

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



VIII. Jahrgang 1932

Mit 256 Figuren im Text und 1 Lichtbild

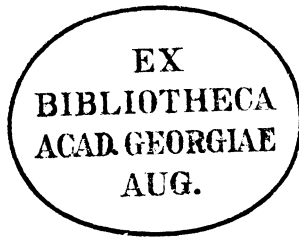
---

Braunschweig  
Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges.  
1932

---

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

---



1933. 4137

Printed in Germany



# Untersuchung der Schallausbreitung bei Unterwasserexplosionen

Von **W. Beuermann** — (Mit 13 Abbildungen)

Die Arbeit behandelt in der Ostsee angestellte Versuche zur Bestimmung der Laufzeitkurve von Unterwasserknallen. Die vom Empfänger aufgezeichneten Knallkurven werden insbesondere auf ihren Frequenzinhalt hin diskutiert. Die Deutung eines Teiles als Gasblasenschwingungen wird durch Laboratoriumsversuche erhärtet.

**Zweck der Arbeit.** Die Unterwasserschalltechnik bedient sich seit Jahren für orientierende Versuche über die Schallausbreitung im Wasser kleiner Sprengladungen, die man unter Wasser explodieren läßt. Diese Unterwasserknalle stellen eine einfache und doch kräftige Schallquelle dar, besonders, wenn man berücksichtigt, mit welchen Schwierigkeiten es verbunden ist, mit elektromechanischen Schallquellen große Schallenergien abzustrahlen. Diesen Vorteilen, die sie auch viel bei Echolotverfahren zur Anwendung kommen ließen, steht die Vermutung gegenüber, daß die plötzlich auftretenden großen Drucke eine anormale Schallausbreitung verursachen könnten. Abgesehen von der Überschallgeschwindigkeit, die in der nächsten Umgebung der Explosionen auftritt\*), sprachen für diese Annahme auch Oszillogramme, die bei einem Abstand von 2000 m eine Art Vorläufer zeigten, die bei Entfernungen von wenigen hundert Metern nicht bemerkt wurden. Man neigte zu der Ansicht, daß die Vorläufer auf Schallwellen zurückzuführen seien, die in Schichten mit höherer Fortpflanzungsgeschwindigkeit unter dem Meeresboden verlaufen. Ähnliche Erscheinungen wurden bei künstlichen Erdbeben mittels Sprengungen auf dem Festlande beobachtet, die zur Erforschung des Erdinneren ausgeführt wurden. Die hierbei auftretenden Vorläufer sind als Wellen erkannt worden, die eine Erdschicht mit größerer Schallgeschwindigkeit zwischen Sender und Empfänger durchlaufen\*\*).

Eingehende Versuche in dieser Richtung sind für Wasser bisher nicht gemacht worden.

Im Jahre 1888 haben zwei Engländer\*\*\*) bei Sidney die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles bei Unterwasserexplosionen in Abhängigkeit von der Ladung gemessen. Die Ergebnisse ihrer Versuche, die sie über eine Entfernung von 200 Yards anstellten, überschreiten die als normal anzusehenden Geschwindigkeiten um 15 bis 30%.

---

\*) Ramsauer: Ann. d. Phys. **73**, 265 (1923).

\*\*) Handb. d. Experimentalphysik XXV, Teil 3, S. 277—289.

\*\*\*) Threlfall und Adair: Proc. Roy. Soc. London (A) **45**, 450; **46**, 496.

Die Aufgabe dieser Arbeit bestand darin, zu untersuchen, ob bei Unterwasserexplosionen mit kleiner Ladung die auftretenden Vorläufer eine höhere Geschwindigkeit haben und dementsprechend die Laufzeitkurve eine ähnliche Form besitzt, wie sie aus der Seismik her bekannt ist, oder ob für das Auftreten der Vorläufer eine andere Erklärung zu finden ist. Gleichzeitig sollte bestimmt werden, welche Schallgeschwindigkeit für die praktischen Meßmethoden, Knallortsbestimmung usw. bei den Rechnungen anzusetzen ist. Drittens sollte versucht werden, eine Begründung für die auftretenden Frequenzen, die die Oszillogramme bei den aufgenommenen Knallkurven stets zeigen, zu finden, insbesondere, ob die bei der Explosion auftretende Gasblase solche Schwingungen ausführt, oder ob sie sekundärer Natur sind.

**Apparatur.** Die zur Durchführung dieser Versuche notwendige Apparatur bestand aus zwei Teilen:

1. der Einrichtung zur Aussendung und zum Empfang des Unterwasserschalles und

2. der Hilfsapparate, die der Übertragung der Zeitmarke dienten. Die für die Versuche als Schallquelle benutzten Sprengmittel waren meist 2 g Glühzünder der Westfälisch-Anhaltischen-Sprengstoff A. G., in wenigen Fällen wurden auch solche von 6 und 50 g verwendet. Die Ladung war in dünnen Zinkblechhülsen

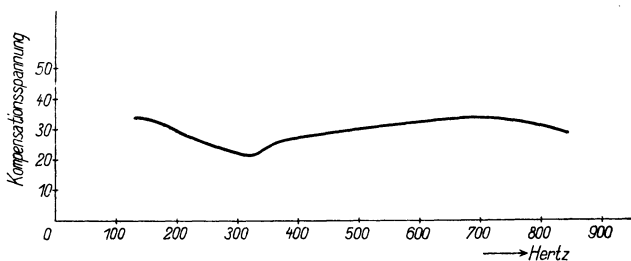


Fig. 1. Frequenzkurve des Verstärkers mit Empfänger Nr. 1027

untergebracht und, mit Anschlußdrähten versehen, gebrauchsfertig erhältlich. Zur Zündung benötigten sie 0.5 Amp., die einer Akkumulatorenbatterie von 4 oder 6 Volt entnommen wurde. Zur Aufnahme des Schalles wurde ein elektrodynamischer Unterwasserschallempfänger verwendet, dessen Membran etwa 0.2 mm stark und durch Zusatzgewichte auf eine Eigenperiode von 56.5 Hertz gebracht war. Zur Magnetisierung benötigte er etwa 100 Watt, die eine Akkumulatorenbatterie lieferte.

Zur Aufzeichnung der Schallkurven wurden die Wechselströme des Empfängers entweder direkt über einen Transformator oder unter Vorschaltung eines Röhrenverstärkers einer Oszillographenschleife zugeführt. Anfangs wurde ein Spezialoszillograph für große Filmgeschwindigkeiten verwendet, später ein Siemens-

Oszillograph mit drei Schleifen. Zur Ausmessung der Oszillogramme wurde durch eine zweite Schleife die 500 Periodenkurve eines Tongenerators aufgezeichnet, dessen Frequenz vor jeder Aufnahme mit einer geeichten Stimmgabel kontrolliert wurde.

Um von der Güte der Empfangsapparatur, besonders ihrer Frequenzabhängigkeit, ein Bild zu bekommen, wurde die Frequenzkurve des Verstärkers mit an-

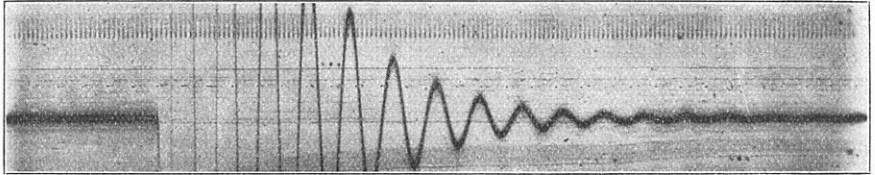


Fig. 2. Eigenschwingung des Empfängers

geschlossenen Empfänger für den in Betracht kommenden Bereich aufgenommen (Fig. 1). Hierzu wurde dem Empfänger in kurzer Entfernung gegenüber ein Sender gleicher Bauart ins Wasser gehängt, der mit einem konstanten Strom veränderlicher Frequenz beschickt wurde. Die Ausgangsspannung des Verstärkers

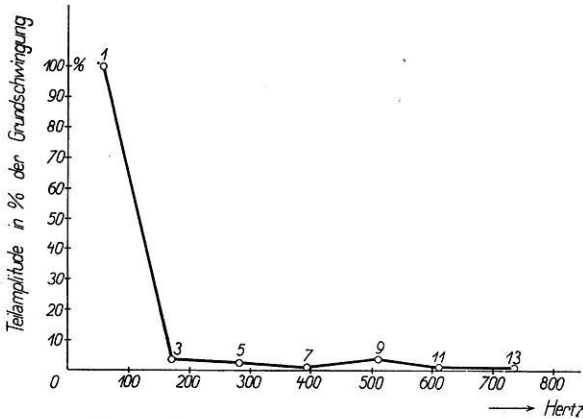


Fig. 3. Harmonische Analyse des Empfängers Nr. 1027

wurde nach der Kompensationsmethode gemessen und als Ordinate aufgetragen, als Abszisse die Frequenz. Zur Bestimmung der Eigenschwingung des Empfängers wurde dieser unter Wasser angeschlagen. Aus der hierbei vom Oszillographen aufgenommenen Kurve (Fig. 2) ergibt sich seine Eigenfrequenz zu 56.5 Hertz und die Dämpfung zu 0.56. Die Fourieranalyse dieser Kurve zeigt, daß sie keine Oberschwingung enthält, die störend wirken könnte (Fig. 3).

