zwischen Stadtmitte und Land über 60 % betragen. *Behnken.*

Otmar Eckel. Ein Jahr Intensitätsmessungen der Sonnenstrahlung in Traunkirchen (Ober-Österreich). Meteorol. ZS. 50, 261—264, 1933, Nr. 7.

Werner Giere. Grundsätzliches zur Reduzierung von 16 auf 8 Windrichtungen. Meteorol. ZS. 50, 265—267, 1933, Nr. 7. *Scheel.*

Wilhelm Schmidt. Zur Prüfung von Niederschlagsmessern. Der Größe und Bauart nach verschiedene Regenmesser wurden gleichzeitig an einer Stelle in der Ebene des Marchfeldes aufgestellt. Mit diesen wurden Messungen von April 1931 bis Mai 1932 durchgeführt. Es zeigte sich, daß die großen Regenmesser im allgemeinen mehr Niederschlag ergaben als die kleinen. Die Wirkung verschiedener Vorrichtungen, wie Schutztrichter, Trichtereinsatz und Schneekreuz, konnten hiernach beurteilt werden. *Schmerwitz.*

Karl Lüdemann. Untersuchung an einem Tachymetertheodolit mit Schraubenentfernungsmesser. ZS. f. Instrkde. 53, 337—343, 1933, Nr. 8.

R. Masek. Korrosions- und Rostschutz bei meteorologischen Instrumenten. Feinmech. u. Präzision 41, 115—117, 1933, Nr. 8.

Otto Keunecke. Über den Stand der geoelektrischen Methoden der angewandten Geophysik für die Aufsuchung von Erdöllagerstätten. Petroleum 29, Nr. 30, S. 5—6, 1933. *H. Ebert.*

R. Köhler. Resonanzschwingungen des Untergrundes und ihre Bedeutung für Gebäude. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 14, 12—13, 1933, Nr. 1. Kurzer Bericht über experimentelle Untersuchungen des geophysikalischen Instituts Göttingen (vgl. ZS. f. Geophys. 8, 461 ff., 1932). *K. Jung.*

Register der Geophysikalischen Berichte

1. Allgemeines

- G. Angenheister. Louis Agricola Bauer † 1.
I. A. Fleming. Louis Agricola Bauer 25.
Bauer memorial number 53.
A. Nippoldt. Louis Agricola Bauer and terrestrial magnetism 53.
G. W. Littlehales. Louis Agricola Bauer in the progress of science as exemplified in terrestrial magnetism 53.
H. U. Sverdrup. Cooperative work of the department of Terrestrial Magnetism under the directorship of Louis A. Bauer 53.
J. de Moidrey. Louis A. Bauer and the Zi-Ka-Wei Observatory 53.
H. D. Harradon. Principal published papers of Louis A. Bauer 53.
K. Sezawa. Professor Kyoji Suyehiro † 53.
A. Schmauss. Albert Wigand † 85.
L. Weickmann. Albert Wigand † 133.
H. D. Harradon. Harlan Wilbur Fisk, 1869–1932 161.
A. Nippoldt. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft 25.
O. Baschin. Russische Nordpolforschung 25.
Fritz Loewe. Deutsche Grönlandexpedition Alfred Wegener 53.
Kurt Wegener. Geophysikalische Forschungen der beiden letzten Jahre in den Polargebieten 53.
— Wissenschaftliche Ergebnisse der Deutschen Grönland-Expedition Alfred Wegener 69.
L. Weickmann. Beobachtung von Strukturböden während der Polarfahrt des „Graf Zeppelin“, Juli 1931 24.
Erich v. Drygalski. Das Meteorwerk 10.
Annual Report of the Director of the Department of Terrestrial Magnetism 85.
Annual Report of the Director of the Mount Wilson Observatory 85.
Franz Baur. Notwendigkeit eines großen Beobachtungstreffes bei statistischen Untersuchungen 111.
Joseph Kölzer. Normung im meteorologischen Meßwesen 113.
Standard time throughout the world 133.
F. Hopfner. Darstellung einer gebietsweise harmonischen Funktion durch eine harmonische Funktion 85.

Zeitschrift für Geophysik. 9. Jahrg.

- Ulrich Chorus und Fritz Levi. Luftelektrische Erscheinungen und Witterungseinflüsse auf den Menschen 1.
F. Linke. Einfluß geophysikalischer Vorgänge und Zustände auf den menschlichen Organismus 85.
B. Hrudíčka. Erste instrumentelle meteorologische Beobachtungen in Prag 113.
Hugo Lange. Älteste Erwähnung eines Kompasses in einem Inventarverzeichnis 161.

2. Apparate und Meßmethoden

- Erich Emschermann. Theoretische Erörterungen zur zentrischen Schachtlotung mit mehreren Gewichten 114.
E. O. Hulburt. Experiments with the Bubble Sextant at Sea 114.
J. de Graaff Hunter. Principle of Time Observation, especially for Determination of Longitude 54.
E. v. Angerer und H. Funk. Untersuchung von Erdgasen auf Heliumgehalt 114.
Robley D. Evans. Fusion method for determining the radium content of rocks 71, 115.
— Technique for the Determination of the Radioactive Content of Liquids 114.
H. Fuss. Pendelkreis der Askania-Werke 86.
Geophysical earth tester 133.
Friedrich Hernegger. Empfindlicher Urannachweis in Quellwässern und Quellsedimenten 71.
K. Lüdemann. Theodolitbussole 132.
Modern Radio-Meteorograph 53.
Bruno Rossi. Efficiency of the Geiger-Müller Counter 26.
Vilho Väisälä. Entwicklung der radio-meteorographischen Methoden 26.
S. K. Banerji and K. N. Sohoni. Hydraulic Seismographs 114.
E. Becker. Hängetheodolite Brandenberg-Hildebrand 53.
Hugo Benioff. Vertical seismograph 70.
A. Berroth. Theorie gravimetrischer Instrumente nach dem Prinzip der bifilaren Aufhängung 55.
William Bowie. Developments in gravity apparatus 115.

- C. Bois. Séismographes pour l'inscription de la composante verticale du mouvement du sol 26.
- E. C. Bullard. Effect of a magnetic field on relative gravity determinations with invar pendulums 133.
- G. Fanselau. Schwingungsmesser 87.
- Hans Gebelein. Abrollende physikalische Pendel 2.
— Störungen von Pendeluhrn durch Bodenerschütterungen 159.
- Ida Gennaro. Costantistrumentali dell'apparato bipendolare 69.
- P. W. Glover. Tables for facilitating the solution of Wiechert's equation 133.
- H. Haalek. Entwicklung des statischen Schweremessers 86.
- A. Lallemand. Stroboscopie d'un pendule de gravité à l'aide d'une lampe de télévision 55.
- Karl Lüdemann. Tachymetertheodolit mit Schraubenentfernungsmesser 172.
- H. Martin. Genauigkeit von Pendelkontakten und Einfluß des Steigrades einer Pendeluhr auf die Schwingungsdauer des Pendels 85.
- O. Meisser. Logarithmisches Dekrement von Pendeln 85.
- George E. Merritt. Applications of interferometric tiltmeters in the problems of geophysics 2.
- G. Petrucci. Bilancia gravimetrica e magnetica 25.
- A. Proviero. Smorzamento dei sismografi 26.
- A. O. Rankine. Observations with a gravity-gradiometer 25.
- Lewis F. Richardson. Third-order aberrations of seismograph springs 87.
- M. Rössiger. Theorie des Blattfederseismographen 58.
- G. Schmerwitz. Einfluß der Schneidenlagerung auf die Meßgenauigkeit geophysikalischer Instrumente 69.
— Experimentelle Ergänzungen zur Theorie des abrollenden Pendels 69.
— Schneidenlagerung 133.
- M. Schuler. Einfluß der Schneidenlagerung auf die Meßgenauigkeit geophysikalischer Instrumente 85.
- J. E. Shrader. Tri-dimensional vibrograph 87.
- R. Tomaschek und W. Schaffernicht. Messung der zeitlichen Schwankungen der Schwerebeschleunigung mit Gravimetern 133.
- Wilhelm Volkmann. Foucaultscher Pendelversuch 25, 69.
- Josef Zahradniček. Resonanzmethode für die Messung der Gravitationskonstante mittels der Drehwaage 70.
- L. F. Bates. Apparatus for the measurement of the earth's magnetic field 98.
- W. Ende und M. H. Gloeckner. Trägheitsloser Flugzeugkompaß 93.
- G. Goubau und J. Zenneck. Methode zur selbsttätigen Aufzeichnung der Echos aus der Ionosphäre 98.
- St. Kalinowski. Elektrische Meßmethode der Horizontalintensität 98.
- J. B. Ostermeier. Hochempfindliche magnetische Feldwaage 94.
- W. J. Peters. Distribution of mass in marine compasses 74.
- M. Tenani. Principi costruttivi delle bussole magnetiche 139.
- L. Prandtl. Vereinheitlichung der Vektorschreibweise in der Meteorologie 53.
- E. Reichel. Methodische Bemerkungen zur Bearbeitung von Eintritts- und Andauerzeiten 24.
- J. W. Sandström. Verwendung der Periodogramm-Analyse 69.
- Max Schuler. Berechnung der Gleichgewichtslage von gemessenen Schwingungen auf Grund der Fehlertheorie 1.
- Fritz Albrecht. Meßgerät für die Messung des Wärmeumsatzes im Erdboden 3.
- W. Lawrence Balls. Capacitance HygroscoPy and its Applications 54.
— Rapid Estimation of Water-Content in Undisturbed Soil and in Bales of Cotton 54.
- S. K. Banerji and H. M. Wadia. Evaporation and its measurement 113.
- H. E. Beckett and A. F. Dufton. Photographic method of determining daylight factors and periods of insolation 83.
- Willy Bein, Heinz-Günther Hirsekorn und Lotte Möller. Konstantenbestimmungen des Meerwassers 161.
- A. Büdel. Photogrammetrische Methode zum Studium der Strömungs- und Austauschvorgänge 27.
- K. Büttner und E. Sutter. Spektrale Durchlässigkeit von Filtern für Aktinometer, Photozelle und Auge 25.
- A. K. Das. Instrument for studying temperature inversions in the free atmosphere 27.
- P. Dubois. Ferneffektiv - Aktinometer 129.
- P. Duckert und W. Kopp. Läßt der heutige Stand der Instrumententechnik aerologisch einwandfreie Flugzeugmessungen zu oder nicht? 27.

- A. F. Dufton. Measurement of solar radiation 70.
- H. Ebert und A. Pfeiffer. Wirkungsweise des Psychrometers und ihre Erklärung 86.
- G. Falckenberg. Kritik am Ångströmschen Pyrgeometer 26.
- F. A. Gould and J. C. Evans. New form of barostat 133.
- Walter Grundmann. Einfluß der Haarverschmutzung auf die Anzeigegenauigkeit der Haarhygrometer 111.
- E. Hasché. Absorptionsvermögen des Ångströmschen Pyrgeometers für Strahlung im Bereich von $\lambda = 0,6 \mu$ bis $\lambda = 50 \mu$ 130.
- V. F. Hess and C. O'Brochain. Error in the marking of an Aitken „Pocket dustcounter“ 71.
- Improved observatory barometer 2.
- Osc. V. Johansson. Beaufortskala in einfachen Formeln und Gedächtnisregeln 113.
- C. Kassner. Taschenwinkelmesser (Jakobstab) 1.
- Herbert Kirsten. Technische Windmessungen 67.
- E. Kleinschmidt. Erklärung der Wirkung des Sprung-Fuessschen Laufgewichtswaagebarographen 2.
- W. E. Knowles Middleton. Source of error in measuring radiation on a horizontal surface 2.
- Rud. Loewenstein. Freilaufzeichnung von Flügelrad-Anemometern für kleine Geschwindigkeiten 87.
- R. Masek. Korrosions- und Rostschutz bei meteorologischen Instrumenten 172.
- Jûichi Obata und Takehiko Tesima. Acoustical Properties of the Japanese Wind Instruments, Syakuhati 132.
- H. Ohrt. Stationsbarometer 114.
- A. Pfeiffer. Erklärung der Wirkung des Sprung - Fuessschen Laufgewichtswaagebarographen 2.
- Temperaturabhängigkeit des Haarhygrometers 86.
- Leo Wenzel Pollak. Niederschlags-sammler 25.
- M. Robitzsch. Bimetallaktinograph Fuess-Robitzsch 25.
- J. W. Sandström. Windmesser 54.
- Teiji Sano. Lag of the marine barometer 2.
- Alfred Schwartz. Farbenveränderung hygroskopischer Metallsalze und ihre Verwendung zur Feuchtigkeitsmessung 113.
- Hans Robert Scultetus. Erfahrungen mit dem Zeisschen vereinfachten Theodoliten für graphische Ballonaufnahmen 114.
- J. E. Sears and J. S. Clark. Primary Standard Barometer 69.
- Zd. Sekera. Lichtelektrische Messung der Himmelspolarisation 161.
- R. Süring. Potsdamer Pyrheliometer für Absolutmessungen 161.
- J. F. Townsend. Home-made electrically-driven psychrometer 87.
- G. R. Wait. Aitken pocket nuclei-counter 87.
- Kurt Wegener. Barometrische Höhenmessung 114.
- F. J. W. Whipple. Wet-and-dry-bulb hygrometer 86.
- H. Wörner. Empfindlichkeit des Aktinographen nach Robitzsch 161.
- M. Ziegler. Directional Effect of the Single Hot Wire Anemometer 71.