Größte Sorgfalt wurde auf den zweiten Teil der Apparatur verwendet, der zur Übertragung der Zündungszeit diente. Eine Drahtverbindung kam unter

den vorliegenden Umständen nicht in Frage, sondern nur die drahtlose Telegraphie. Am Knallort wurde ein kristallgesteuerter 5 Watt-Kurzwellensender ( $\lambda = 47.7$  m) aufgestellt und verschiedene Methoden zur Übertragung der Zeitmarke auf den Sender ausprobiert.

Es war zuerst beabsichtigt, die Zündungszeit, also den Moment, in dem der Strom eingeschaltet, und die Explosionszeit, zu der die Schallaussendung beginnt, getrennt aufzuzeichnen und so die Explosionsverzögerung zu messen, doch gelang dieses nicht, da die Zeitdifferenz so gering war, daß beide Zeichen sich überdeckten. Gleichzeitig war damit festgestellt, daß die Explosionsverzögerung zu vernachlässigen war. Am besten bewährte sich die Schaltung mit einer Doppeltaste, die aus zwei starr miteinander verbundenen, aber elektrisch getrennten Morsetasten bestand, deren Kontakte auf vollkommene Gleichzeitigkeit ein-

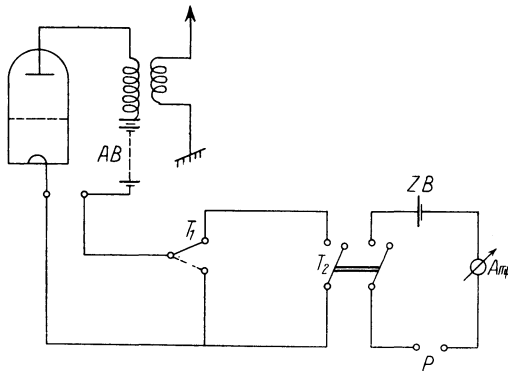


Fig. 4. Schaltung der Schußauslösung.

*AB* Anodenbatterie 200 Volt, *ZB* Zündbatterie 6 Volt, *T*<sub>1</sub> Probetaste, *T*<sub>2</sub> Doppeltaste, *P* Patrone

gestellt waren. Die eine Taste schaltete den Zündungsstrom ein, die andere gab die Zeitmarke auf den Sender und zwar lag sie im Anodenstromkreis der Senderröhren, so daß beim Einschalten die Hochfrequenzschwingungen einsetzen konnten (Fig. 4).

Von dem exakten Einsetzen der Schwingungen hing alles ab, deshalb wurden vor jeder Aufnahme eine Anzahl Probezeichen gesandt, die auch zur Einstellung des Empfängers dienten. Diese Methode war die einfachste und gab im Oszillographen einen brauchbaren Ausschlag. Der Kurzwellensender war noch mit einer Telephonieeinrichtung ausgestattet, um auch Nachrichten fernmündlich zu übermitteln.

Auf der Empfangsseite stand ein Kurzwellenempfänger, der Audion und zwei Verstärkerstufen für Niederfrequenz enthielt. Die ankommende Welle wurde im Audion gleichgerichtet und mit der durch Rückkopplung erregten Schwingung des Audion zu einem niederfrequenten Interferenzton überlagert, der weiter verstärkt und hinterher wiederum gleichgerichtet wurde. Der Gleichrichterstrom

wurde entweder auf eine dritte Schleife des Oszillographen geleitet oder auf die 500 Periodenschleife, deren Ruhelage dadurch verschoben wurde (Fig. 5). Nachrichten konnten vor dem letzten Gleichrichter abgehört werden. Zur Nachrichten- und Befehlsübermittlung in entgegengesetzter Richtung diente ein 200 Watt-sender ( $\lambda = 89$  m), dem eine Empfangsanlage am Knallort entsprach.

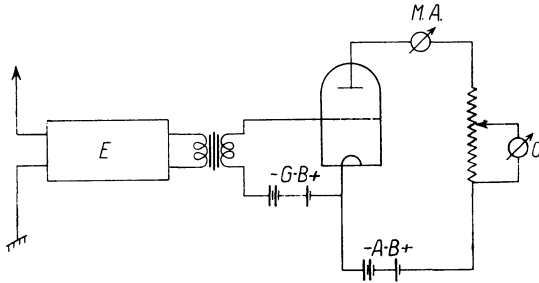


Fig. 5. Empfängerschaltung.

*E* Empfänger für kurze Wellen, *GB* Gitterbatterie 12 Volt,  
*MA* Milliampereometer, *O* Oszillograph

**Versuchsgebiet.** Die Versuche wurden in der westlichen Ostsee ausgeführt. Die Eckernförder Bucht war insofern günstig, als sich eine Entfernungsmessung erübrigte, da verankerte Bojen benutzt werden konnten, deren Abstände bekannt waren; ferner war keine wesentliche Strömung vorhanden und die Wassertiefe war recht gleichmäßig etwa 20 m. Die Bojen lagen in 400, 2000, 5000 und 10000 m Entfernung von der Brücke, auf der die Empfangsanlage stand. Auf 2000 m lag die Boje an vier Ankern, so daß der Spielraum sehr gering war, er betrug etwa  $\pm 15$  m je nach der Windrichtung; auf 400 und 5000 m trieben die Bojen bis zu 50 m nach außen, da West- und Nordwind herrschte. Wenn man annimmt, daß der Antrieb auf 20% genau geschätzt wurde, so ergibt sich bei der Entfernungsbestimmung ein Fehler von 0.2% für 5000 m, 0.15% für 2000 m und 2.5% für 400 m. Versuche aus 10000 m Entfernung verliefen ergebnislos, da trotz einer Ladung von 50 g kein Schall aufzunehmen war.

**Resultate der Ostseeversuche.** Die Ergebnisse der Messungen sind Oszillogramme, von denen einige in ihren charakteristischen Teilen wiedergegeben sind (Fig. 6a bis 6c). Sie zeigen von links nach rechts laufend in der unteren Kurve die Schwingungen der Empfängermembran unter dem Einfluß des ankommenden Schalles. Wir sehen, daß der Knall sich am Empfänger nicht als ein kurzer einseitiger Stoß bemerkbar macht, sondern als eine Schwingung, aus verschiedenen Frequenzen zusammengesetzt, die nicht den Eigenschwingungen der Empfängermembran und Apparatur entspricht; ferner sehen wir, daß die Schalldauer je nach der Entfernung verschieden ist. Die darüberliegenden Striche sind die unteren Spitzen der 500 Periodenkurve, die zur Ausmessung der Oszillogramme mit aufgezeichnet wurde. Der Abstand zweier Spitzen entspricht einer

Zeitdifferenz von 0.002 sec. Die Oszillogramme sind im Original Streifen von mehreren Metern Länge, die zu Beginn durch eine Verschiebung der 500 Periodenkurve den Zeitpunkt der Schußauslösung erkennen lassen. Durch Ausmessen der Länge bis zu den verschiedenen Schalleinsätzen der unteren Kurve wurden die Laufzeiten bestimmt. Die Buchstaben *a* bis *c* weisen auf die zugehörigen Werte der Tabelle I hin, die eine Übersicht über die aus den Oszillogrammen erhaltenen Resultate gibt. Die unter I angegebenen Zahlen sind die Laufzeiten des Schalles bis zum ersten erkennbaren Einsatz, II bis zum Ende des Vorläufers

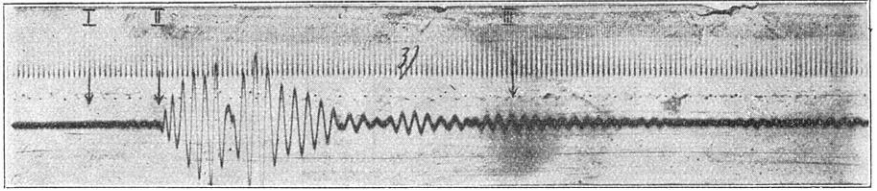


Fig. 6 a

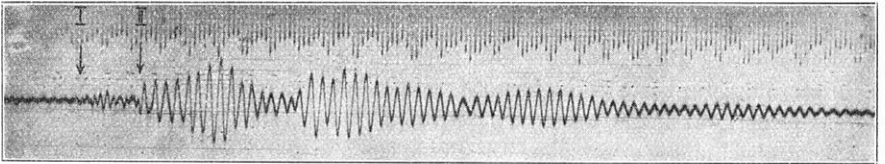


Fig. 6 b

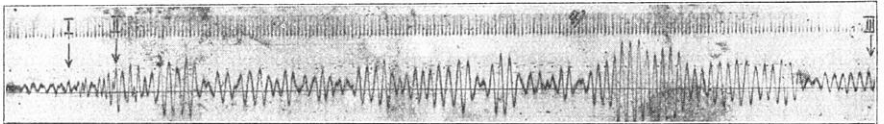


Fig. 6 c

Fig. 6. Schallkurve aus a) 450 m, b) 2000 m, c) 5000 m Entfernung

bzw. Überwiegen der niederen Frequenz, III bis zum Abklingen des Nachhalls. Aus diesen Werten wurde als erstes wichtiges Ergebnis die Laufzeitkurve (Fig. 7) konstruiert.

Die Laufzeitkurve im Wasser von durchschnittlich 20 m Tiefe zeigt ein anderes Verhalten, als man erwartet hatte, und als man es bei ähnlichen Kurven der Erduntersuchung findet. Die als Vorläufer bezeichneten hohen Frequenzen sind eigentlich nicht als solche zu bezeichnen, da sie einen Bestandteil des durch das Wasser gegangenen Schalles darstellen und keine höhere Geschwindigkeit aufweisen als aus den Messungen und Formeln anderer Forscher zu berechnen

war\*). Besonders findet die Annahme, daß der Schall einer 2 g Explosion durch den Meeresboden mit höherer Geschwindigkeit merkbar zum Empfänger übertragen wird, in diesen Messungen keine Stütze.

Tabelle 1

Nr.	I sec	II sec	III sec	Ladung g	Datum Juli 1929	Temperatur
450 m						
a)	1. 0.30	0.320	0.460	2	12.	14—15°
	3. 0.30	0.320		2	12.	14—15°
2000 m						
b)	1. 1.370	1.396	1.610	2	9.	14°
	3. 1.298	1.326		2	9.	14°
	5. 1.404	1.432		2	8.	14°
	7. 1.358	1.373		2	8.	14°
Mittel:	1.358	1.382				
5000 m						
c)	1. 3.352	3.472	3.830	6	19.	20°
	2. 3.311	3.428		6	19.	20°
	4. 3.408	3.434		2	12.	14—15°
	6. 3.408	3.440		2	12.	14—15°
	7. 3.372	3.440		2	11.	13—16°
	8. 3.422	3.450		2	12.	14—15°
Mittel:	3.390	3.460	nach Reduktion auf 14° C			

**Deutung.** Für die Kurven sind nur die 2 g Schüsse verwertet, da von den 6 g Schüssen nur solche aus 5000 m Entfernung vorhanden sind, also keine Vergleichswerte von 2000 und 450 m vorliegen. Man sieht in Fig. 7, daß die Kurven I und II parallel laufen, was sich aus der konstanten Länge des sogenannten Vorläufers ergibt, der eine Zeit von 0.025 sec entspricht. Nur die Kurve III, die die Laufzeiten für das Ende des Wellenzuges verbindet, weicht nach oben ab. Hierin drückt sich die schon oben erwähnte Tatsache aus, daß die Nachhalldauer mit wachsender Entfernung steigt. Die Schallaussendung dauert nur etwa  $\frac{1}{10}$  sec, wie Nahschüsse zeigen, und es liegt kein Grund vor anzunehmen, daß dieselben Glühzünder, die sich immer als außerordentlich gleichmäßig erwiesen, weiter draußen in der Bucht einen Schall von längerer Dauer hervorrufen würden. Wir müssen vielmehr den Grund in Reflexionen suchen, die der Schall an den Begrenzungsflächen des Wassers erfährt. Hierdurch tritt eine Art Nachhallwirkung ein. Eine andere Möglichkeit der Erklärung ergäbe sich nur dann noch, wenn man für die Schallgeschwindigkeit im Meeresboden einen geringeren Wert ansetzt

\*) Maurer: Ann. d. Hydrogr. 1924, S. 220.

als für Wasser, was aber nach den Untersuchungen über Schallgeschwindigkeiten in den oberen Erdschichten unwahrscheinlich ist. Nehmen wir eine Schallgeschwindigkeit von 2000 m/sec im Meeresboden an und bezeichnen wir in Analogie zur Optik das Medium mit kleinerer Schallgeschwindigkeit als das akustisch dichtere, so können wir auch beim Übergang des Schalles vom Wasser in den Meeresboden einen Grenzwinkel der Reflexion finden, der etwa  $48^\circ$  beträgt. Dieser Grenzwinkel besitzt allerdings nicht die Schärfe, die wir ihm in der Optik zumessen, da Schlammablagerungen und Kraut die Grenze verwischen. An der Wasseroberfläche ist die Reflexion für jeden Winkel fast vollkommen. Der von der Explosion ausgehende Schall trifft unter den verschiedensten Winkeln den

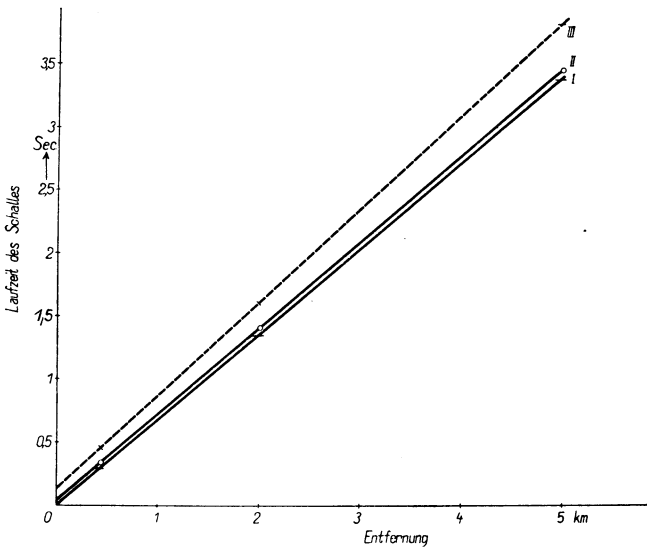


Fig. 7. Laufzeitkurve der Unterwasserknalle in Eckernförde

Boden und wird für einen bestimmten Winkelbereich total reflektiert werden. Dieser Bereich müßte nach obiger Annahme zwischen  $48$  und  $90^\circ$  liegen, während sich aus der tatsächlich auftretenden Schalldauer ein Winkelbereich von  $68$  bis  $90^\circ$  ergibt. Alle diese Schallstrahlen geben zusammen am Empfänger ein kompliziertes Schallbild wachsender Länge, das viele durch Interferenz hervorgerufene Amplitudenschwankungen enthält. Die hohen Frequenzen der Vorläufer müßten zwar auch reflektiert auftreten, doch sind sie nicht mit Sicherheit zu erkennen, sie können durch die nachfolgenden Schwingungen verdeckt sein. Da sie eine kleinere Wellenlänge haben, tritt die zerstreue Wirkung der Oberflächenwellen noch hinzu.

Von dem Frequenzinhalt haben wir bisher nur die hohen Vorläuferfrequenzen erwähnt; der übrige Teil der Oszillogramme enthält Frequenzen, die um 230 Hertz



schwanken. Wir können drei Gruppen festlegen, die bei allen Aufnahmen wiederkehren: Im Vorläufer hauptsächlich 600 bis 700 und 830 bis 850 Hertz, während der nachfolgende Teil Frequenzen um 230 Hertz aufweist. Der Frequenzinhalt ist unabhängig von der Empfangsapparatur, er wurde sowohl bei den Versuchen im Kieler Hafen wie in der Eckernförder Bucht gemessen. Aus ersteren sind einige Oszillogramme geeignet, Aufschluß über die Natur des Vorläufers zu geben. Wir finden dort zu Beginn zwei scharfe Schallstöße von fast 700 Hertz, der Abstand zwischen beiden beträgt wieder 0.025 sec, also ein Wert, den wir auch schon als konstante Zeitdauer des Vorläufers gefunden hatten (Fig. 8). Da dieser Doppelknall bei verschiedenen Entfernungen und Wassertiefen sich zeigte, kann eine Reflexion nicht die Ursache sein. Es ist zu vermuten, daß sie in der Sprengkapsel selbst liegt und daß hierin der Grund für die konstante Länge des Vorläufers zu suchen ist.