3. Bewegung und Konstitution der Erde; Schwere

- Rotation, Umlauf, Präzession, Nutation, Polschwankung, Zeitbestimmung
- L. Courvoisier. Ableitung der Bahngeschwindigkeit der Erde aus der auf Grund der Lorentz-Kontraktion bestimmten Absolutbewegung 88.
- Herman L. Fairchild. Earth rotation and river erosion 27.
- Biagio Giannelli. Effetto della resistenza dell'aria sopra la deviazione dei gravi cadenti 27.
- Hermann John. Kinematische Modelle der irdischen Trägheitsbewegung 55.
- Wilhelm Michael. Die Erde, gebremst, beschleunigt, abgelenkt, — erlebt Erdbeben, Taifune, Tornados usw. 134.
- Yosio Okasaki. Photographic method of Recording the Angle of the Earth's Rotation by the Foucault Pendulum 71.
- R. Tomaschek und W. Schaffernicht. Nachweisbarkeit einer Lorentz-Kontraktion der Erde 88.
- Figur der Erde, Masse, Schwere, Isostasie
- (Siehe auch Apparate und Meßmethoden, Angewandte Geophysik)
- F. Ackerl. Abschätzung von Geoid- undulationen und Abplattung 3.
- Franz Ackerl. Schwerkraft am Geoid 4.

- A. Berroth. Variation der Schwere durch Sonne und Mond unter Berücksichtigung der dynamischen Meereszeiten 90.
— Möglichkeit der Triangulationsverbindung mit dem amerikanischen Kontinent 160.
- E. C. Bullard. Observation of Gravity by Means of Invariable Pendulums 137.
- S. Finsterwalder. Hauptaufgabe der Photogrammetrie 160.
- A. v. Flotow, A. Berroth, H. Schmehl. Relative Bestimmung der Schwerkraft in Norddeutschland 132.
- E. A. Glennie. Crustal warpings 136.
- R. Goudey. Mesures de gravité faites au moyen de l'appareil Holweck-Lejay 137.
- B. L. Gulatee. Figure of the earth 116.
- Kenneth Hartley. Measurement of the Gravitational Effect of the Moon 116.
- W. Haubold. Bestimmung der Geländekorrektur bei Messungen mit Eötvöschenschen Drehwaagen 57.
- F. Holweck. Pendule élastique sensible 57.
— et P. Lejay. Perfectionnements au Pendule de Gravité 57.
— — Compensation du réseau gravimétrique européen 89.
- F. Hopfner. Fragen der physikalischen Geodäsie 115.
- K. Jankowski. Asymétrie de la terre 55.
- Harold Jeffreys. Figure of the earth 3.
- Jordan-Eggert. Handbuch der Vermessungskunde 113.
- Karl Jung. Abschätzung von Geoidundulationen und Abplattung 3.
— Randwertaufgabe der Geodäsie und Bestimmung der Geoidundulationen aus Schweremessungen 28.
— Randwertaufgabe der Geodäsie 56.
- F. Kaselitz. Integrator zur Berechnung von Schwerewerten 56.
- E. Kleinschmidt. Zeitliche Änderungen der Schwerkraft 162.
- E. Lange. Vorarbeiten zur internationalen Längenvermessung 1933 69.
- P. Lejay. Établissement de la carte gravimétrique du nord de la France 58.
— et G. Costes. Emploi du gravimétry à grande distance des stations de référence 137.
- Wilhelm Maier. Vulkanismus und Isostasie 136.
- F. A. Vening Meinesz. Gravity Expedition in the Atlantic 58.
— Schwerkraft auf dem Meere 89.
- Hantaro Nagaoka. Fluctuations in Secular Variation of the Rotation of the Earth and Volcanic Eruptions 116.
- Karl Oltay. Relative Schwerkraftmessungen zwischen Budapest und Wien 89.
- Henry Norris Russell. Attraction of spheres 116.
- H. Schmehl. Zweipendelverfahren bei relativen Schweremessungen 56.
- Harlan T. Stetson. Variation Effect in Latitude, Correlatable with the Moon 90.
- R. Stoneley. Crustal warping hypothesis 136; E. A. Glennie. Bemerkungen 136.
- R. Tomaschek und W. Schaffernicht. Zeitliche Änderungen der Schwerkraft 72, 162.
— — Periodische Veränderungen der Vertikalkomponente der Schwerebeschleunigung in Marburg 136.
- R. Wavre. Potentiel newtonien et topologie 24.
- Temperatur, Zusammensetzung, Aggregatzustand der Erde, Geochemie, Alter der Erde
- Émile Belot. Âge de l'Univers et âge de la Terre 162.
- F. Běhounek und W. Santholzer. Radioaktivität der Gesteine aus dem Uranpecherzbergbaurevier von St. Joachimsthal 4.
- Reginald A. Daly. Depths of the earth 134.
- Robley D. Evans. Fusion Method for Determining the Radium Content of Rocks 71, 115.
— Uranium and Thorium Content of Rocks Determined from their Surface Radiation 162.
- E. Gehrcke. Zeitbestimmungen an Gesteinen jüngerer geologischer Epochen 135.
- Ellen Gleditsch and Bergliot Qviller. Uranothorites from the Arendal district, Norway 28.
- Heinrich Gräven. Bestimmung von Uran und Thorium an Gesteinshandstücken 28.
— und Gerhard Kirsch. Radioaktivität der jungpräkambrischen Granite Südfinnlands 28.
- Morisô Hirata. X-Ray Diffractions by Volcanic Glasses and Ashes 4.
- Arthur Holmes. Thermal history of the earth 134.

- Satoyasu Iimori, Jun Yoshimura and Shin Hata. Occurrence of Feebly Radioactive Lateritic Soil in Japan 4.
- Ernst Jänicke. Ist das Erdinnere fest? 134.
- Gerhard Kirsch. Bedeutung der Radioaktivität für die Geschichte der Erde 56.
- Edelgase 115.
- Yošio Kodaira. Periodic Heating and Cooling of a Semi-infinite Solid 135.
- E. Kronmann. Geochemie des Rheniums 4.
- R. M. Langer and R. W. Raitt. New Kind of Radioactivity 115.
- J. Moniak et Stanisław Zych. Température dans le forage profond de Chiech ocinek 162.
- O. B. Muench. Age of a Canadian cyrtolite 116.
- Charles Snowden Piggot. Isotopes of Uranium, Thorium and Lead, and Their Geophysical Significance 71.
- J. H. J. Poole. Radioactivity of Samarium and Formation of Hibernium Halos 115.
- D. Riabouchinsky. Interprétation hydrodynamique de la périodicité des taches solaires 28.
- Robert Schwarz. Künstliche Umwandlung von Feldspat in Kaolin 88.
- Wm. D. Urry. Radium Content of Basalts and Some Accessory Minerals. Occurrence of Radium, Uranium and Potassium in the Earth 135.
- J. H. L. Vogt †. Average composition of the earth's crust 4.
- W. Vogt. Radioaktive Gesteinsuntersuchungen mit dem Geiger-Müllerschen Zählrohr 89.
- Forrest Western and Arthur E. Ruark. Actinouranium and Geologic Time Scale 89, 116.
- 4. Veränderungen und Bewegungen an der Erdkruste; Seismik**
- Tektonik, Vulkanismus, Vereisung
- Robert Balk. Viscosity problems in igneous rocks 56.
- S. v. Bubnoff. Bewegungsanalytische Studien 137.
- P. Dive. Viscosité du fluide terrestre dans un modèle réduit 73.
- Ernst Jänicke. Schrumpfung der Erde 28.
- E. Krenkel. Älteste Orogenesen der Erdkruste 91.
- Ph. H. Kuenen. Undulation-theory of van Bemmelen 60.
- K. Lüders. Sediment und Strömung 91.
- André Mercier. Théorie des dérivés continentales 162.
- Friedrich Nölke. Vorgeologische Entwicklung der Erde als Schlüssel zum Verständnis der geologischen Entwicklung 27.
- Kritische Rechtfertigung der Kontraktionshypothese 88.
- G. Ponte. Fumarole vulcaniche 117.
- Richard Uhden. Entstehung der Wüstentäler 4.
- Joseph Devaux. Economie radio-thermique des champs de neige et des glaciers 163.
- R. Spitaler. Letzte Phase der Eiszeit in Skandinavien und Nordamerika 4.
- Sommerliche Temperaturkurve während der Eiszeit 4.
- Diluviale Eiszeit im Äquatorialgebiete 135.
- Elastische Deformationen, Seismizität, Seismik
(Siehe auch Apparate und Meßmethoden, Angewandte Geophysik)
- G. Agamennone. Ipocentri sismici dei Colli Laziali 138.
- Periodicità diurno-notturna dei terremoti 138.
- C. Alessandri. Velocità apparente di propagazione superficiale dei terremoti in rapporto con la profondità ipocentrale 117.
- R. W. van Bemmelen. Geophysical foundations of the Undulation-theory 116.
- Heinr. Blut. Theorie der Reflexion und Brechung elastischer Wellen an Unstetigkeitsflächen 5.
- C. Bois. Procédés pour augmenter la période des sismographes destinés à l'inscription de la composante verticale des mouvements du sol 90.
- C. E. Brazier et L. Génaux. Remarques concernant le séisme du 2 mars 1933 91.
- J. Coulomb. Nature discontinue des ondes de Love 164.
- Charles Davison. Eleven-year Period of Earthquake Frequency 138.
- Nineteen-year Period of Earthquake Frequency and its Connexion with the Nutation Period of the Earth 138.

- J. A. Fleming. Seismological station at the Huancayo Magnetic Observatory in Peru 91.
- S. Fujiwara. New Term in the Equation of Motion in Hydrodynamics and in the Theory of Elasticity 138.
- E. Gherzi. Ondes longues enregistrées à Zikawei par la composante verticale Galitzine au passage des secteurs chauds des cyclones extratropicaux 171.
- E. De Golyer. Applications of seismic methods to submarine geology 6.
- H. Gräfe. Nordtiroler Beben vom 8. Oktober 1930 92.
- Takahiro Hagiwara. Influence of Solid Friction on Dynamical Magnification 116.
- Ernest A. Hodgson. Probability methods for the determination of earthquake epicentres 117.
- Akitune Imamura. Atlantic Earthquake of June 27, 1929 74.
- Mishio Ishimoto. Existence d'une source quadruple au foyer sismique 6.
- Échelle d'intensité sismique et accélération maxima 29.
- Déformation de la croûte terrestre et la production des ondes sismique au foyer 165.
- Harold Jeffreys. Rediscussion of some near earthquakes 91.
- and K. E. Bullen. Corrections to the Times of the *P* Wave in Earthquakes 73.
- Heinrich Jung. Laufzeitkurve und Ausbreitung der elastischen Raumwellen im Erdinnern 59.
- Schattenwirkung des Erdkerns für die seismischen Raumwellen 117.
- R. Köhler. Resonanzmethode als Hilfsmittel bei seismischen Untersuchungen 59.
- Mme H. Labrouste. Analyse d'ondes de Rayleigh 164.
- Mme Y. Labrouste. Composantes périodiques dans les ondes de Love 164.
- J. Lacoste. Séisme à épiceutre méditerranéen 29.
- H. Landsberg. Seismizität des Mainzer Beckens und seiner Randgebirge 117.
- Seismische Bodenunruhe 137.
- und A. Krebs. Summen der Telegraphendrähre und seismische Bodenunruhe 165.
- P. A. Loos. Erklärung der argentinisch-chilenischen Erdbeben 91.
- Takeo Matuzawa und Takaharu Fukutomi. Merkwürdige Wellengruppen bei Erdbeben in Kwantô und vorlaufender Teil der Erdbebenbewegungen 29.
- Ch. Maurain. Remarques concernant le séisme du 2 mars 1933 91.
- Nagaho Mononobe and Haruo Matsuo. Earth Pressure during Earthquakes 74.
- H. K. Müller. Beobachtung von Sprengungen in drei Komponenten 59.
- Kinkiti Musya. Luminous Phenomena accompanying Earthquakes 30.
- H. Nagaoka. Variations of Latitude and Great Earthquakes 6.
- Hantaro Nagaoka. World-shaking Earthquakes and the Variation of Latitude 73.
- Genrokuro Nishimura. Expressions of the Deformation of a Semi-infinite Elastic Body due to the Temperature Variation 5.
- and Kiyoshi Kanai. Effects of Discontinuity Surfaces upon the Propagation of Elastic Wave 164.
- and Takeo Takayama. Effect of a Spherical Cavity on the Equilibrium of the Gravitating Semiinfinite Elastic Solid 6.
- — Stresses in the Interior and in the Vicinity of a Spherical Inclusion in a Gravitating Semi-infinite Elastic Solid 164.
- — Stresses in the Interior and the Vicinity of a Horizontal Cylindrical Inclusion of Circular Section in a Gravitating Semi-infinite Elastic Solid 164.
- Franz Baron Nopcsa. Beziehungen zwischen Luftdruckänderungen und Erdbeben 139.
- A. Ramspeck. Zusammenhang zwischen Boden- und Gebäudeschwingungen 60.
- Boden- und Gebäudeschwingungen 92.
- Oswald v. Schmidt. Brechungsgesetz oder senkrechter Strahl? 58.
- F. J. Scrase. Characteristics of a Deep Focus Earthquake 73.
- Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Amplitudes of *P*- and *S*-waves at Different Focal Distances 5.
- Seismometrical Report 28.
- Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Reflection and Refraction of Seismic Waves in a Stratified Body 73.
- — Vibrations of a Two- or Three-storied Structure 74.
- A. Sieberg. Erdbeben und Bruchschollenbau im östlichen Mittelmeergebiet 60.
- L. B. Slichter and V. Gavrilovich Gabriel. Computations of the reflection of seismic waves at solid boundaries 117; L. B. Slichter. Surface motions due to reflections in a layered crust 117.

- V. P. de Smitt. Earthquakes in the North Atlantic as related to submarine cables 6.
- R. Stoneley. Deep-focus earthquakes 6.
- Takeo Suzuki. Amplitude of Rayleigh Waves on the Surface of a Stratified Medium 165.
- Tamaru Takurô. Construction and Study of an Acceleration Seismograph 165.
- E. Tams. Korrelationen zwischen seismischer Bodenunruhe in Hamburg und der Brandung in West- und Nord-europa 92.
- Torahiko Terada and Naomi Miyabe. Tilting and Strength of Earth's Crust 4.
- Chûji Tsuboi. Modes of the Vertical Deformations of the Earth's Crust in the Same District during Different Time Intervals 29.
- Activity of the Earthquake Research Institute, Tokyo 91.
- Mechanical Strength of the Earth's Crust 165.
- K. Wadati. Travel Time of Earthquakes Waves 138.
- , K. Sagisaka and K. Masuda. Travel Time of Earthquake Waves 138.
- H. Witte. Berechnung der Geschwindigkeit der Raumwellen im Erdinnern 29.
- Laufzeitkurve und Ausbreitung der elastischen Raumwellen im Erdinnern 59.
- Seiti Yamaguti. Time and Space Distribution of Earthquakes 138.
- W. A. Zisman. Elastic constants of rocks and their relation to seismic wave speeds 92.
- W. A. Zisman. Young's modulus and Poisson's ratio with reference to geophysical applications 163.
- Compressibility and anisotropy of rocks at and near the earth's surface 163.
- Comparison of the statically and seismologically determined elastic constants of rocks 164.
- 5. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde, Polarlicht**
- Erdmagnetismus
(Siehe auch Apparate und Meßmethoden, Angewandte Geophysik)
- C. L. Alexanian. Carte des anomalies de la composante verticale du champ magnétique terrestre dans la plaine d'Alsace 75.
- J. Bartels. Activité du magnétisme terrestre et ses relations avec les phénomènes solaires 94.
- M. Bossolasco. Misure magnetiche a Mogadiscio 75.
- Jean Chevrier. Mesures magnétiques en Syrie 145.
- C. Coleridge Farr and Henry F. Skey. Magnetic survey of New Zealand 61.
- J. Coulomb. Anomalie magnétique au sommet du Puy de Dôme 61.
- C. R. Duvall. Magnetic activity 75.
- L. Éblé. Variation de la composante horizontale autour des journées de calme magnétique 145.
- et G. Gibault. Éléments magnétiques à la station du Val-Joyeux 94.
- R. Fabiani e G. Petrucci. Esplorazione geomagnetiche della Sicilia 139.
- Harlan W. Fisk. Unsymmetrical distribution of magnetic secular variation 75.
- J. A. Fleming. Time-changes of the earth's magnetic field 12.
- Distribution of magnetic observatories and secular-variation stations 74.
- P. W. Glover. Seasonal magnetic variations at Apia 75.
- N. H. Heck. Magnetic survey and observatory-net United States 61.
- W. H. Herbert. Secular changes of the magnetic elements, Ottawa 166.
- Mlle G. Homery. Déclinaison magnétique sur l'ensemble du Globe 94.
- W. E. W. Jackson. Magnetic survey of Canada 61.
- M. J. Johnston et A. G. Mc Nish. Variations du champ magnétique terrestre aux observatoires de Watheroo et de Huancayo 95.
- J. Koenigsberger. Gesteinsmagnetismus und Säkularvariation 11.
- Bestimmung des magnetischen Erdfeldes in früherer Zeit aus der Magnetisierung von gebrannten Tongegenständen und von Gesteinen 95.
- Joseph Lévine. Perturbations magnétiques 39.
- Ch. Maurain. Déclinaison magnétique sur l'ensemble du Globe 94.
- Intervalle de temps entre les phénomènes solaires et les perturbations magnétiques terrestres 139.
- A. Nippoldt. Deutsche geomagnetische und geoelektrische Beobachtungen während des Internationalen Polarjahres 93.

- I. Palazzo. Materiali per la ricostruzione delle carte magnetiche d'Italia 75.
- Emendamenti ad alcuni valori della variazione secolare di H nel Piemonte 118.
- Helge Petersen. Jordmagnetisme 75.
- J. P. Rowland. Magnetic Disturbances 140.
- A. Schedler und M. Toperczer. Verteilung der erdmagnetischen Kraft in Österreich zur Epoche 1930,0 93.
- T. Schlomka. Physikalische Theorie des Erdmagnetismus 93.
- Adolf Schmidt. Rätsel der erdmagnetischen Säkularvariation 39.
- Inwieweit vermag die Annahme eines sich gleichförmig drehenden magnetischen Erdkerns die Erscheinungen der erdmagnetischen Säkularvariation zu erklären? 74.
- Robert Schwinner. Gebirgsbau und Erdmagnetismus in Böhmischer Masse und Ostalpen 118.
- Gebirgsbau und Erdmagnetismus auf der Balkanhalbinsel 139.
- K. H. Stehberger. Bestimmung der erdmagnetischen Totalintensität aus der Umlaufzeit langsamer Elektronen 140.
- David Stenquist. Relation entre les variations diurnes du courant tellurique et du champ magnétique terrestre 75.
- W. F. G. Swann. Bearing of the Earth's Internal Magnetic Permeability upon the Self and Mutual Inductance by Coils Wound on its Surface 8.
- Torahiko Terada. Distribution of Terrestrial Magnetic Elements and Structure of Earth's Crust in Japan 97.
- Polarlicht
- (Siehe auch Apparate und Meßmethoden)
- W. Bauer. Kinematographische Höhenmessungen und Ultrarot-Strahlung des Nordlichtes 96.
- S. Chapman. Low Altitude Aurorae 40.
- Hans Dostal. Erklärung des Weltraumechos, des Polarlichtes und der magnetischen Störungen 13.
- Polarlicht und Weltraumecho 13.
- Paul Ernst. Photographie in der Nordlichtforschung 140.
- A. H. R. Goldie. Electric Field in Terrestrial Magnetic Storms 12.
- Leiv Harang. Polarisation des Nordlichtes 166.
- und W. Bauer. Nordlichtbogen in weniger als 80 km Höhe über der Erde 12.
- , Ole Krogness, Carl Størmer, Sem Saeland and Lars Vegard. Auroral Observatory at Tromsø 77.
- O. Krogness. Various researches regarding aurora borealis and allied phenomena 118.
- J. Okubo and H. Hamada. Modification of the intensity distribution in the band spectrum of nitrogen 96.
- C. Ramsauer und A. Kalähne. Ultrarotes Nordlichtspektrum 40.
- Walter M. H. Schulze. Kinematographie und Ultrarotphotographie des Nordlichts 12.
- Carl Størmer. Leuchtende Nachtwolken 8.
- Bewegung einer elektrisch geladenen Korpuskel im kosmischen Raume 31.
- Ergebnisse der Nordlichtforschung 95.
- Integration der Bewegungsgleichungen von Elektronen im Felde eines magnetischen Dipols 139.
- W. F. G. Swann. Electron orbit in the magnetic equatorial plane of the earth 30.
- L. Vegard. Korona der Erde und Sonne und ihre Beziehung zu kosmischen Erscheinungen 11.
- Infraroter Teil des Nordlichtes 40.
- Erdströme, Erdladung,
Luftlektrizität
- (Siehe auch Apparate und Meßmethoden, Angewandte Geophysik)
- E. V. Appleton. Wireless studies of the ionosphere 33.
- Fine-Structure of the Ionosphere 142.
- and S. Chapman. Suggested Wireless Observations during the Solar Eclipse of August 31, 1932 32.
- and R. Naismith. Upper-Atmospheric Ionisation 37.
- — Weekly measurements of upper-atmospheric ionization 142.
- and J. A. Ratcliffe. Polarisation of Wireless Echoes 11.
- S. K. Banerji and S. R. Lele. Electric Charges on Rain Drops 77.
- L. N. Bogoiavlensky. Influence of Geophysical Factors on the Frequency of Lightning Strokes on an Area 141.
- Joh. Booiij und A. J. Storm van Leeuwen jr. Ionenspektrum in Leiden 77.

- S. Morris Bower. Summer Thunderstorms 94.
- C. V. Boys. Progressive Lightning: A New Stereoscope 118.
- Destructive Lightning Flash 141.
- R. Bureau. Variation rapide des atmosphériques au lever du soleil 145.
- Everett T. Burton and Edward M. Boardman. Effects of Solar Eclipse on Audio Frequency Atmospheric 76.
- Code for protection against lightning 141.
- Willi M. Cohn. Elektronenbombardement als Faktor bei atmosphärischen Erscheinungen 39.
- R. C. Colwell. Atmospheric Conditions and Kennelly-Heaviside Layer 32.
- and I. O. Myers. Reflecting Layers of the Upper Atmosphere 144.
- A. K. Das. Mechanism of thunderqualls in Bengal 141.
- J. H. Dellinger. Radio exploration of ionization of the upper atmosphere 34.
- Bernhard Düll. Ursachen der nächtlichen Funkeil-Schwankungen 10.
- T. L. Eckersley. Polarisation of Echoes from the Heaviside Layer 10.
- Polarisation of Echoes from the Kennelly-Heaviside Layer 103.
- G. J. Elias and C. G. A. von Lindern. Reflexion an der Heaviside-Schicht 76.
- , — en G. de Vries. Metingen van de hoogte der Heaviside-laag 120.
- Carl R. Englund, Arthur B. Crawford and William W. Mumford. Ultra-short-wave transmission phenomena 99.
- F. Eppen. Periodische Schwankungen der Feldstärke von Funksendern 98.
- Ronald M. Foster. Mutual Impedance of Grounded Wires above Surface of the Earth 8.
- Volker Fritsch. Ausbreitung elektromagnetischer Felder längs Flußläufen 120.
- O. H. Gish. Systematic errors in measurements of ionic content and the conductivity of the air 61.
- Observed air-earth current and maintenance of earth's charge 74.
- Courants électriques naturels de l'écorce de la terre et leur rapport avec le magnétisme terrestre 94.
- G. Goubau und J. Zenneck. Anordnung für Echomessungen an der Ionosphäre 11.
- Marion C. Gray. Mutual Impedance of Long Grounded Wires When the Conductivity of the Earth Varies Exponentially with Depth 95.
- Heinrich Th. Graziadei. Methodik der Ionenzählung 97.
- R. Guizonnier. Gradient de potentiel électrique et pression atmosphérique 166.
- Irmgard Hahnfeld. Elektrische Raumladung und elektrisches Feld am Boden 7.
- E. C. Halliday. Polarity of Thunderclouds 32.
- Propagation of a Lightning Discharge through the Atmosphere 76.
- Malcolm P. Hanson. Kennelly-Heaviside-layer measurements on the Byrd Antarctic expedition, 1929 30 34.
- V. F. Hess and Walter Kosmath. Luftelektrische Messungen im Innsbrucker Mittelgebirge 8.
- J. Hollingworth. Characteristics of short-wave propagation 190.
- E. O. Hulbert. Calculations of the ionization in the upper atmosphere 33.
- Ionization in the Upper Atmosphere at About 200 km Above Sea Level 144.
- H. Israël. Theorie und Methodik der Größenbestimmung von Luftionen 8, 61.
- Luftelektrische Messungen im Hochgebirge und ihre mögliche bioklimatische Bedeutung 9.
- Störungen bei Ionemessungen 61.
- Karl G. Jansky. Directional studies of atmospherics at high frequencies 62.
- Herbert Jehle. Vorwachs geschwindigkeit des Blitzes 118.
- L. F. Jones. Propagation of wavelengths between three and eight meters 99.
- W. Neilson Jones. Ball Lightning 31.
- K. Kähler. Ionenspektrum der Atmosphäre 30.
- Luftelektrische und Staubmessungen in Assuan 171.
- St. Kalinowski. Registrierung des zeitlichen Ganges des luftelektrischen Potentials in Świder 98.
- P. Keck und J. Zenneck. Magnetische Drehung der Polarisations ebene von elektromagnetischen Wellen in ionisierten Gasen 38.
- Arthur E. Kennelly. Cosmic disturbances of the earth's magnetic field and their influence upon radio communication 12.
- G. W. Kenrick. Records of the Effective Height of the Kennelly-Heaviside Layer 144.