Die bisher angegebenen Frequenzen wurden aus den Oszillogrammen durch Ausmessen jeweils einer Periode erhalten. Um ein Bild über alle in den Schall-

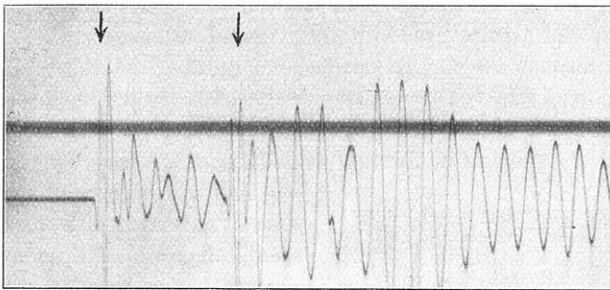


Fig. 8. Schallkurve aus 30 m Entfernung

kurven enthaltenen Schwingungen zu bekommen, wurden sie einer harmonischen Analyse nach Fourier unterworfen. Obgleich diese Methode nur für periodische Vorgänge anzuwenden ist, wurde versucht, sie hier auch für Abschnitte der Schallkurven zu benutzen, die nicht irgendeiner Periode entsprachen, sondern deren Länge willkürlich als Grundschwingung angenommen war. Fig. 9 und 10 zeigen die graphisch aufgetragenen Ergebnisse, als Abszisse die Frequenzen, als Ordinate die Amplituden in Prozenten der Maximalamplitude. Die Verbindung der einzelnen Punkte wurde nur der Übersicht halber vorgenommen. Benutzt wurden die Tafeln zur harmonischen Analyse von Pollak\*).

Besonders stark sind die Perioden von 230 bis 250 vertreten, obgleich die Abschnitte so gelegt waren, daß die Vorläuferfrequenz mit erfaßt wurde. Der Grund, daß die Vorläuferfrequenzen so wenig hervortreten, liegt darin, daß diese nur kurze Dauer haben und nur einen Bruchteil des zu untersuchenden Abschnittes

\*) Pollak: Tafeln zur harmonischen Analyse 1926.

ausmachen. Sie werden insgesamt betrachtet vollkommen von den tieferen über-  
tönt. Der Empfänger gibt infolge seiner nicht aperiodischen Dämpfung ( $\Lambda = 0.56$ )  
kein getreues Abbild vom zeitlichen Verlauf der Druckamplituden  $P$ , wir müssen  
vielmehr den Einschwingvorgang und das Abklingen berücksichtigen und die  
Amplituden daraufhin korrigieren. Die gestrichelte Kurve der Fig. 9 zeigt die

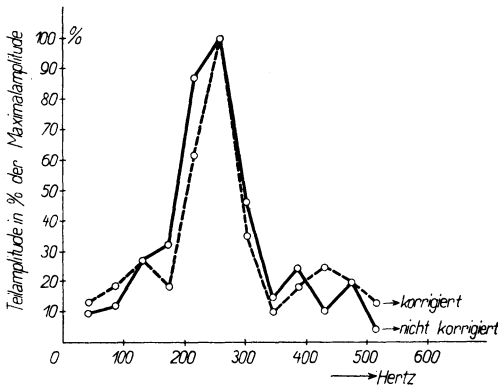


Fig. 9. Harmonische Analyse der Knallkurve,  
2g, 200 m Kiel, mit Empfänger Nr.1026

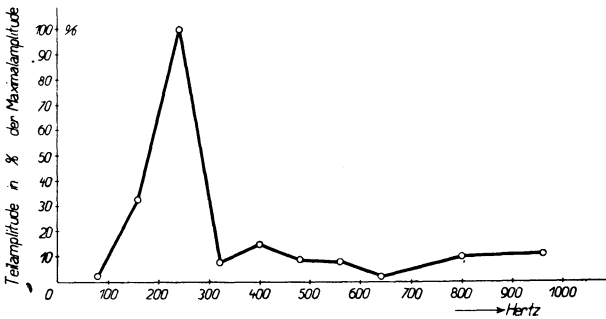


Fig. 10. Harmonische Analyse der Knallkurve 1, 2g, 2000 m Eckernförde;  
siehe auch Fig. 6 b

nach der Korrektur für  $P = \text{const.}$  und  $\Lambda = 0.56$  analysierten Werte; der  
Unterschied gegenüber den nicht korrigierten Werten (ausgezogene Linie) ist  
unwesentlich.

Betrachtet man die Oszillogramme der 5000 m Schüsse, so drängt sich einem  
der Vergleich mit dem Rollen des Donners oder eines Kanonenschusses auf. Dort  
ebenso wie beim Unterwasserknall in großer Entfernung kein kurzer scharfer  
Knall, sondern ein längerer, fast gleichmäßiger Schalleindruck tiefer Frequenz,  
dem auch in Luft oft eine dem Zischen ähnliche höhere Frequenz vorausgeht.

Eigentümlicherweise wurde der Vorläufer des Unterwasserknalles bisher bei Entfernungen von wenigen hundert Metern von anderen Beobachtern nicht gefunden, sei es, daß man ihn zur Wasserunruhe rechnete oder infolge seiner geringen Amplitude nicht sehen konnte. Tatsächlich sind jedoch auf den Oszillogrammen der 450 m-Schüsse Schwingungen erkennbar, die als Vorläufer anzusprechen sind, wenn auch ihre Amplitude zu klein ist, um die Frequenz zu erkennen.

Verlängern wir die Kurven der Fig. 7 zur Ordinate, so führt die Richtung der Kurve I in den Nullpunkt hinein, II und III können wir nicht dort beginnen lassen, sie müßten sonst bis 450 m stark und später schwächer divergieren. Ein solcher Verlauf wäre unwahrscheinlich und nicht zu erklären. Bei gradliniger Verlängerung ergeben sich Schnittpunkte mit der Zeitachse, die etwa die Werte 0.02 und 0.15 haben. Man müßte also dem Explosionsvorgang eine Dauer von etwa 0.15 sec zuschreiben.

**Der Explosionsvorgang.** Hiermit hat uns der Verlauf der Laufzeitkurve auf den zweiten zu behandelnden Fragenkomplex geführt, der sich mit dem Explosionsvorgang selbst befaßt. Wir haben gesehen, daß der Knall eine Schallschwingung mit bestimmten Frequenzen ist, die wir messen konnten. Es ist nun von großem Interesse zu wissen, woher diese Schwingungen stammen und in welchem Maße die Gasblase der Explosion an ihrer Entstehung beteiligt ist. Betrachten wir zuerst den zeitlichen Verlauf, so müssen wir für die Dauer der Schallaussendung diejenige Zeit ansetzen, die wir aus dem kürzesten Oszillogramm entnehmen. Da die Schalldauer mit der Entfernung zunimmt, legen wir einen Schuß, der nahe dem Empfänger ausgelöst wurde, zugrunde.

Die Oszillogramme von Probeschüssen aus etwa 4 m Entfernung geben für die Dauer des Schalles einen Wert von 0.12 sec bei 2 g Ladung. Etwa die gleiche Zeit wurde auch bei Verwendung einer anderen Meßmethode gefunden, die nicht den Schalldruck benutzt, sondern bei der die Gasblase zeitweise zwei Elektroden in etwa 10 cm gegenseitigem Abstand überschreitet und dadurch Stromschwankungen hervorruft. Das Oszillogramm Fig. 11 zeigt ein Zurückgehen des Stromes, wenn die Gasblase bei der Expansion die Elektroden überschreitet und umgekehrt beim Zusammenschrumpfen.

Die Ausmessung der Fig. 11 gibt die Werte der Tabelle 2, sie läßt schon erkennen, daß die Gasblase eine atmende Bewegung ausführt.

Eine Änderung des Elektrodenabstandes infolge der Wasserbewegung ist hierbei nicht zu vermeiden, sie ist aber gering, da die Elektrodenkabel durch zwei

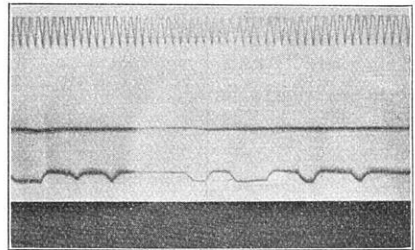


Fig. 11.  
Stromunterbrechungen durch die Gasblase

Pertinaxstreifen auf gleichem Abstand gehalten wurden. Außerdem mußte beim ersten Stoß ein Draht von 0.3 mm Stärke, der zwischen den Elektroden gespannt war, zerrissen werden. Die erste Maximalamplitude kann man nach einer Formel von Ramsauer berechnen\*). Ramsauer hat die Gasblasen von

Tabelle 2. Einsatzzeit  $t$  und Dauer  $d$  der Stromunterbrechung

$t = 0.000$ sec	$d = 0.009$ sec	$t = 0.058$ sec	$d = 0.010$ sec
0.016	0.002	0.076	0.004
0.025	0.003	0.090	0.003
0.047	0.005		

Unterwasserexplosionen untersucht und ihren maximalen Radius gemessen. Die von ihm angewandte Methode gibt nur jeweils einen Wert, da er einen Magnetanker benutzt, der nach einmaliger Stromunterbrechung nicht wieder angezogen wird. Sie kann also nicht den zeitlichen Verlauf der Explosion registrieren. Eine von ihm empirisch gefundene Formel zur Berechnung des maximalen Radius

$$r_{\max} = 159.3 \sqrt[3]{\frac{M}{P}} \text{ cm.}$$

worin  $M$  die Ladung und  $P$  den Gesamtdruck bedeutet, ergibt für die verwendete 2 g Ladung einen Radius von etwa 17 cm. Dieser Wert steht mit meinen Beobachtungen im Einklang.