- G. W. Kenrick and G. W. Pickard. Common periodicities in radio transmission-phenomena 35.
- — Effective height of the Kennelly-Heaviside layer and field intensity during the solar eclipse 102.
- Lewis R. Koller. Ionization of the atmosphere and its biological effects 38.
- F. Link. Enregistrements de parasites atmosphériques 31.
- Jean Lugeon. Eclipse de Soleil du 31 août 1932 et le sondage par les parasites atmosphériques 38.
- John R. Martin and S. W. McCuskey. Transmission during the solar eclipse 102.
- E. Mathias. Choc en retour 30.
- Étude de la matière fulminante 95.
- Ch. Maurain et J. Devaux. Conductibilité électrique et noyaux de condensation atmosphériques au cours d'un voyage au Groenland 30.
- A. G. McNish. Sources of errors in the determination of the potential gradient of the earth's electric field 97.
- G. Millington. Ionization charts of the upper atmosphere 7.
- Harry R. Mimno and P. H. Wang. Devices for recording Kennelly-Heaviside layer reflections 35.
- , — and P. B. King. Modulator for use in Kennelly-Heaviside layer recording 101.
- — Continuous Kennelly-Heaviside layer records of a solar eclipse 102.
- — Double-Refraction Effects in the Kennelly-Heaviside layers 143.
- — Balanced Receiving Circuit of Kennelly-Heaviside Layer Observations 144.
- Tsutomu Minohara and Yoji Ito. Height of the Kennelly-Heaviside layer in Japan 37.
- S. K. Mitra and Hrishikesh Rakshit. Study of the Upper Ionized Atmosphere in Bengal by Wireless Echoes of Short Delay 76.
- — Recording Wireless Echoes at the Transmitting Station 119.
- H. Mögel. Naechos 36.
- Kurzwellenempfang und Sonnentätigkeit 36.
- Echomessungen aus der Ionosphäre zur Sommersonnenwende 165.
- W. Mörikofer and U. Chorus. Ionen-zählungen in Davos 140.
- Hans Gerhard Müller. Aufladungsgeschwindigkeit von Stratuswolken 8.
- Hantaro Nagaoka. Effect of meteors on radio transmission 37.
- R. Naismith. Comparison of the frequency-change and group-retardation methods of measuring ionized-layer equivalent heights 101.
- Shogo Namba. Polar echo of high-frequency radio waves 37.
- Propagation characteristics of high-frequency radio waves 62.
- Theory of the propagation of radio waves in the ionized layer of the upper atmosphere 99, 100.
- F. Noether. Ausbreitungsgesetz für lange elektrische Wellen und Wirkung der Heavisideschicht 119.
- P. J. Nolan. Influence of condensation nuclei and dust particles on atmospheric ionisation 143.
- Harald Norinder. Blitzenladungen als Ursache atmosphärischer Rundfunkstörungen 38.
- Hisashi Noto. Antenna Earth Current 145.
- Franz Ollendorff. Theorie der Blitzsäule 97.
- H. F. Paul. Beobachtungen an den Kennelly-Heaviside-Schichten während der Sonnenfinsternis am 31. August 1932 120.
- Kennelly-Heaviside-Schichten während der Sonnenfinsternis am 31. August 1932 141.
- R. K. Potter. Frequency distribution of atmospheric noise 7.
- I. Puig. Gradient de potentiel atmosphérique à l'Observatoire de l'Ebre 7.
- Ivo Ranzi. Possible Connexion between the Troposphere and the Kennelly-Heaviside Layer 10.
- Causes of Ionisation in the Upper Atmosphere 31.
- Dispositivo per ricerche sulla struttura della regione di Heaviside 33.
- Distribuzione della densità ionica nella ionosfera 101.
- J. A. Ratcliffe and J. L. Pawsey. Intensity variations of downcoming wireless waves 145.
- and E. L. C. White. Automatic recording method for wireless investigations of the ionosphere 142.
- W. J. Rooney. Significance and accuracy of measurements of earth-current potentials 75.
- H. Rukop. Stand der Wellenforschung in der oberen Atmosphäre 119.
- P. Florian Schachl. Zahl der geladenen und ungeladenen Kondensationskerne in Stadt- und Gebirgsluft 130.

- J. P. Schafer and W. M. Goodall. Effect of the recent solar eclipse on the ionized layers of the upper atmosphere 38.
- — Observations of Kennelly-Heaviside layer heights during the Leonid meteor shower of November, 1931 62.
- — Characteristics of the Ionosphere 141.
- J. C. Schelleng, C. R. Burrows and E. B. Ferrell. Ultra-short-wave propagation 99.
- F. Schindelhauer. 27tägige Periode der „Luftstörungen“ der drahtlosen Telegraphie 10.
- Sonnenrotation und Luftstörungen 61.
- Egon Schweidler. Aufrechterhaltung der elektrischen Ladung der Erde 7.
- Hans Robert Scultetus. Luftelektrische und erdmagnetische Begleiterscheinungen von Erdbeben 61.
- P. A. Sheppard. Atmospheric electrical instruments for use on the British polar year expedition 12.
- Shintaro Uda. Communication Tests for Radio Telephony by Means of Ultra Short Waves between Niigata and Sado 32.
- R. L. Smith-Rose and J. S. Mc Petrie. Propagation along the earth of radio waves on a wave-length of 1.6 metres 36.
- W. Smosarski. Exactitude des mesures du champ électrique terrestre et de la conductibilité de l'air 75.
- David Stenquist. Theorie des Erdstroms 143.
- Harlan T. Stetson. Progress in the studies of cosmic correlations with radio reception at the Perkins Observatory 35.
- R. Stoppel. Raumladung und ihre Beziehung zu den chemischen Komponenten der Atmosphäre 31.
- Raumladung und Wetter 165.
- W. Storm van Leeuwen, J. Booij und J. van Niekerk. Luftelektrizität und Föhnkrankheit 125.
- M. J. O. Strutt. Einfluß der Erdbodeneigenschaften auf die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen 32.
- H. Takagishi. Effectiveness of lightning rods 96.
- Mary Taylor. Appleton-Hartree formula and dispersion curves for the propagation of electromagnetic waves through an ionized medium in the presence of an external magnetic field 101.
- Mme O. Thellier. Conductibilité électrique de l'air par une méthode de zéro 143.
- Bertram Trevor and P. S. Carter. Propagation of waves below ten meters in length 99.
- M. A. Tuve. Geophysical significance of radio measurements of the ionized layer 34.
- L. Vegard. Investigations of the auroral spectrum during the years 1921—1926 62.
- G. R. Wait. Variations in the smallion content of the atmosphere and their causes 165.
- and O. W. Torreson. Slow-moving ions in the atmosphere 7.
- B. Walter. Blitzschutz durch Fernblitzableiter 95, 141.
- G. Wataghin. Prova di deflessione magnetica della radiazione corpuscolare penetrante 80.
- R. A. Watson Watt and L. Bainbridge-Bell. Upper Ionized Atmosphere in Bengal 119.
- F. J. W. Wipple. Relations between the combination coefficients of atmospheric ions 142.
- Paul Wolf. Messungen an den Kennelly-Heaviside-Schichten nach einer kontinuierlich registrierenden Methode 102.
- H. L. Wright. Influence of atmospheric suspensoids upon the earth's electric field 97.
- Eitaro Yokoyama and Shogo Namba. Theory on the propagation of low-frequency waves 33.
- and Isao Tanimura. Long-distance transmission phenomena of low-frequency waves 100.

Radioaktivität

- Guisippina Aliverti. Quantitative Bestimmungen des Luftgehaltes an Radium-Thoriumemanation 118.
- Ekkehard Schmid. Radium-Emanationsgehalt von Kellerluft 9.

6. Höhenstrahlung

(Siehe auch Apparate und Meßmethoden)

- Luis Alvarez and Arthur H. Compton. Positively Charged Component of Cosmic Rays 153.
- Hannes Alfvén. Origin of Cosmic Radiation 121.
- Johan Ambrosen. Højdestrålingen 48.
- Carl D. Anderson. Energies of Cosmic-Ray Particles 18.
- Cosmic-Ray Bursts 122.
- Positive Electron 122.
- Discovery of the Free Positive Electron 168.

- J. M. Benade. Self-Recording Cosmic-Ray Electrometer and Depth-Ionization Curve 40.
- Secondary Radiation Produced by Cosmic Rays 41.
- R. D. Bennett, J. C. Stearns and A. H. Compton. Diurnal Variation of Cosmic Rays 16.
- , J. L. Dunham, E. H. Bramhall and P. K. Allen. Intensity of Cosmic-Ray Ionization in Western North America 43.
- P. M. S. Blackett and G. P. S. Occhialini. Photographs of the Tracks of Penetrating Radiation 123.
- I. S. Bowen. Ionization of Air by γ -Rays as a Function of Pressure and Collecting Field 17.
- and R. A. Millikan. Cosmic-Ray Intensities in the Stratosphere 151.
- James W. Broxon. Dependence of the Ionization Produced by the Cosmic Penetrating Radiation upon Pressure and Temperature 14.
- Cosmic-Ray Ionization as a Function of Pressure, Temperature, and Dimensions of the Ionization Chamber 41.
- , George T. Merideth and Louis Strait. Fluctuations of Cosmic-Ray Ionization 147.
- J. Chadwick, P. M. S. Blackett and G. Occhialini. Evidence for the Positive Electron 123.
- J. E. I. Cairns. Penetrating Radiation from Thunderclouds 167.
- J. Clay. Korpuskuläre Natur der Ultrastrahlung und ihr erdmagnetischer Effekt 48.
- Cosmic corpuscular ultra-radiation. Ionisation in the Stratosphere and the high-est layers 105.
- Arthur H. Compton's studies of cosmic rays 13.
- Arthur H. Compton. Progress of Cosmic-Ray Survey 15.
- Sea level intensity of cosmic rays 47.
- Geographic Study of Cosmic Rays 106.
- Significance of recent measurements of cosmic rays 121.
- Nature of Cosmic Rays 121.
- Arthur W. Conway. Spectrum of Cosmic Radiation 16.
- L. F. Curtiss. Deflection of cosmic rays by a magnetic field 78.
- Karl K. Darrow. Cosmic Rays 121.
- E. Fermi e B. Rossi. Azione sul campo magnetico terrestre sulla radiazione penetrante 148.
- Otto Freytag. Registrierbeobachtungen in Stockholm (Ultrastrahlung) 149.
- E. Fünfer. Sekundäreffekte der kosmischen Strahlung 147.
- Bernhard Gross. Druckabhängigkeit der Ionisation durch Ultrastrahlung 41.
- B. Gross. Druck- und Temperaturabhängigkeit der Ionisation bei Ultrastrahlung 77.
- Absorption der Ultrastrahlung 150.
- Ross Gunn. Diurnal Variation of Cosmic Rays and Terrestrial Magnetism 15.
- J. W. Hake. Effect of Temperature on the Natural Ionization of Gases in an Iron Chamber 146.
- Viktor F. Hess und R. Steinmaurer. Registrierung der kosmischen Ultrastrahlung auf dem Hafelekar 146.
- Cosmic-Ray Observatory on the Hafelekar near Innsbruck and its first Results 40.
- H. Hoerlin. Latitude Effect of Cosmic Radiation 152.
- G. Hoffmann. Probleme der Ultrastrahlung 18.
- J. Hopfield. Argon in the ionization method of measuring cosmic rays and γ -rays 47.
- John J. Hopfield. Use of Argon in the Ionization Method of Measuring Cosmic Rays and Gamma-Rays 149.
- J. N. Hummel. Wandeinflüsse auf Zählrohrrentladungen 123.
- J. C. Jacobsen. Efficiency of Geiger Counter and Absorption of Cosmic Rays 16.
- und C. B. Madsen. α -Ionisation in Druckkammern 124.
- Thomas H. Johnson. Interpretation of Cosmic-Ray Phenomena 15.
- Cosmic rays 77.
- Angular Distributions of the Cosmic Radiations at Elevations 5280 ft. and 620 ft. 104.
- Azimuthal Asymmetry of the Cosmic Radiation 152.
- and E. C. Stevenson. Angular Distribution of Low Energy Cosmic Radiation and Interpretation of Angular Distribution Curves 104.
- — Angular Distribution of the Low Energy Cosmic Rays 151.
- and J. C. Street. Variation of the Cosmic-Ray intensity with Azimuth 16.
- — Circuit for recording multiply-coincident discharges of Geiger-Müller counters 124.

- H. Kallmann. Bemerkungen zum Höhenstrahlproblem 120.
- Werner Kolhörster. Vertikaler Zählrohreffekt der Höhenstrahlung 47.
- Einheitliche Bezeichnung der Ionisierungsstärke in Gasen 47.
- Freiballonhochfahrten zur Erforschung der Höhenstrahlen und der Ionisatoren in der Troposphäre 124.
- und L. Tuwim. Deutung der experimentellen Bestimmung der mittleren spezifischen Ionisation der Höhenstrahlung aus vergleichenden Messungen mit Ionisationskammer und einem Zählrohr 106.
- H. Kulenkampff. Intensitätsverlauf der Ultrastrahlung in großen Höhen 48.
- Paul Kunze. Magnetisches Spektrum der Höhenstrahlen 42.
- Magnetische Ablenkung der Ultrastrahlen in der Wilsonkammer 78.
- Ultrastrahlung in der Wilsonkammer 146.
- V. Masuch. Ionisierung durch Gamma- und Höhenstrahlen im Sauerstoff und Xenon 43.
- Matter created from light and cosmic rays 152.
- W. Messerschmidt. Atomzertrümmerung durch Ultrastrahlung 103.
- Bestimmung des Emanationsgehaltes der Atmosphäre und Zusammenhänge mit den meteorologischen Faktoren und Einfluß des Emanationsgehaltes der Atmosphäre auf die Messungen der Ultrastrahlung 103.
- Schwankungsmessungen der Ultrastrahlung 42.
- Robert A. Millikan. New Techniques in the Cosmic-Ray Field 121.
- and H. Victor Neher. Sun and cosmic rays 80.
- Georg S. Mittelstädt. Kosmische Strahlen 47.
- L. M. Mott-Smith and L. G. Howell. Airplane Cosmic-Ray Intensity Measurements 43, 167.
- R. M. Langer. Latitude effect on secondary electrons due to cosmic rays 78.
- G. Lemaître and M. S. Vallarta. Compton's Latitude Effect of Cosmic Radiation 78.
- Ernst Lenz. Analyse der Absorptionskurve der Ultrastrahlung 150.
- L. Leprince-Ringuet et J. C. Jungers. Détection des particules du rayonnement cosmique par des compteurs 106.
- A. Piccard et M. Cosyns. Rayonnement cosmique en grande altitude 42.
- Josef A. Priebisch und Rudolf Steinmaurer. Ganzjährige Registrierbeobachtungen der kosmischen Ultrastrahlung auf dem Hohen Sonnblick 40.
- R. Pyrkosch. Untersuchungen über die durchdringende Höhenstrahlung 80.
- Recent Researches on Cosmic Rays 13.
- Erich Regener. Messung der Ultrastrahlung in der Stratosphäre 15.
- Energiestrom der Ultrastrahlung 79.
- Energy of Cosmic Rays 79.
- Absorptionskurve der Ultrastrahlung und ihre Deutung 124.
- G. B. Rizzo. Radiazioni penetranti eseguite sul monte Rocciamelone 166.
- Recenti indagini intorno alle ultraradiazioni 166.
- B. Rossi. Effetti secondari della radiazione corpuscolare penetrante 13.
- Rossi. Rayonnement ultrapénétrant 48.
- Bruno Rossi. Eigenschaften der durchdringenden Korpuskularstrahlung im Meeresniveau 148.
- Interaction between Cosmic Rays and Matter 167.
- B. Rossi e B. Crinò. Anomalia di assorbimento della radiazione penetrante 14.
- H. Rudolph. Folgerungen aus den Forschungsergebnissen über die kosmische Ultrastrahlung 146.
- B. F. J. Schonland and J. P. T. Viljoen. Evidence of a Penetrating Radiation from Thunderstorms 17.
- Penetrating Radiation from Thunderclouds 149.
- Walter M. H. Schulze. Probleme und Schwierigkeiten der Ultrastrahlungsforschung 120.
- Émile Sevin. Rayonnement cosmique 41.
- Absorption du rayonnement cosmique par l'atmosphère 124.
- Rolf M. Sievert. Methode zur Messung der Ultrastrahlung in großen Wassertiefen 18.
- Adam St. Skapski. Spectrum of Cosmic Radiation 16, 63.
- D. Skobelzyn. Mécanisme des phénomènes de rayonnement ultrapénétrant 17.
- B. Sparks and W. Pickering. Coincidence measurements on the cosmic radiation 78.
- J. C. Stearns, Wilcox P. Overbeck and Ralph D. Bennett. Solar Component of Cosmic Rays 41.
- J. C. Street and Thomas H. Johnson. Production of Groups of Secondaries by the Cosmic Radiation 43.

- W. F. G. Swann. Electrons as Cosmic Rays 18.
— Methods of acquirement of cosmic-ray energies 47.
— Mechanism of Acquirement of Cosmic-Ray Energies by Electrons 103.
— Detection of the Ionization by Individual Cosmic Rays 150.
— and W. E. Danforth, Jr. Lens for Cosmic-Ray Electrons 151.
- L. Tuwim. Anwendungsgrenzen der mathematischen Theorien des vertikalen Zählrohreffekts der Höhenstrahlung und der Höhenstrahlungskoinzidenzen 18.
— Théorie de l'effet tube-compteur vertical de la radiation cosmique 79.
— Théorie mathématique de l'action moyenne de la radiation cosmique sur ses appareils détecteurs 124.
— Détermination directe de la répartition angulaire naturelle des rayons cosmiques 147.
— Résultats obtenus dans un nouvel observatoire des rayons cosmiques 149.
— Mesures de la radiation cosmique à l'aide d'un nouveau genre de tube-compteur 152.
- M. S. Vallarta. Interpretation of the Azimuthal Effect of Cosmic Radiation 166.
- G. Wataghin. Prova di deflessione magnetica della radiazione corpuscolare penetrante 80.
- E. J. Williams. Spectrum and Latitude Variation of Penetrating Radiation 105.
- H. Zanstra. Einfluß des erdmagnetischen Feldes auf die Ultrastrahlung 147.
- F. Zwicky. How Far Do Cosmic Rays Travel? 103.

7. Physik des Meeres

Zusammensetzung des Meerwassers,

Statik, Dynamik und Optik

(Siehe auch Apparate und Meßmethoden)

- S. K. Banerji and S. S. Joshi. Disturbance of pressure at the bed of a deep sea 45.
- Kurt Buch. Boric Acid in Sea Water and its Effect on the Carbon Dioxide Equilibrium 153.
- Paul Chauchard. Variations de salinité mesurées à l'aide des conductivités électriques: étude de la Rance au Chatelier 44.

- Georges Denigès. Action de l'iode sur les eaux marines 19.
- V. Walfrid Ekman. Dynamik der Meeresströmungen 19.
- Henry A. Erikson. Light Intensity at Different Depths in Lake Water 154.
- J. A. Fleming and J. P. Ault. Cruise VII of the Carnegie in the Pacific and Indian Ocean 19.
- Ryosaburo Hara, Kazumoto Nakamura and Katsumi Higashi. Specific Gravity and the Vapor Pressure of Concentrated Sea Water at 0°—175° C 45.
- Koji Hidaka. Anwendung der Stokeschen Methode auf die Theorie der winderzeugten Meeresströmungen 45.
— Mathematical Investigation on the Development of Wind Currents in Heterogeneous Waters 153.
— Non-Stationary Ocean-Currents 153.
- M. Kéféli. Suppression du roulis et du tangage 107.
- Takaharu Nomitsu. Theory of the Rising Stage of Drift Current in the Ocean 153.
— and Tohichiro Takegami. Convection Current and the Surface Level of a Two-layer Ocean 153.
- Waldemar Ohle. Stoffhaushalt norddeutscher Seen 155.
- E. Palmén. Einwirkung des Windes auf die Neigung der Meeresoberfläche 65.
- Charles Snowden Piggot. Radium content of ocean-bottom sediments 107.
- Jules Richard. Emploi de l'ondo-pompe Cattaneo pour utiliser les mouvements de la mer 80.
- Rud. Richter. Warum die ozeanographische Terminologie sich nicht durchsetzen kann 45.
- Sir Thomas Stanton, Dorothy Marshall and R. Houghton. Growth of Waves on Water due to the Action of the Wind 19.
- H. U. Sverdrup. Vereinfachtes Verfahren zur Berechnung der Druck- und Massenverteilung im Meere 168.
- G. Tammann und H. J. Rocha. Entwickelt sich Ammoniak beim Gefrieren von Meerwasser? 65.
- Harden F. Taylor. Resources of the ocean 19.
- Bertram D. Thomas and Thomas G. Thompson. Lithium in sea water 154.
- C. L. Utterbeck. Variations in visible solar light during submarine measurements 81.

- W. Vernadsky. Stability of the Liquid Carbon Dioxide in the Ocean 44.
Shinkichi Yoshimura. Chloride as Indicator in Detecting the Inflowing into an Inlandwater Lake of Underground Water 154.
C. E. Zo Bell. Photochemical nitrification in sea water 80.

Periodische Schwingungen, Gezeiten

- H. Arakawa. Oscillations of water in spindle-shaped and elliptical basins 44.
A. Defant. Gezeitenströme und innere Gezeitenwellen des Atlantischen Ozeans 107.
G. R. Goldsbrough. Tides in Oceans on a Rotating Globe 154.
Koji Hidaka. Tidal Oscillations in a Circular Basin with an Elevation or a Depression at its Centre 44.
Alphonse Labbé. $\mu\eta$ et rythme des marées 80.
Heinz Lettau. Periode freier Schwingungen von unvollständig abgeschlossenen Wassermassen (Mündungskorrektion bei Seiches) 19.
— Stehende Wellen als Ursache umgestaltender Vorgänge in Seen 80.
— Freie Schwingungen (Seiches) des Kurischen Haffes 80.
Masito Nakano. Possibility of Excitation of Secondary Undulations in Bays by Tidal or Oceanic Currents 154.
Otto Pettersson. Théorie classique des marées 81; E. Fichot. Remarques sur la Communication précédente 81.

8. Physik der Atmosphäre

Statik und Dynamik

(Siehe auch Apparate und Meßmethoden)

- F. Albrecht. Vertikale Luftzirkulation in der Großstadt 107.
J. M. Angerö. Numerische Vorausberechnung retrograder Tiefdruckbahnen 21.
H. Arakawa. Effect of Topography on the Direction and Velocity of Wind 156.
— Diurnal Barometric Oscillation as an Effect of a Surface Wave and Method to determine the Diffusivity of Air in Free Atmosphere 160.
S. K. Banerji. Effect of the Indian Mountain Ranges on Air Motion 125.
J. Bartels. Tides in the atmosphere 46.

- Franz Baur. Atmosphärische Zirkulation in der gemäßigten Zone 65.
— Massenaustausch bei den Turbulenzerscheinungen der atmosphärischen Zirkulation 81.
— Interdiurne Veränderlichkeit des Luftdrucks als Hilfsmittel der indirekten Aerologie 125.
Hellmut Berg. Anomale Niederschläge in Süddeutschland und ihre Bedingungen 49.
Pierre Berger. Sondages aérologiques et vent au gradient en Suisse 172.
H. P. Berlage, jun. Verbreitung der dreijährigen Luftdruckschwankung über die Erdoberfläche und den Sitz des Umsteuerungsmechanismus 124.
M. Bider. Unperiodische Störungen des täglichen Temperaturganges 155.
J. Bjerknes. Exploration de quelques perturbations atmosphériques à l'aide de sondages rapprochés dans le temps 109.
C. O'Brochain. Ratio of the number of uncharged nuclei to number of charged nuclei of one sign 108.
Donald B. Brooks and Heman H. Allen. Improvements in psychrometrie 129.
K. Büttner. Kritisches über Abkühlungs- und Austrocknungsgröße 126.
S. Chapman. Lunar Diurnal Variation of Atmospheric Temperature at Batavia 46.
P. Chofardet. Transparence de l'air 49.
A. J. Clowes. Influence of the Pacific on the Circulation in the South-West Atlantic Ocean 81.
O. Dengel. Wolkenbildung infolge Druckänderungen im Temperaturfeld 108.
E. Dinies. Temperaturverhältnisse in Deutschland bei verschiedenen Luftkörpern 169.
O. Dinkelacker. Graphische Methode zur Bestimmung der Verlagerungsgeschwindigkeit und -Richtung eines Tief- oder Hochdruckgebietes 155.
G. M. B. Dobson. Raw Weather 125; Leonard Hill. Bemerkung hierzu 125.
H. E. Beckett. Raw Weather 125.
Leonard Hill. Raw Weather 125, 126.
W. A. Osborne. Raw Weather 126.
Sidney Russ. Raw Weather 125.
Bernhard Düll. Einfluß der solaren Tätigkeit auf die Erdatmosphäre 157.
E. Ekhart. Problem des Berg- und Talwindes 46.
— Mechanik des großen Kälteeinbruches Ende November 1930 108.

- Hans Ertel. Energetische Beeinflussung der Troposphäre durch stratosphärische Druckschwankungen 21.
- Turbulenz und Druckerniedrigung auf Bergstationen 48.
- Atmosphärische Zirkulation in der gemäßigten Zone 65.
- Theorie der Turbulenzreibung und des „Austausches“ 65.
- Thermodynamische Begründung der atmosphärischen Stabilitätskriterien 128.
- Vereinheitlichung der Vektor- und Tensorschreibweise in der Meteorologie 159.
- Variationsprinzip der atmosphärischen Dynamik 169.
- Mittelwerte turbulenter Schwankungen und Austauschkoefizient 170.
- Sigurd Evjen. Langfristige Wettervorhersage 169.
- G. Falckenberg. Nächtlicher Wärmehaushalt bodennaher Luftschichten 22.
- v. Ficker. Klimakunde von Deutschland 108.
- Walter Findeisen. Messungen der Größe und Anzahl der Nebeltropfen zum Studium der Koagulation inhomogenen Nebels 68.
- Nils Fontell. Innere Stabilität der Luftmassen verschiedenen Ursprungs 20.
- Erik Genberg. Bestimmung der Luftfeuchtigkeit mit dem Psychrometer 68.
- Werner Giere. Grundsätzliches zur Reduzierung von 16 auf 8 Windrichtungen 172.
- Karl Girkmann. Berechnung zylindrischer Flüssigkeitsbehälter auf Winddruck 65, 107.
- Karl Griessbach. Korrelation von Luftdruckwellen der Nordhemisphäre 170.
- Walter Grundmann. Fehlerquellen bei Feuchtigkeitsmessungen mit Haarhygrometer 172.
- Franz v. Hajósy. Einfluß der Schneedecke auf die Temperatur 65.
- Fritz Hänsch. 24tägige Welle des Winters 1923/24 67.
- B. Haurwitz. Wellenlänge von Luftwogen 21.
- Th. Hesselberg. Verhältnis zwischen Druckkraft und Wind 68.
- Leonard Hill. Altitudes to be Reached by Air Pilots by Breathing Oxygen 20.
- P. Idrac. Enregistreurs ultra-sensibles pour avion de variation d'altitude et de température 48.
- H. Kanter. Klimatographische Witterungsschilderung. Argentinien 168.
- C. Kassner. Cumulus über einem Feuer 128.
- B. A. Keen. Soil Physics in Relation to Meteorology 49.
- Herbert H. Kimball. Determination of atmospheric turbidity 50.
- Gerhard Klanke. Meßtechnik aerologischer Flüge 48.
- E. Kleinschmidt. Pentadenmittel 65.
- Walter Knoche. Äquivalente Temperaturen in Südamerika 49.
- Martin Kofler. Einteilung der Niederschläge auf Grund ihrer Tagesperiode 127.
- Täglicher Luftdruckgang 168.
- Hilding Köhler. Frage der Verdunstung 21.
- H. Koschmieder. Turbulenz und Druckerniedrigung auf Bergstationen 47.
- Fr. Krügler. Anteil des Massenaustausches am nächtlichen Wärmehaushalt der Erdoberfläche 22.
- A. Lafay. Prévion de l'action d'un vent rapidement variable 23.
- Bruno Lamatsch. Vorausberechnung der Bewegung von Hoch- und Tiefdruckzentren nach der Methode von J. M. Angervo 127.
- K. Langbeck. Instabilitätsbildung infolge Übersättigungserscheinungen des Wasserdampfes 170.
- Lange. Bemerkungen zu dem Aufsätze „Über Messungen vertikaler Windgeschwindigkeiten in der Atmosphäre“ 126.
- Heinz Lettau und Werner Schwerdtfeger. Vertikalaustausch in unmittelbarer Berechnung 134.
- Untersuchungen über atmosphärische Turbulenz und Vertikalaustausch vom Freiballon aus 170.
- F. Levi und U. Chorus. Wintertemperaturen in und unter der Schneedecke 156.
- Hermann Lipp. Gleichzeitige Messungen von Glorien und Kränzen auf der Zugs Spitze 23.
- Harald Lunelund. Registrierung der Abkühlungsgröße in Helsingfors 49.
- A. Mäde. Passat im Rossbyschen Diagramm 47.
- S. Mal, S. Basu and B. N. Desai. Structure and Development of Temperature Inversions in the Atmosphere 47.
- R. Marquardt. Untersuchungen der Vertikalbewegungen in der freien Atmosphäre mittels ausgewogener, aus dem Flugzeug gestarteter Pilotballone 47.