Das Aufhören der Unterbrechungen in Fig. 11 ist außer auf die Verminderung der Radiusamplitude auch auf das allmähliche Aufsteigen der Gasblase zurückzuführen. Exner hat die Aufstiegsgeschwindigkeit von Luftblasen im Wasser gemessen\*\*) und berechnet und gibt eine Formel an, die allerdings bis zu 50% größere Werte liefert, als seine Messungen ergeben. Sie lautet:

$$v = \frac{4}{\pi} \sqrt{rg} \text{ m/sec.}$$

Für eine Luftblase von 20 cm Durchmesser wurde eine Geschwindigkeit von 0.65 bis 0.70 m/sec gemessen.

Druckmessungen bei Unterwasserexplosionen hat Keys nach einer piezoelektrischen Methode\*\*\*) angestellt. Er fand auch abklingende Schwingungen, deren Grundnatur immer gleich war. Die Ursache dieser Schwingungen konnte er jedoch nicht feststellen. In 4 m Entfernung konnte er eine Schallgeschwindigkeit von 1675 m/sec messen, bei einer Ladung von 1200 g Schießbaumwolle; sie variiert aber mit der Ladung.

**Versuche im Laboratorium.** Die bisherigen Versuche ließen einen beweiskräftigen Schluß auf die Bewegungen der Gasblase nicht zu. Es wurden daher

\*) Ramsauer: Ann. d. Phys. **73**, 265 (1923).

\*\*\*) F. M. Exner: Phys. ZS. **28**, 826 (1927).

\*\*\*) D. A. Keys: Phil. Mag. **42**, 473 (1921).

im Laboratorium weitere Versuche unternommen mit dem Ziel, festzustellen, ob die Gasblase tatsächlich schwingt und wie die Frequenz von der Größe, vom Salzgehalt des Wassers und vom Druck abhängt. Vorsichtshalber wurden nicht so brisante Sprengmittel verwendet, wie die Glühzünder der Westfälisch-Anhaltischen-Sprengstoff A. G., sondern es wurde im Handel erhältliches Rottweiler-P-Pulver benutzt. Die Ladung wurde in dünnwandigen Glaskugeln von 14 bis 18 cm Durchmesser eingeschlossen und durch einen eingeführten Schmelzdraht gezündet. Besonders zu beachten ist hierbei, daß die Verschlußstellen den gleichen Druck aushalten wie die Wandungen, da das Pulver eine mehr treibende als sprengende Wirkung hat und ein gleichzeitiges Platzen aller Wände zur Ausbildung einer einheitlichen Gasblase notwendig ist.

Die Versuche wurden in zwei verschiedenen Wasserbehältern ausgeführt, um einen Einfluß von dieser Richtung auszuschließen. Der eine hatte eine länglich rechteckige Form und 56 cm Wassertiefe, während der andere ein dickwandiger zylindrischer Behälter mit 185 Liter Inhalt bei etwa 75 cm Wassertiefe war, der unter Druck bis zu 10 Atm. gesetzt werden konnte. Die Glaskugel mit der Ladung wurde in ein Messinggestell fest verspannt ins Wasser gehängt. Von diesem Gestell erstreckten sich zwei Metallstäbe von 3 mm Stärke auf die Kugel zu im gegenseitigen Abstand von 1 cm. Sie dienten als Elektroden für einen Strom, der gleichzeitig durch eine Schleife des Oszillographen floß. Bildete sich bei der Explosion eine Gasblase, die sich mit zunehmendem Durchmesser immer weiter über die Elektroden schob, so wurde der Widerstand der Wasserstrecke größer und größer, was sich in einem Zurückgehen des Stromes zeigte.

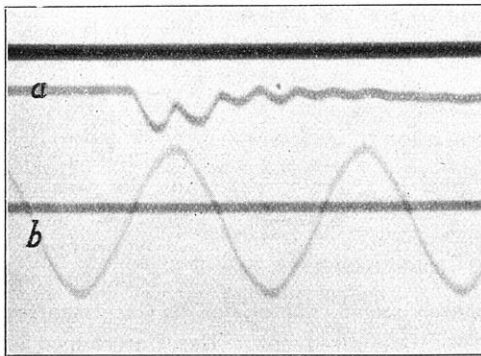


Fig. 12. a) Gasblasenschwingungen. b) 50 Perioden

**Gasblasenschwingungen.** Die auf diese Weise aufgenommenen Oszillogramme zeigen deutlich, daß die Gasblase Schwingungen ausführt (Fig. 12). Hierdurch wird die für Fig. 11 gegebene Deutung bestätigt. In weiteren Versuchen wurde die Abhängigkeit der Schwingungsfrequenz vom Salzgehalt und Druck bestimmt. Es zeigte sich, daß sie mit wachsendem Salzgehalt ansteigt

und unabhängig von der Ladung, also der Gasblasengröße ist. Beim Ausmessen der Kurven wurde immer das erste Ansteigen unberücksichtigt gelassen, da es nur auf die von der Explosion unabhängige Eigenschwingung der Blase ankam. Die nachfolgende Tabelle 3 gibt die bei verschiedenem Salzgehalt gemessenen Frequenzen wieder. Um stimmgabelähnliche Schwingungen der Elektroden zu vermeiden, wurden beide in halber Länge durch einen Steg aus Pertinax fest verbunden.

Tabelle 3

Salzgehalt in Promille	Frequenz in Hertz	Temp.
0 (20° Härte)	180—190	
1	220	
2	230—240	20°
5	275—280	
15	290—330	

Bei den Aufnahmen, die im geschlossenem Behälter unter Druck gemacht wurden, traten bei geringem Salzgehalt bis zu 2<sup>0</sup>/<sub>100</sub> deutlich höhere Frequenzen auf, die bei 2 Atm. Überdruck etwa das Doppelte und bei 4 Atm. etwa das Vierfache der Grundfrequenz betragen.

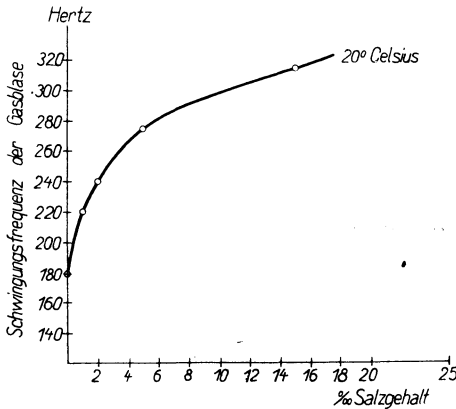


Fig. 13

Gleichzeitig sank die Amplitude, so daß die Messungen unsicherer wurden. Aus Sicherheitsgründen befand sich bei diesen Versuchen eine Luftblase über dem Wasser, so daß mit steigendem Druck auch der Luftgehalt des Wassers zunahm. Die Eichfrequenz betrug bei diesen Oszillogrammen 50 Perioden. Fig. 13 zeigt die Änderung der Gasblasenfrequenz in Abhängigkeit vom Salzgehalt (Promille).

Während bei den Glühzählern die Schallkurven bis auf 230 Hertz abnehmende Frequenzen zeigen, nähert sich die Gasblasenfrequenz beim P-Pulver von tieferen her dieser Grundfrequenz. Der Unterschied ist wohl in den verschiedenen Verbrennungsgeschwindigkeiten der beiden Sprengmittel zu suchen.

**Theoretische Betrachtungen.** Die Schallgeschwindigkeit in Seewasser, deren Bestimmung zwar nicht die Hauptaufgabe dieser Arbeit war, die sich aber hierbei mit ergab, läßt sich nach der Formel berechnen:

$$v = \sqrt{\frac{\kappa}{\beta \rho}} \dots \dots \dots (1)$$

Worin  $\alpha$  das Verhältnis der spezifischen Wärmen,  $\beta$  die Kompressibilität und  $\rho$  die Dichte ist. Diese Gleichung ist für die Berechnung der Schallgeschwindigkeit im freien Seewasser ungünstig, da die Größen  $\beta$  und  $\rho$  stark vom Salzgehalt, Druck und Temperatur abhängen und der Messung nicht so leicht zugänglich sind. Maurer\*) benutzt daher eine Formel, die den praktischen Bedürfnissen entspricht und für Salzgehalte zwischen 10 und 35‰, also auch für den der Ostsee, recht genaue Werte gibt; danach ist:

$$v = 1445 + 4.46 t - 0.0615 t^2 + (1.2 - 0.015 t) (S - 35) \text{ m/sec} \quad . . . (2)$$

$S$  = Salzgehalt in Promille,  $t$  = Temperatur in Celsiusgraden.

Die bei der Aufnahme der Laufzeitkurve sich ergebenden Geschwindigkeiten stimmen mit den nach dieser Formel berechneten gut überein. Die Formel ergibt für  $S = 15‰$  und  $t = 14^\circ$  ein  $v = 1475.4 \text{ m/sec}$ . Die Laufzeiten geben nach Reduktion auf  $14^\circ$  einen Mittelwert von:

$$3.39 \text{ sec für } 5000 \text{ m, } v = 1475 \text{ m/sec,}$$

und

$$1.358 \text{ sec für } 2000 \text{ m, } v = 1473 \text{ m/sec.}$$

Die Abweichung vom berechneten Wert beträgt im letzten Fall noch nicht 2‰. Für Wasser mit geringem Salzgehalt genügt diese Formel nicht mehr. Die Schallgeschwindigkeit für destilliertes Wasser ist nur in Röhren gemessen und die Werte sind nachträglich auf den freien Wasserraum korrigiert worden. Für geringe Salzgehalte zwischen 0 und 10‰ sind keine zuverlässigen Werte bekannt. Die bei Explosionen zu erwartende Überschallgeschwindigkeit tritt auch im Wasser auf; sie hängt stark von der Größe der Ladung ab, wie Ramsauer und Keys zeigten. Bei unseren Versuchen ist die Ladung so klein, daß ihre Wirkung auf die Geschwindigkeitsmessung zu vernachlässigen ist.

Die Vermutung, daß die Gasblase Schwingungen ausführt, ist durch die Versuche im Laboratorium als erwiesen anzusehen. Lassen wir sowohl bei den Schallkurven der Ostseeversuche als auch bei den Bewegungskurven des Gasblasenradius die Anfangsschwingungen unberücksichtigt, so bleiben noch die Endschwingungen. Diese sind deshalb besonders interessant, weil die in der Ostsee und die im Laboratorium gemessenen fast übereinstimmen, trotzdem sie sich unter ganz verschiedenen Bedingungen gebildet haben.

Will man die Frequenz berechnen, so wird man folgende Tatsachen berücksichtigen müssen:

1. Die Frequenz ist unabhängig von der Größe der Gasblase (bis 20 cm).
2. Die Brisanz des Sprengstoffes, sowie die Ausdehnung der umgebenden Wassermassen hat keinen merkbaren Einfluß auf die Frequenz.
3. Eine Änderung der Periode tritt nur bei Änderung der Eigenschaften des Wassers auf (Salzgehalt, Temperatur und Druck).

\*) Maurer: Ann. d. Hydrogr. 1924, S. 220.

4. In der Ostsee wurde die Frequenz der Endschwingungen auch ohne Sprengung in der allgemeinen akustischen Unruhe des Wassers zeitweilig beobachtet.

5. Eine Eigenschwingung der Apparatur ist nicht der Grund, da im Laufe der Versuche sämtliche Teile einmal ausgeschaltet bzw. durch andere ersetzt wurden. Auch der Oszillograph selbst, sowie der Aufstellungsort der gesamten Apparatur wurde gewechselt, ebenso die Tauchtiefe des Empfängers und des Glühzünders.

Aus den bisher bekannten Versuchsergebnissen läßt sich eine empirische Formel aufstellen, welche die Frequenz der Gasblase zu berechnen gestattet. Sie lautet:

$$n = a (v - b).$$

Darin sind  $a = 4.6$  und  $b = 1425$  Konstanten;  $v$ , die Schallgeschwindigkeit, ist aus Gleichung (2) S. 15 zu berechnen oder aus bekannten Versuchsergebnissen zu entnehmen. Gleichung (2) gilt nur für  $S > 10^0/00$ ; für  $S = 0^0/00$  ist  $v$  aus den für destilliertes Wasser gefundenen Daten zu entnehmen.

**Übersicht.** Es wird berichtet über Versuche in der Ostsee, die die Festlegung der Laufzeitkurve für Unterwasserexplosionen kleiner Ladung zum Ziele hatten. Es wird gezeigt, wie mit Hilfe von 2 g-Glühzündern als Schallquelle und oszillographischer Aufzeichnung am Empfangsort die Laufzeiten des Schalles mit großer Genauigkeit gemessen werden. Es zeigt sich, daß der aufgezeichnete Schall keine Schichten höherer Schallgeschwindigkeit durchläuft, wie es nach den analogen Versuchen der Seismik zu erwarten war, sondern sich mit normaler Geschwindigkeit im Wasser fortpflanzt. Die zur Messung benutzten Entfernungen betragen 450, 2000 und 5000 m; in diesem Bereich ist die Laufzeitkurve eine Gerade. Die Oszillogramme lassen erkennen, daß der Schall am Empfangsort nicht einem kurzen scharfen Knall entspricht, sondern länger andauernde, einem Nachhall ähnliche Schwingungen zeigt. Die Dauer dieses Hallens nimmt mit wachsender Entfernung zu. Der erste bisher als Vorläufer bezeichnete Teil der Schallkurven ist unabhängig von der Entfernung. In ihm überwiegen Frequenzen von 600 bis 700 Hertz, während im nachfolgenden zweiten Teil solche von 200 bis 250 Hertz vorherrschen.

Es wird durch Laboratoriumsversuche unter den verschiedensten Versuchsbedingungen nachgewiesen, daß die bei der Explosion entstehende Gasblase radial schwingt, und es wird die Abhängigkeit ihrer Schwingungsfrequenz vom Salzgehalt und Druck gemessen. Zum Schluß wird eine empirisch gefundene Formel zur Berechnung dieser Frequenz angegeben.

Meinem verehrten Lehrer Herrn Prof. Dr. M. Reich, sowie Herrn Dr. R. Kühnhold, Kiel, bin ich für die Anregungen und die Unterstützung bei dieser Arbeit zu großem Dank verpflichtet.

Göttingen, Institut für angewandte Elektrizität, den 31. Juli 1931.



## Ein statischer Schweremesser

(Zweite Mitteilung)

Von **H. Haalek**, Potsdam — (Mit 5 Abbildungen)

In einer vorläufigen Mitteilung\*) konnte ich zeigen, daß die Frage der Entwicklung eines auf dem barometrischen Prinzip beruhenden statischen Schweremessers praktisch einer Lösung sehr nahe gebracht worden ist, so daß mit guter Aussicht auf Erfolg Versuche unternommen werden konnten, das Problem einer vollständigen Lösung zuzuführen. Von Seiten der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft wurden mir in dankenswerter Weise die erforderlichen Mittel zur Verfügung gestellt, mit Hilfe deren ein verbessertes Instrument gebaut und praktische Messungen im Gelände ausgeführt werden konnten. Über die bisher gewonnenen Versuchsergebnisse möchte ich im folgenden ausführlicher berichten. — Inhalt: 1. Die möglichen Grundprinzipien für die Konstruktion von Schweremessern. 2. Theorie des barometrischen Prinzips. 3. Methoden zur Erreichung der erforderlichen Empfindlichkeit. 4. Die Ablesevorrichtung. 5. Die Anordnung der Libellen und Fußschrauben. 6. Die Wirkung von Temperaturänderungen auf die Ablesungen. 7. Die Eliminierung des Temperatureinflusses.

Das Bestreben, das umständliche und auch recht kostspielige Verfahren der Pendelmessungen durch ein rationelleres Verfahren zu ersetzen, ist schon sehr alt, und in der einschlägigen Literatur findet man zahlreiche Versuche und auch Vorschläge von eventuellen Konstruktionsmöglichkeiten angegeben. Ursprünglich wurden Schwerkraftsmessungen aus rein geodätischem Interesse ausgeführt; später verfolgten sie in erster Linie geophysikalische Ziele. In den letzten Jahren, besonders seitdem ihre Bedeutung für die mehr geologisch-geophysikalischen Probleme und besonders für die Aufgaben des praktischen Bergbaues offenbar wurden, hat ihr wirtschaftlicher Wert immer mehr zugenommen. Dadurch rückte auch das Problem der Entwicklung eines Schweremessers, mit welchem man in schneller und einfacher Weise eine Messungsreihe mit der nötigen Genauigkeit ausführen kann, wieder in den Mittelpunkt des Interesses, wie die zahlreichen Versuche, welche in den letzten Jahren von den verschiedensten Seiten angestellt worden sind, zeigen.