- P. Mildner. Turbulenz des Windes, beobachtet mit Hilfe von doppelt und einfach visierten Pilotballonen 110.
- F. Möller. Freie und erzwungene Turbulenz 109.
- W. Mörikofer. Bioklimatologie der Schweiz 168.
- Erich Niederdorfer. Wärmeumsatz über schneebedecktem Boden 156.
- A. Nippoldt. Allgemeingeräusch in der Atmosphäre 66.
- C. W. B. Normand. Equivalent potential temperature 126.
- W. Pepler. Beziehungen zwischen der interdiurnen Veränderlichkeit der vertikalen Temperaturabnahme und der Temperatur 110.
- Starke Wärmeeinbrüche in der freien Atmosphäre über dem Alpenvorlande 128.
- Paul Perlewitz. Wissenschaftliche Beobachtungen auf einer Freiballonfahrt über die Ostsee von Kiel nach Königsberg 127.
- Sverre Petterssen. Kinematical and dynamical properties of the field of pressure with application to weather forecasting 156.
- J. Pfaff. Teilchengrößen von Luftverunreinigungen 155.
- Leo Wenzel Pollak. Korrelationen der monatlichen Anomalien der Lufttemperatur ausgewählter Pole mit jenen anderer Orte 20.
- L. A. Ramdas and S. Atmanathan. Vertical distribution of air temperature near the ground during night 22.
- L. A. Ramdas and S. L. Maluskar. Theory of Extremely High Lapse-rates of Temperature very near the Ground 128.
- H. Rauscher. Zählungen von Kondensationskernen in geschlossenen Gefäßen 171.
- Anfinn Refsdal. Thermodynamik der Atmosphäre 81, 168.
- Fritz Reuter. Witterungsverhältnisse an der Kerguelen-Station 168.
- M. Robitzsch. Wechselbeziehungen zwischen der Abkühlungsgröße eines trockenen und eines feuchten Körpers 22.
- Vereisung von Luftfahrzeugen 52.
- R. S. Rockwood. Ultraviolet transmission of the atmosphere 50.
- and R. A. Sawyer. Ultraviolet transmission coefficient of the earth's atmosphere 50.
- Bruno Rolf. Lancers de Ballons-Sondes d'Abisko 52.
- Veikko Rossi. Mikroklimatologische Temperatur- und Feuchtigkeitsbeobachtungen mit Thermoelementpsychrometern 108.
- P. Rossier. Rôle de l'humidité atmosphérique en photographie astronomique 129.
- S. R. Savur. Effect of the Indian Mountain Ranges on Air Motion 109.
- A. Schlein. Wolkenquadrant Schlein 52.
- A. Schmauss. Problem der Wettervorhersage 20.
- Ekkehard Schmid. Untersuchungen an Verdunstungsmessern 129.
- Wilhelm Schmidt. Prüfung von Niederschlagsmessern 172.
- H. Schminke. Graphische Bestimmung der spezifischen Feuchte und der Äquivalenttemperatur 132.
- W. M. H. Schulze. Graphische Ermittlung von Abkühlungsgröße und Hauttemperatur aus den meteorologischen Elementen 160.
- W. Schwabl. Experimentelle Untersuchungen zur allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre 169.
- H. Seitz. Baupolizeivorschriften über Winddruck 67.
- Napier Shaw. Weather Maps of the World 49.
- P. T. Smoliakow. Fechnersche Korrelationsformel 107.
- R. Spitaler. Mittlere Temperaturen der beiden Hemisphären der Erde 171.
- Extreme der kalten und warmen Sommer und Winter während der Eiszeit 171.
- E. Sprenger. Allgemeine Psychrometerformel 132.
- L. Steiner. Harmonische Analyse der Luftdruckschwankung in Europa im Winter 1925/26 157.
- W. Storm van Leeuwen und Joh. Booiij. Physiologische Wirkung des Föhns 125.
- , — und J. van Niekerk. Lufterlektrizität und Föhnkrankheit 125.
- R. Streiff-Becker. Lokaler Kälteeinbruch nach Abzug eines Talföns 127.
- G. I. Taylor. Resonance Theory of Semi-diurnal Atmospheric Oscillations 49.
- Heinrich Thielebein. Reduktionsfaktoren zum Hellmannschen Schwankungsquotienten 155.
- Lewi Tonks. Ionisation Density and Critical Frequency 156.

- Ferd. Travniček. Methoden der Forschung nach dem barometrischen Säkulareffekt 23.
- Säkulare Schwankungen der Windgeschwindigkeit als Anzeiger ebensolcher Zustandsänderungen der Atmosphäre 81.
- Fr. Trey. Erhaltungeneigung der Witterung 126.
- Vilho Väisälä. Wirkung der Windschwankungen auf die Pilotbeobachtungen 109.
- H. Wagemann. Problem der Wettervorhersage 20.
- A. Wagner. Hangwind—Ausgleichsströmung—Berg- und Talwind 20.
- Frage der Verdunstung 21.
- Theorie des Berg- und Talwindes 81.
- Satosi Watanabe. Growth of Vortex that takes place in a Water Tank when the Plug is removed 135.
- L. Weickmann. Meteorologische Ergebnisse der Polarfahrt des „Graf Zeppelin“. Juli 1931 20.
- W. Wenzel. Temperatur in Cumulus-Wolken 81.
- A. Wigand. Problem der Wettervorhersage 82.
- G. Ziemer. Bøigkeit des Windes in Bodennähe 47.
- Strahlungsvorgänge,
Zusammensetzung
der Atmosphäre, Solarkonstante
(Siehe auch Apparate und Meßmethoden)
- F. Albrecht. Strahlungsbilanzmesser zur Messung des Strahlungshaushaltes von Oberflächen 156.
- Anders Ångström. Aktinometrische Messungen während des internationalen Polarjahres und ihre meteorologische Bedeutung 52.
- J. Bartels. Physik der hohen Atmosphäre 67, 107.
- Franz Baur. Changes in the solar constant of radiation 130.
- F. Born, W. Dziobek und M. Wolff. Lichtdurchlässigkeit des Nebels 159.
- H. Buisson, C. Jausseran et P. Rouard. Transparence de la basse atmosphère 52.
- G. Déjardin et G. Liandrat. Lampe à filament plat dont l'ampoule de verre comporte une paroi mince transparente aux radiations ultraviolettes. Dispositif d'enregistrement de la lumière du jour 158.
- J. Duclaux. Coefficients d'absorption de l'atmosphère 158.
- Otmar Eckel. Intensitätsmessungen der Sonnenstrahlung in Traunkirchen 172.
- C. T. Elvey. Photometry of the Gegenschein 82.
- Ph. Flajolet. Transparence de l'atmosphère dans la région lyonnaise: la visibilité des Alpes 82.
- Wilhelm Freckmann. Strahlenbrechung unter Tage 131.
- J. Gauzit. Dosage de l'ozone atmosphérique par photométrie visuelle 50.
- Ladislav Gorczyński. Part du rayonnement solaire diffusé par la voûte céleste, dans les sommes d'insolation 111.
- F. W. Paul Götz. Trübung und anomale Extinktion 110.
- Kasimir Graff. Dämmerungshelligkeit auf Mallorca bei Sonnenhöhen zwischen -9° und -13° 131.
- P. Gruner. Anwendung der Optik trüber Medien. Beleuchtung inhomogener, gekrümmter Schichten 51.
- und U. Ghorus. Dämmerungsbeobachtungen auf Jungfraujoch 111.
- Walter Grundmann. Einfluß des Stadtdunstes auf die Trübung der Atmosphäre im Spiegel von Aktinographenaufzeichnungen 172.
- E. Hasché. Registrierungen mit A. Ångströms Pyranometer 157.
- Z. Horak. Formule des réfractions normales 159.
- Chr. Jensen. Normale, gestörte und pseudonormale Polarisations-Erscheinungen der Atmosphäre 66.
- Atmosphärisch-optische Messungen in Ilmenau 66.
- Herbert H. Kimball. Solar radiation as a meteorological factor 50.
- H. von Klüber. Photometrische Messungen in der atmosphärischen Sauerstoffbande λ 7600 (A-Gruppe) im Sonnenspektrum 130.
- Atsusi Kobayashi and Daizo Nukiya-ma. Transmissibility of Visible Light through a Cloud of Particles 132.
- F. Lauscher, F. Steinhauser und M. Toperczer. Ein Profil der Sonnenstrahlungsintensität durch die steirisch-niederösterreichischen Kalkalpen 50.
- U. Ph. Lely. Een regenboog 129.
- F. Lindholm. Répartition spectrale de l'insolation aux différentes latitudes en Europe 51.
- F. Link. Théorie photométrique des éclipses de Lune 83.

- F. Linke und H. v. dem Borne. Wellenlängenabhängigkeit der Strahlungsex-
tinktion trübender Teilchen 50.
- Harald Lunelund. Records of Solar
Radiation in Helsingfors 111.
— Registrierung der Sonnen- und Him-
melsstrahlung in Helsingfors 111.
- Ernst G. Meyer. Effektive Wärmestrahlung
des Taghimmels in Abhängigkeit
von Sonnenhöhe und Trübungsgrad der
Atmosphäre 131.
- W. E. Knowles Middleton. Measure-
ment of Visibility at Night 83.
- A. F. Moore. Scouting for a site for a
solar-radiation station 156.
- W. Mörikofer. Abhängigkeit der Sonnen-
strahlungsintensität von der Meereshöhe
168.
- C. Müller, H. Theissing und H. Kiessig.
Durchlässigkeit von Wolken und Nebeln
für sichtbare und ultrarote Strahlung
24.
- Daizo Nukiyama and Atsusi Kobayasi.
Transmissibility of Visible Light through
a Cloud of Particles 48, 110.
- A. Pfeiffer. Strahlungsprobleme und
Strahlungsmessung in der Meteorologie
82.
- L. W. Pollak und W. Gerlich. Licht-
elektrische Sichtmessungen 111, 131.
- Heinrich Renier. Registrierungen der
Strahlung von Sonne und Himmel auf
dem Brocken und am Nordrande des
Harzes 21.
- Gertrud Riemerschmid. Strahlungs-
messungen auf dem Atlantik und in
Brasilien 51.
- Morgan T. Riley. Visibility in New York
City 51.
- G. Rougier. Variations de l'absorption
atmosphérique 83.
- F. Schmid. Zodiakallichtforschung in
Afrika 140.
- A. Sinjagin. Lage der Polarisations-
ebene am Himmelsgewölbe 82.
- W. M. Smart. Photometric observations
of twilight 158.
- W. Smosarski. Polarisation des Himmels-
lichtes 111.
- Edward Stenz. Messungen der Wasser-
dampf-Absorption im ultraroten Sonnen-
spektrum 158.
- Reinhard Süring. Sonnenstrahlungs-
messungen und Wolkenbeobachtungen
30.
- Max Toperczer. Strahlungsmessungen in
Innsbruck 127.
- Oliver R. Wulf. Theory of the Ozone of
the Lower Atmosphere and its Relation
to the General Problem of Atmospheric
Ozone 24.
- W. Wundt. Änderungen der Erdalbedo
während der Eiszeit 170.

Akustik

(Siehe auch Apparate und Meßmethoden)

J. Kölzer. Schallausbreitung auf nahe
Entfernungen und Schlußfolgerungen
zum Problem der anomalen Schallaus-
breitung 48.

H. Regula. Neubearbeitung der Schall-
beobachtungen 66.

9. Angewandte Geophysik

(Siehe auch Apparate und Meßmethoden)

Allgemeines

D. C. Gall. Field instruments 159.

W. Koehne. Gedenkjahr der Grund-
wasserkunde, zwanzig Jahre regelmäßige
Messungen 159.

A. O. Rankine. Aspects of Applied Geo-
physics 24.

Schwerkraftmethoden

E. C. Bullard. Observation of Gravity by
Means of Invariable Pendulums 137.

A. v. Flotow †, A. Berroth und H.
Schmehl. Relative Bestimmung der
Schwerkraft in Norddeutschland 132.

E. Lancaster-Jones. Principles and
practice of the gravity gradiometer 25,
68.

A. O. Rankine. Representation and calcu-
lation of the results of gravity surveys
with torsion balances 84.

Raoul Vajk. Mapping of Faults by Iso-
gams 160.