**1. Die möglichen Grundprinzipien für die Konstruktion von Schweremessern.** Überblicken wir die Grundprinzipien, nach welchen überhaupt die Entwicklung eines Schweremessers möglich sein kann, so lassen sich etwa folgende anführen\*\*):

1. Dynamische Methoden (das ist die Messung der Änderung der Schwerkraft mit Hilfe der Geschwindigkeit, mit welcher ein Körper seine Lage unter dem Einfluß der Schwerkraft ändert):

---

\*) Zeitschr. f. Geophys., Jahrg. 7 (1931), Heft 1/2.

\*\*\*) Die folgende Einteilung ist nicht ganz streng.

- a) Messung der Fallgeschwindigkeit eines Körpers;
- b) Messung der Periode eines unter dem Einfluß der Schwere hin und her schwingenden Körpers;
- c) Messung der Ausflußgeschwindigkeit einer Flüssigkeitsmenge durch eine enge Öffnung.

2. Statische Methoden (das ist Messung der Änderung der Schwerkraft mit Hilfe der Änderung der Gleichgewichtslage eines Körpers, dessen Schwere mit Hilfe einer elastischen Kraft das Gleichgewicht gehalten wird):

- a) Erzeugung der elastischen Gegenkraft mit Hilfe elastischer Federn;
- b) Benutzung des atmosphärischen Luftdruckes als elastische Gegenkraft;
- c) Erzeugung der elastischen Gegenkraft mit Hilfe einer abgeschlossenen Gasmasse.

Ein anderer Vorschlag läuft noch darauf hinaus, durch feine optische Messungen die verschieden starke Krümmung zu beobachten, welche ein auf einer Platte liegendes Quecksilberkügelchen unter dem Einfluß der Schwerkraft erfährt, eine rein theoretische Möglichkeit, der wohl keine praktische Bedeutung beigemessen werden kann.

Auf Grund dieser Prinzipien kann man Schweremesser in der mannigfachsten technischen Ausführung konstruieren und es sind auch viele sehr verschiedenartige praktische Versuche bekanntgeworden.

Von den dynamischen Methoden sind die Versuche, mit Hilfe von Messungen der Fallgeschwindigkeiten von Körpern — die Atwoodsche Fallmaschine beruht z. B. auf diesem Prinzip — oder von Messungen der Ausflußgeschwindigkeit einer Flüssigkeitsmenge durch eine enge Öffnung die erforderliche Genauigkeit zu erhalten, ziemlich aussichtslos. Dagegen bilden die zu höchster Feinheit ausgebildeten Pendelmessungen bis jetzt die einzige praktisch gebräuchliche Messungsmethode. Ihre Genauigkeit beträgt bei Messungen auf dem festen Lande etwa  $\pm 1$  Milligal (=  $\frac{1}{1000}$  cgs-Einheit). Für die Aufgaben der höheren Geodäsie, den geophysikalischen Problemen (Isostasie usw.), der Erforschung verdeckter größerer geologischer Formationen ist diese Genauigkeit vollkommen ausreichend; wenn es sich um die Betrachtung von Teilen der Erdoberfläche von kontinentalem Ausmaße handelt, genügt auch schon eine geringere Genauigkeit. Dagegen ist es für viele Aufgaben der praktischen Geologie und der Lagerstättenforschung erstrebenswert, die Meßgenauigkeit noch bis auf  $\frac{1}{10}$  Milligal zu steigern. Demnach kann man also das Problem des statischen Schweremessers erst dann als vollkommen gelöst bezeichnen, wenn ein solches Instrument Schwereunterschiede mit einer Genauigkeit und Sicherheit von etwa  $\pm 1$  Milligal zu messen gestattet.

Die neueren Versuche, die Schnelligkeit und Genauigkeit der Pendelmessungen im Gelände zu erhöhen, beruhen hauptsächlich auf der Einführung der Referenzpendelmethode, indem man die Koinzidenzen der an einem festen Stationspunkt und der an den jeweiligen Geländepunkten schwingenden Pendel mit Hilfe drahtloser Übertragung photographisch registriert.

Zu den dynamischen Methoden muß man die neueren Versuche von Holweck und Lejay\*) rechnen, welche eine Quarzmasse, die an einer Invarfeder befestigt ist, in vertikaler Richtung schwingen lassen, wobei die Schwingungen selbst photographisch registriert werden. Die Versuche mit diesem „elastischen Pendel“ sind noch im Gang.

Von den Instrumenten, welche auf einem statischen Prinzip beruhen, ist in erster Linie aus der ersten Gruppe (das ist der Erzeugung der elastischen Gegenkraft mittels elastischer Federn) das Schmidtsche Trifilargravimeter zu erwähnen, mit welchem Schweydar\*\*) bei Stationsbeobachtungen eine Genauigkeit bis zu  $10^{-5}$  cgs-Einheiten erzielte. Es würde sich also, um daraus einen praktisch im Gelände brauchbaren statischen Schweremesser zu machen, nur darum handeln, dieses Instrument transportsicher und unabhängig von Luftdrucks-, Luftfeuchtigkeits-, Temperatureinflüssen zu machen, wobei die Meßsicherheit noch bis auf  $10^{-3}$  cgs verringert werden kann. Es sind auch in den letzten Jahren von verschiedenen Seiten Versuche in dieser Richtung gemacht worden, und es ist meines Erachtens nicht ausgeschlossen, daß man auf diesem Wege noch mal zum Ziele gelangen wird.

Hierher gehören auch die Versuche von R. Threlfall und J. Pollock\*\*\*), bei welchen dem Gewicht einer Masse die Torsionskraft eines horizontal gespannten Drahtes entgegenwirkte. Im Laufe des letzten Jahrzehnts gelang es Ising und Urelius†), auf Grund dieses Prinzips einen statischen Schweremesser zu entwickeln, der an Meßgenauigkeit den Pendelmessungen schon ziemlich nahe kommt: Eine Quarzmasse ist an einer vertikal stehenden Quarzfeder befestigt. Neigt man das ganze Instrument um einen bestimmten Winkel, so neigt sich die Feder, welche die Quarzmasse trägt, infolge der Schwerkraft um einen anderen meßbaren Winkel. Aus dem Verhältnis dieser beiden Winkel kann man die Größe der Astasierung bestimmen und aus deren Änderung die Änderung der Schwerkraft ermitteln. Nach den bisherigen, allerdings noch nicht sehr zahlreichen, praktischen Messungen liegt die Meßsicherheit innerhalb der Grenze von  $\pm 10$  Milligal.

Wesentlich geringere Aussicht auf Erreichung der nötigen Meßgenauigkeit besitzt die Methode, eine Masse an einer elastischen Feder aufzuhängen und die Änderung der Schwerkraft durch Änderung der Dehnung der Feder zu messen. Hierher gehört z. B. die Elliotsche Waage, mit der in Australien gemessen worden sein soll, und das „Bathometer von W. Siemens 1876††). Letzterer benutzte

---

\*) F. Holweck und P. Lejay: Un instrument transportable pour la mesure rapide de la Gravité. *Comp. rend.* **190**, 1387 (1930); **192**, 1116 (1931).

\*\*) W. Schweydar: Beobachtung der Änderung der Intensität der Schwerkraft durch den Mond. *Sitzber. d. Preuß. Akad. d. Wiss., math.-phys. Kl.*, **14**, 454—465. Berlin 1914.

\*\*\*) R. Threlfall und J. Pollock: *Phil. Trans.* **193** (A), 215 (1900).

†) G. Ising und N. Urelius: Die Verwendung astasierter Pendel für relative Schweremessungen. *Handlingar Stockholm* (3) **6**, Nr. 4 (1928); (3) **9**, Nr. 9 (1931).

††) W. Siemens: *Der Bathometer*. Berlin, Verlag J. Springer, 1878.

ein mit Quecksilber gefülltes Stahlrohr, das sich unten zu einem Gefäß erweitert und durch eine Stahlplatte geschlossen ist, welche durch zwei Stahlfedern gehalten wird. Die Gewichtsänderung der Quecksilbermasse bewirkt eine Dehnung der Stahlfedern, welche durch die Verschiebung der Quecksilberoberfläche abgelesen werden kann.