Seismische und akustische Methoden

Arthur L. Day. Experiences of a seismo-
logist 2.

B. Gutenberg, Harry O. Wood and
John P. Buwalda. Experiments test-
ing seismographic methods for de-
termining crustal structure 84.

J. H. Jones. Diffraction of Elastic Waves
at the Boundaries of a Solid Layer 84.

- H. W. Koch und W. Zeller. Genauigkeit von seismographischen Messungen nicht-stationärer Vorgänge 112.
- R. Köhler. Resonanzschwingungen des Untergrundes und ihre Bedeutung für Gebäude 172.
- Pierre Marti. Possibilité de déterminer la pente du sol sousmarin au moyen d'un seul sondage acoustique 19.
- Morris Muskat. Theory of Refraction Shooting 72.
- T. C. Richards. Elastic constants of rocks, with a seismic application 112.
- Elektrische, magnetische,
radioaktive und thermische
Methoden
- O. H. Gish. Use of geoelectric methods in search for oil 112.
- H. Haalck und A. Ebert. Elektromagnetische Messungsmethode mit Elektrodenverlegung zur Aufsuchung von Leitfähigkeitsunterschieden im Untergrund 84.
- J. N. Hummel. Potentialverteilung um verschiedene Störungskörper, die sich in einem an und für sich homogenen Stromfelde befinden 6.
- Otto Keunecke. Stand der geoelektrischen Methoden der angewandten Geophysik für die Aufsuchung von Erdöllagerstätten 172.
- Alfred Löhnberg und Walter Stern. Karsthydrologische Forschung durch Anwendung geoelektrischer Methoden 96.
- Max Müller. Einfluß der Anisotropie der Gesteinsmedien auf die Verteilung niederperiodischer elektromagnetischer Wechselfelder 9.
- Bestimmung der Reaktionsgeschwindigkeit aktiver elektrischer Vorgänge im Erdboden 84.
- W. J. Rooney. Mesures de la résistivité de la terre et leur application à la géophysique et aux problèmes techniques 112.
- W. Stern. Verlauf geneigter Diskontinuitätsflächen 112.

Mitgliederverzeichnis

der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft nach dem Stande vom 1. Januar 1934

Bankkonto: Norddeutsche Bank in Hamburg Filiale der Deutschen Bank
und Disconto-Gesellschaft. Postscheckkonto: Hamburg Nr. 43 999
(Beides nur für „Deutsche Geophysikalische Gesellschaft“)

Ehrenvorsitzender: E. WIECHERT †, Göttingen.

Ehrenmitglieder: Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. H. HERGESELL, Berlin N W, Siegmundshof 10.
Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. AD. SCHMIDT, Gotha, Lützowstraße 1.

Vorstand der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

Vorsitzender: E. KOHLSCHÜTTER, Potsdam.

Stellvertretende Vorsitzende: L. WEICKMANN, Leipzig;
W. SCHMIDT, Wien;

Schatzmeister: R. SCHÜTT, Hamburg 24, Papenhuderstraße 8.

Schriftleiter der Zeitschrift für Geophysik: G. ANGENHEISTER, Göttingen.

Weitere Vorstandsmitglieder:

A. BORN, Berlin; O. HECKER, Jena; F. LINKE, Frankfurt a. M.;
W. MEINARDUS, Göttingen; H. RAUSCHELBACH, Hamburg.

Es wird gebeten, Änderungen der Anschrift dem Vorsitzenden, dem Schatzmeister und der Schriftleitung mitzuteilen.

(Die mit * Bezeichneten sind Gründer der Gesellschaft.)

- *1. ALMSTEDT, KARL, Dr., Braunschweig, Leonhardstraße 41.
- *2. ANDRÉE, K., Prof. Dr., Vorst. d. Geophys. Warte d. Albertus-Universität, Königsberg i. Pr., Heumarkt 1.
- *3. ANGENHEISTER, G., Prof. Dr., Direktor d. Geophysikal. Instituts, Göttingen, Herzberger Landstraße 180.
- *4. ANSEL, Prof. Dr., Freiburg i. Br., Kunigundenstraße 7.
5. Askaniawerke, Berlin-Friedenau, Kaiserallee 87/88.
6. Astronomisch-Meteorologische Anstalt d. Universität, Basel-Binningen, Schweiz.
7. BARSCH, O., Bergstrat Prof. Dr., Berlin N 4, Invalidenstraße 44. Privat: Berlin-Charlottenburg, Leonhardstraße 2.
8. BARTELS, J., Prof. Dr., Eberswalde, Neue Kreuzstraße 17^U.
9. BARTON, DONALD C., Dr., Houston, Texas, Petroleum Building, U. S. A.
10. BAUR, FR., Prof. Dr., Frankfurt a. M.-Rödelheim, Fuchstanzstraße 35.
11. Bayerische Landeswetterwarte, München, Gabelsbergerstraße 55¹.

12. BELAR, ALBIN, Prof., Direktor d. Observatoriums „Sir Humphrey Davy“, Gorjebled (Jugoslawien).
13. BENNDORF, H., Prof. Dr., Phys. Institut d. Universität Graz.
14. Bergens Museum, Jordskjuelvsstasjon, Bergen (Norwegen).
- *15. BERGER, R., Assistent am Geodätischen Institut Potsdam.
16. BOCK, R., Dr., Observator am Adolf-Schmidt-Observatorium Niemegek (Kreis Zauch-Belzig).
17. BORN, A., Prof. Dr., Berlin-Grünwald, Hohenzollerndamm 86.
18. BORNE, H. VON DEM, Dr., Taunus-Observatorium, Kl. Feldberg, Post Oberreifenberg, Taunus.
19. BOSSOLASCO, MARIO, Prof. Dr., Torino 113, Via S. Quintino 33, Italien.
20. BRAND, J., Dr., Bremen, Viktoriastraße 6.
21. BREYER, FR., Dr.-Ing., Hannover, Eichenplan 1.
22. BRINKMANN, R., Prof. Dr., Dir. d. Geolog. Staatsinstituts d. Univ. Hamburg, Hamburg-Langenhorn 1, Höpen 10.
23. BROCKAMP, B., Dr., Kopenhagen, Puggaardsgade 2¹.
24. BÜLOW, E.-U. v., Dr., Geologist and Consulting Geophysicist. 509 Seventeenth Street, Denver, Colorado, U. S. A.
25. Bundesamt f. Eich- und Vermessungswesen, Wien VIII, Friedrich-Schmidt-Platz 3.
- *26. BURMEISTER, Dr., Observator an d. Erdphys. Warte b. d. Sternwarte München.
27. CLOOS, E., Geologe Dr., zurzeit Baltimore (Maryland), U. S. A., John Hopkins University.
28. Colorado School of Mines; Golden Colorado, U. S. A.
29. CONRAD, V., Prof. Dr., Leiter d. Erdbebenwarte d. Zentralanstalt f. Meteorologie und Geodynamik, Wien VI (Österreich), Mariahilferstraße 91.
30. Čsl. státní ústav geofysikální. Prag II, U. Karlova 3.
31. DEFANT, A., Prof. Dr., Direktor d. Inst. f. Meereskunde, Berlin NW 7, Georgenstraße 34—36.
32. Deutscher Markscheideverein Bochum (Vorsitz: Markscheider LÖHR). Postschließfach 288.
33. Dominion Observatory, Ottawa (Canada), Direktor R. MELDRUM STEWART.
34. DUBOIS, P., Dr., Trier, Institut f. Klimaforschung, Sickinger Straße.
35. DUNSTAN, D., Chief Government Geologist of Queensland, Brisbane (Australien), Q. P. J. Building, 127 Adelaide Street.
36. DUPEIER, A., Prof. Dr., Catedratico de Geofísica en la Universidad Central. Madrid, Calle Viriato, 40 mod., Spanien.
37. ECKHARDT, E. A., Dr., Gulf Research Laboratory, 327 Craft Avenue, Pittsburgh, Pa., U. S. A.
38. Erdbebenwarte am Markscheideinstitut der Technischen Hochschule Aachen, Wüllerstraße.
39. Erdbeben- und Wetterwarte Ravensburg (Württemberg).
40. Erdbebenstation am Physikal. Institut d. Universität Graz (Österreich).
41. ERMERT, E. A., Dipl.-Ing., Celle i. Hann., Schackstr. 4a.
- *42. ERRULAT, Prof. Dr., Assistent a. d. Geophysikal. Warte Königsberg i. Pr., Metgethen (Ostpreußen), Forstweg 8.
43. FANSELAU, G., Dr., Berlin-Charlottenburg, Oldenburgallee 19^{II}.
44. FILCHNER, W., Dr., Wilmersdorf, Livländische Straße 26.
45. FONTSÉRÉ, ED., Prof. Dr., Direktor d. seism. Station d. Observatoriums Fabra, Barcelona (Spanien), C. Salmeron 11.
- *46. FRIEDLÄNDER, IMM., Dr., Direktor d. Vulkanologischen Instituts, Neapel (Italien), Vomero, Via Luigi Sanfelice 60.

47. Fysikaliska Laboratoriet, Helsingfors (Finnland), Brombergsterrassen.
48. GASSMANN, F., Prof. Dr. an d. Kantonschule Aarau (Schweiz), Herzogstraße 48.
49. GELLA, N., Direktor, Ingenieur, Kassel-Wilhelmshöhe, Kohlenstraße 417.
50. Geodätisches Institut d. Techn. Hochschule Hannover.
51. Geographisches Seminar d. Universität Göttingen, Prinzenstraße.
52. Geolog.-mineralisches Institut d. Universität Köln, Severinswall 38.
53. Geolog.-paläontologisches Institut d. Techn. Hochschule Berlin-Charlottenburg, Berliner Straße 171/172.
54. Geolog.-paläontolog. Institut d. Universität Berlin N 4, Invalidenstraße 43.
55. Geolog.-paläontolog. Institut d. Universität Göttingen, Bahnhofstraße 28.
56. Geophysikal. Institut d. Universität Göttingen, Herzberger Landstraße 180.
57. Geophysikal. Institut d. Universität Leipzig, Talstraße 38.
58. Geophysikal. Warte Königsberg i. Pr., Heumarkt 1.
59. GÖTZ, F. W. PAUL, Dr. phil. nat., Leiter d. Lichtklimatischen Observatoriums Arosa (Schweiz), Inner-Arosa.
60. GOMEZ DE LLARENA, JOAQUIN, Prof. Dr., Catedratico del Instituto, Gijón, Asturien, Spanien.
61. GROTEWAHL, M., Dr., Kiel, Wilhelminenstraße 28.
- *62. GUTENBERG, B., Prof. Dr., Pasadena (Calif.), U. S. A. Seismological Laboratory, 220 North San Rafael Avenue.
63. HAALCK, Prof. Dr., Potsdam, Eisenhartstraße 19.
64. HARTMANN, W., Dr., Hannover, Flugwetterwarte, Vahrenwalder Heide; Hannover, An der Apostelkirche 4^{II}.
65. HASEGAWA, M., a. o. Prof., Geophysik. Institut d. Universität Kyoto, Japan.
66. HAUBOLD, W. FR., Dr., Göttingen, Lange Geismarstraße 40.
67. HAURWITZ, B., Priv.-Doz. Dr., Institut of Technology 33—419 Cambridge Mass., U. S. A.
68. HAUSSMANN, K., Geh. Reg.-Rat Prof. Dr.-Ing. h. e., Schwäbisch-Gmünd, Straßdorfer Berg 1.
- *69. HECKER, O., Geh. Ober-Reg.-Rat Prof. Dr., Jena, Hindenburgstraße 4.
70. HEILAND, C., Prof. Dr., Prof. of Geophysics Colorado School of Mines, Golden, Colorado, 714 14th Street, U. S. A.
71. HEISKANEN, W., Dr., Dozent a. Geodät. Institut, Helsinki, Finnland, Tempelik 7.
72. HERGESELL, H., Geh. Reg.-Rat Prof. Dr., Berlin NW 87, Siegmundshof 10.
73. HESS, V. F., Prof. Dr., Institut f. Strahlenforschung, Innsbruck, Schöpfstraße 41.
74. HILLER, W., Dr., Wissenschaftl. Assistent d. Württemb. Landeswetterwarte, Stuttgart, Büchsenstraße 56.
75. HOELFER, Studienrat Dr., Direktor d. Meteorolog. Observatoriums, Aachen.
76. HUBERT, F., Studienrat Dr., Kassel, Albrechtstraße 45^{II}.
77. Institut f. Geodäsie u. Geophysik d. Universität Turin (Italien).
78. Institut f. Meereskunde, Berlin NW 7, Georgenstraße 34—36.
79. Institut f. Meteorologie u. Geophysik, Frankfurt a. M., Feldbergstraße 47.
80. ISRAËL, H., Dr., Frankfurt a. M. 1, Weinstraße 47.
81. JENSEN, CHR., Prof. Dr., Hamburg 20, Curschmannstraße 8^I.
82. JONGMANS, W., Dr., Directeur van het Geologisch Bureau voor het Nederlandsche Myngebied Heerlen (Holland), Akerstraat 86.
83. JUNG, K., Privatdozent Dr., Potsdam, Geodätisches Institut. Wohnung: Potsdam, Leiterstraße 13^I.
84. KAPPES, TH., Dr.-Ing., Markscheider, Oberassistent a. d. Techn. Hochschule Aachen, Weberstraße 35.
85. KILCHLING, K., Prof. Dr., Freiburg i. Br., Zasiusstraße 43.
86. KIROFF, K., Prof., Direktor des Meteorol. Instituts, Sofia, Rue Regentaka 3.

87. KLEINSCHMIDT, Prof. Dr., Direktor d. meteorol. Abteilung d. Württemb. Statist. Landesamts, Stuttgart, Büchsenstraße 56.
88. KÖLZER, J., Ober-Reg.-Rat Dr., Referent im Reichswehrministerium, Heereswaffenamt, Prüfstelle, Berlin, Nollendorfstraße 29/30 — Privatdozent f. Meteorologie an der Universität Berlin.
89. KOENIGSBERGER, J., Prof. Dr., Freiburg i. Br., Wildtalstraße 33.
90. KOHLSCHÜTTER, E., Wirkl. Admiral-Rat Prof. Dr., Dir. d. Geod. Inst. Potsdam, Telegraphenberg.
91. Koninklijk Magnetisch en Meteorologisch Observatorium, Batavia-Centrum.
92. KOSCHMIEDER, H., Dr., Direktor d. Staatl. Observ. Danzig-Langfuhr, Heeresanger 9.
93. Kosmographisches Institut d. Universität Budapest VIII, Múzeum-körút 6, z. Händen Prof. Dr. v. KÖVESLIGETHY.
- *94. KOSMAT, FR., Geh. Bergrat Prof. Dr., Direktor d. sächs. Geolog. Landesuntersuchung, Leipzig, Talstraße 35.
95. KRAHMANN, R., Dr.-Ing., Johannesburg-Parkview, Südafrika, 96 Kerry Road.
- *96. KRUMBACH, G., Reg.-Rat bei d. Reichsanst. f. Erdbebenf., Jena, Schützenstraße 10^l.
97. KÜHN, Geh. Bergrat Prof. Dr., Abteilungsdirektor d. preuß. Geolog. Landesanstalt, Berlin-Dahlem, Humboldtstraße 24.
98. KÜHLBRODT, E., Ober-Reg.-Rat Prof. Dr., Abteilungsvorsteher u. Privatdozent f. Meteorologie, Hamburg 3, Deutsche Seewarte.
99. LAMBERT, MR. WALTER DAVIS, U. S. Coast and Geodetic Survey Washington, U. S. A.
100. LAMBERT, LUISE, Dr., Leipzig C 1, Talstraße 38^{III}, Geophysikal. Inst.
101. Landeswetterwarte auf dem Königstuhl bei Heidelberg.
102. LANDSBERG, H., Dr., Frankfurt a. M., Feldbergstraße 47.
103. LEHMANN, INGE, Frl., Kopenhagen, Staatsgeodät, Vorsteher d. seism. Abteilung, Geodaetisk Institut.
104. LETTAU, H., Dr., Leipzig C 1, Geophysikal. Institut, Talstraße 38^{III}.
105. LINK, E., Reg.-Baumeister (Vertreter d. Siemens-Bauunion), Porte Alegre, Rua Moinhos de Vento 70 (Brasilien).
106. LINKE, F., Prof. Dr., Direktor d. Meteorol. Geophysikal. Instituts, Frankfurt a. M., Feldbergstraße 47.
107. LÖHR, Markscheider, Vorsteher d. Erdbebenwarte d. Westfälischen Berggewerkschaftskasse, Bochum, Kanalstraße 24.
108. LORENSER, E., Dr., Freiberg i. Sa., Radiuminstitut d. Bergakademie.
109. LOTZE, FR., Dr., Berlin N 4, Invalidenstraße 43.
110. LUTZ, C. W., Prof. Dr., Hauptobservator an der Erdphys. Warte b. d. Sternwarte München.
111. MAINKA, C., Prof. Dr., Direktor d. Oberschles. Erdwissenschaftl. Landeswarte, Ratibor O.-S., Bahnhofstraße 4.
112. MANNES, W. H., Consulting Geophysicist, 1937 Lexington Ave., Houston, Texas, U. S. A.
113. MARTIN, H., Dr., Jena, Fröbelstieg 3.
114. MEINARDUS, Prof. Dr., Direktor d. Geograph. Seminars, Göttingen, Wagnerstraße 2.
115. MEISSER, O., Dr., Assistent a. d. Reichsanst. f. Erdbebenf., Jena, Fröbelstieg 3.
116. MEISSNER, O., Potsdam, Stiftstraße 2.
117. Meteorol. Magn. Observatorium, Potsdam, Telegraphenberg.
118. Meteorol. Observatorium, Essen, Kapuzinergasse 8.
119. Meteorol. Institut d. Rep. Türkei, Ankara. Boite Postale 401.
120. Meteorol. Zentralanstalt (Valtion Meteorologinen Keskuslaitos) Helsinki.
121. MIHALOVIĆ, J., Prof. Dr., Dir. d. Inst. Seismologique, Beograd, Tasmaidan, S. H. S.
122. MILDNER, P., Dr., Leipzig C I, Talstraße 38.
123. MILLER, A. H., Dominion Observatory, Ottawa, Canada.

- *124. MINTROP, L., Prof. Dr., Breslau, Technische Hochschule.
125. MÖLLER, FR., Dr., Assistent a. Universitätsinstitut f. Meteorologie u. Geophysik, Frankfurt a. M., Feldbergstraße 47.
126. MÖRIKOFER, W., Dr., Davos-Platz, Physikal.-Meteorolog. Observatorium, Davos (Schweiz).
127. MÜGGE, R., Privatdozent Dr., Frankfurt a. M., Am Dammgraben 68, Eisenbahnsiedlung.
128. MÜLLER, M., Privatdozent Dr., Jena, Fröbelstieg 3.
129. Naturwissenschaftl. Verein (Prof. Dr. SCHLÖZER) Karlsruhe, Techn. Hochschule.
130. NAVORRO-NEUMANN, M. M., S. J., Dr., Villa San Luigi-Posillipo 276, Napoli (Ital.).
131. NIPPOLDT, A., Prof. Dr., Vorst. d. Magn. Inst., Potsdam, Finkenweg 6.
132. NÖRLUND, N. E., Prof. Dr., Dir. d. Geodaetisk Institut, Kopenhagen, Universität.
133. NUMEROW, B., Prof., Leningrad, Institut Astronomique, Fontanka 34, U. R. S. S.
134. Observatorio La Plata, Argentinien.
135. OISHI, W., Direktor d. Aerologischen Observatoriums, Tateno bei Tutiura (Ibaraki-ken), Japan.
136. ONO, SUMINOSUKE, Prof. Dr. of the Tokyo Bunrika University, 82, Otsuka-Sakashitayto 82, Koishikawa, Tokyo, Japan.
137. OSTERMEIER, JOH. B., Geophys., Mering bei Augsburg, Hans-Sachs-Weg 6.
138. POLLAK, L. W., Dr., o. ö. Prof. u. Vorstand d. Geophysikal. Instituts d. Deutschen Universität, Prag II, Dittrichova 13.
139. Preuß. Geodät. Institut, Potsdam, Telegraphenberg.
140. Preuß. Geolog. Landesanstalt, Berlin N 4, Invalidenstraße 44.
141. Preuß. Meteorol. Institut, Berlin W 56, Schinkelplatz 6.
142. PREY, A., Prof., Wien XVIII, Eckpergasse 39/41.
143. RAUSCHELBACH, H., Dr., Ober-Reg.-Rat u. Abteilungsvorst. a. d. Deutschen Seewarte, Hamburg 3, Stintfang.
144. REEH, E., Dipl.-Berg.-Ing. Dr., Hannover-Bothfeld, Sutelstraße 31 A.
145. REICH, H., Dr., Geologe a. d. Preuß. Geol. Landesanst., Berlin N 4, Invalidenstraße 44.
146. Reichsanstalt f. Erdbebenforschung, Jena, Fröbelstieg 3.
147. RELLENSMANN, O., Dr., Breslau 16, Sauerbrunn 5.
148. REUTLINGER, G., Assistent a. d. Techn. Hochschule Darmstadt, Saalbaustraße 81.
149. REY, ALFONSO, Pastor, Dr., Direktor de la Estacion Sismologica Central, Toledo.
150. RITZAU, K. F., Dipl.-Ing., 2416 Milam Street Houston, Texas, U. S. A.
151. RIZZO, G. B., Prof. Dr., Direttore dell' Istituto di Fisica Terrestre della R. Università, Napoli (Italien), Largo S. Marcellino No. 10.
152. RÖPKE, C., Dr., Geophysiker, W.-Ihlienwort, Kr. Land Stadeln (Untereibe).
153. RÖSSIGER, M., Dr., Clausthal, Physikal. Institut der Bergakademie.
154. ROMBERG, A., Prof. Dr., Universität Austin, Texas, U. S. A.
155. RUDOLPH, H., Prof. Dr., Homburg v. d. Höhe, Lange Meile 2.
156. RUTHE, K., Studienrat, Holzminden.
157. SCHEUBLE, H., Privatdozent Dr., Leoben, Montanistische Hochschule.
158. SCHLEUSENER, A., Berlin-Lichterfelde, Elisabethstraße 1, bei Schmidt.
159. SCHLOMKA, T., Dr., Greifswald, Wolgaster Straße 87.
160. SCHMEHL, H., Prof. Dr., Abteilungsvorstand am Preuß. Geodät. Institut, Potsdam, Zeppelinstraße 25^{II}.
161. SCHMIDT, AD., Geh. Reg.-Rat Prof. Dr., Gotha, Lützowstraße 1.
162. SCHMIDT v., O., Dr., Dorpat (Estland), Schloßstraße 13.
163. SCHMIDT, WILH., Prof. Dr., Dir. d. Zentralanstalt f. Meteorologie u. Geodynamik, Wien XIX/1, Hohe Warte 38.
164. SCHROETER, R., wissenschaftl. Hilfslehrer, Wandsbek b. Hamburg, Löwenstraße 3 a.

- *165. SCHÜTT, R., Prof. Dr., Vorst. d. Hauptstation f. Erdbebenforschung a. Physikal. Staatsinstitut, Hamburg 24, Papenhuderstraße 8.
166. SCHUH, Prof., Leiter d. Mecklenburg. Geolog. Landesanst., Rostock, Wächterstr. 31.
167. SCHULZ, B., Prof. Dr., Hamburg 21, Höltystraße 2.
168. Schweizerische Meteorol. Zentralanstalt, Zürich.
- *169. SCHWEYDAR, W., Prof. Dr., Potsdam, Höhenstraße 7.
170. SCHWINNER, R., Prof. Dr., Graz (Österreich), Schillerstraße 5.
171. SEIDL, E., Geh. Rat Dr.-Ing., Berlin-Westend, Tapiaw-Allee 6.
172. Seismos, G. m. b. H. Hannover M, Friedrichstraße 2B.
- *173. SIEBERG, A., Prof. Dr., Reg.-Rat b. d. Reichsanst. f. Erdbebenf., Jena, Landgrafenstieg 2.
174. SIEMENS & HALSKE, Zentralstelle f. wissenschaftlich-technische Forschungsarbeiten d. Siemens-Konzerns, Siemensstadt bei Berlin.
175. STENZ, E, Dr., Sulejówek k. Warszawy, Polska.
176. STINY, J., o. Prof. Dr. d. Geologie a. d. Techn. Hochschule Wien IV, Karlsplatz 13.
177. STOPPEL, R., Frl. Prof. Dr., Institut f. allgem. Botanik, Hamburg 36, Jungiusstr. 6
178. STRAUBEL, R., Prof. Dr., Geschäftsleiter d. Zeisswerkes, Jena, Botzstraße 10.
179. STUBBE, G., Houston, Texas, U. S. A., 809 M. & M. Bldg.
180. STÜVE, G., Prof. Dr., Geophysik. Institut, Frankfurt a. M., Feldbergstraße 47.
181. SVERDRUP, H. U., Prof. Dr. d. Meteorologie am Geophysikal. Institut in Bergen (Norwegen), Kalfarveien 59.
- *182. TAMS, E., Prof. Dr., Wissenschaftl. Rat a. d. Hauptstation f. Erdbebenforschung, Hamburg 36, Jungiusstraße 9.
183. Taunusobservatorium, Kl. Feldberg im Taunus, Post Oberreifenberg i. Ts.
184. TOMASCHEK, R., Prof. Dr., Marburg/Lahn, Sybelstraße 12.
185. TRAPPE, F'r., Dr., Hannover-Kirchröde, Ernststraße 3'.
186. TUCHEL, Dipl.-Berging., Hannover, Podbielskistraße 31.
187. VENSKE, Prof. Dr., Potsdam, Met.-Magn. Observatorium.
188. VISSER, S. W., Dr., Koninkl. magn. Met. Observ. Batavia, Nederl. Indie.
189. WEAVER, P., Chief Geophysicist of the Gulf Production Companys, Houston, Texas.
190. WEICKMANN, L., Prof. Dr., Direktor d. Geophys. Inst. d. Univ. Leipzig, Talstraße 38.
191. WEIGELT, I., Prof. Dr., Halle a. d. S., Platanenstraße 2.
192. WILIP, Prof. Dr., Physik. Institut d. Universität Dorpat (Estland).
193. WILSKI, P., Prof. Dr., Vorst. d. Erdbebenwarte d. Techn. Hochschule Aachen, Kurbrunnenstraße 18.
- *194. ZEISSIG, C., Prof. Dr., Vorst. d. Seismischen Station Darmstadt-Jugenheim.
195. Zentralanstalt f. Meteorologie u. Geodynamik, Wien XIX, Hohe Warte 38.