Die zweite Gruppe der statischen Methoden, bei welchen der atmosphärische Luftdruck als elastischer Gegendruck gegen das Gewicht einer Quecksilbersäule dient, bezeichnet man wohl auch als *hypsometrische Methode*. Ändert sich die Schwerkraft, so ändert sich das Gewicht der Quecksilbersäule; man muß also, um dann diese Änderung mit Hilfe des Luftdruckes bestimmen zu können, den Luftdruck auf eine Weise ermitteln, die nicht wie das Quecksilberbarometer von der Schwerkraft selbst abhängt. Das ist möglich mit Hilfe eines Aneroids oder mit Hilfe der Bestimmung der Siedetemperatur des Wassers, von denen das erstere als zu ungenau ausscheidet. Dieses Verfahren wurde zuerst von Mohn\*) benutzt für Messungen auf dem Lande, um die Schwerekorrektur des Barometers für den meteorologischen Gebrauch zu ermitteln, dann von Hecker\*\*) für Messungen auf See ausgebildet und praktisch auf einigen Seereisen ausgeführt; als erreichbare Genauigkeit wird unter genügend günstigen Bedingungen etwa  $\pm 20$  Milligal angegeben.

Das Prinzip der letzten Gruppe der statischen Methoden, bei welchen der Druck einer abgeschlossenen Gasmasse die elastische Gegenkraft gegen die Schwere einer Quecksilbersäule bildet, kann man auch als *barometrisches Prinzip*\*\*\*) bezeichnen. Da auf diesem der von mir entwickelte statische Schweremesser beruht, muß dieses Prinzip etwas eingehender erörtert werden.

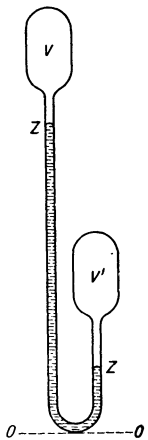


Fig. 1.  
Barometrisches  
Prinzip

## 2. Theorie des barometrischen Prinzips.

Zwei nach außen hin luftdicht abgeschlossene Gefäße (s. Fig. 1) stehen durch ein U-Rohr miteinander in Verbindung, welches zum Teil mit Quecksilber gefüllt ist. Der Gasdruck in den beiden Gefäßen ist ungleich, so daß das Quecksilber in dem einen Schenkel höher steht als in dem anderen. Bedeutet:

- $v$  = oberes Gasvolumen,
- $v'$  = unteres Gasvolumen,

\*) M. Mohn: Das Hypsometer als Luftdruckmesser und seine Anwendung zur Bestimmung der Schwerekorrektur, S. 69, Christiania 1899; Zeitschr. f. Instrkde. **19**, 342 (1899).

\*\*) O. Hecker: Bestimmung der Schwerkraft auf dem Atlantischen Ozean. Veröff. d. Preuß. Geodät. Inst., Neue Folge Nr. 11. Berlin 1903.

\*\*\*) Strenggenommen kann man auch die hypsometrische Methode als auf dem barometrischen Prinzip beruhend bezeichnen.

- $p$  = Gasdruck im Volumen  $v$ ,
- $p'$  = Gasdruck im Volumen  $v'$ ,
- $z$  = vertikaler Abstand des oberen Quecksilberspiegels von einem beliebigen Fixpunkt Null,
- $z'$  = vertikaler Abstand des unteren Quecksilberspiegels von dem Fixpunkt Null,
- $\sigma$  = Dichte des Quecksilbers,
- $g$  = Schwerebeschleunigung,

so ist der Druckunterschied:

$$p' - p = (z - z') \sigma g \dots \dots \dots (1)$$

Ändert sich nun die Schwerkraft um den kleinen Betrag  $dg$ , so ändern sich auch die Abstände der Quecksilberoberfläche und die Gasdrucke nach folgender Beziehung:

$$dp' - dp = \sigma g(dz - dz') + (z - z') \sigma dg \dots \dots \dots (2)$$

Nach dem Gasgesetz ist:

$$dp' = - \frac{p'}{v} dv',$$

$$dp = - \frac{p}{v} dv.$$

Für  $dv$  und  $dv'$  können wir setzen:

$$dv' = - F \cdot dz',$$

$$dv = - F dz,$$

wobei  $F$  den Querschnitt des U-Rohres bedeutet.

Eingesetzt in Gleichung (2) ergibt sich für die Schwereänderung:

$$dg = \frac{g}{p' - p} \left\{ dz \left( F \frac{p}{v} + \sigma g \right) - dz' \left( F \frac{p'}{v'} + \sigma g \right) \right\} \dots \dots \dots (3)$$

Das ist die Grundgleichung für einen auf dem barometrischen Prinzip beruhenden statischen Schweremesser.

Prinzip und Theorie eines solchen Instrumentes sind also denkbar einfach; um so größer sind aber die Schwierigkeiten, welche bei der technischen Ausführung zu überwinden sind. Bevor eine solche in Angriff genommen wird, ist zunächst theoretisch zu untersuchen, welche Faktoren bei der Konstruktion besonders zu berücksichtigen sind, damit

1. die erforderliche Empfindlichkeit erreicht wird,
2. die unvermeidlichen Fehlerquellen auf ein solches Maß herabgemindert werden, daß die Messungsergebnisse auch die erforderliche Sicherheit besitzen, und
3. die Arretierungs- und Transporteinrichtungen usw. so ausgebildet werden, daß sie weder die Messungsergebnisse in erheblichem Maße beeinflussen noch die Handhabung des Instrumentes zu sehr erschweren.

**3. Methoden zur Erreichung der nötigen Empfindlichkeit.** Zunächst handelt es sich um die Erreichung der nötigen Ablesegenauigkeit. Setzt man die numerischen Werte in die Gleichung (3) ein, so findet man, daß, um ein Milligal Schwereänderung noch beobachten zu können, der Abstand der beiden Quecksilberoberflächen bis auf ein Millionstel seiner Länge noch sicher gemessen werden muß. Es lassen sich dafür eine ganze Reihe von Konstruktionsmöglichkeiten anführen:

Bei dem von mir entwickelten statischen Schweremesser erzielte ich — um es gleich vorweg zu nehmen — die erforderliche Empfindlichkeit nach einer Methode, mit welcher bereits Huyghens Versuche beim Barometer anstellte und welche seitdem öfter versucht worden ist: das Quecksilber enthaltende Rohr ist an beiden Enden gefäßartig erweitert, um eine möglichst große Oberfläche  $F$  des Quecksilbers zu erhalten. Über dem Quecksilberspiegel befindet sich an beiden Enden (s. Fig. 2) eine leichte Flüssigkeit, welche jede bis in eine Kapillare mit engem Querschnitt  $q$  reicht. Eine Höhenänderung  $dz$  des Quecksilberspiegels hat dann eine entsprechend dem Verhältnis der Oberflächen vergrößerte Verschiebung des Flüssigkeitsmeniskus um  $dz \cdot F/q$  zur Folge.

Bei einem statischen Schweremesser wurde eine solche Vergrößerungsmethode zuerst versucht von W. Siemens 1859; er benutzte als Flüssigkeiten Alkohol und Wacholderöl übereinander\*).

Die Methoden, welche darauf beruhen, durch Erweiterung der Quecksilberoberfläche die erforderliche Vergrößerung zu erzielen, lassen sich in verschiedener Weise ausbilden. Z. B. besteht eine Möglichkeit darin, daß das über der erweiterten Quecksilberoberfläche befindliche Rohr horizontal gerichtet und zu einer Kapillaren mit engem Querschnitt verengt wird, in welcher sich ein leicht beweglicher Flüssigkeitstropfen befindet. Eine Höhenänderung des Quecksilberspiegels hat dann eine entsprechend dem Verhältnis der Oberflächen vergrößerte Verschiebung des Flüssigkeitstropfens zur Folge, die beobachtet werden kann.

Madsen\*\*) bildete bei seinen Versuchen die Ablesevorrichtung in der Weise aus, daß die obere Quecksilberoberfläche recht groß gemacht wurde, am unteren Ende jedoch ein horizontales enges Rohr zum Gasraum führte, in welches das

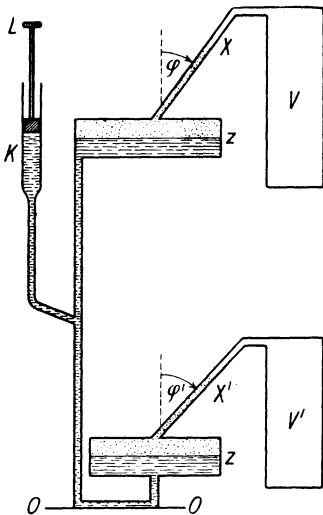


Fig. 2.  
Messungs- und Verstellvorrichtung

\* ) Das eigentliche „Bathometer“, mit welchem W. Siemens später (1875) Versuche anstellte, beruht nicht auf dem barometrischen Prinzip (vgl. S. 19).

\*\* ) V. H. O. Madsen: Statischer Schweremessapparat. Verh. Intern. Erdmess. zu Hamburg 1912, Beilage A. VI, S. 245.

Quecksilber hineinragt. Eine Höhenänderung der Quecksilbersäule hat dann auch eine entsprechend dem Verhältnis der Oberflächen vergrößerte Verschiebung des Quecksilbers im unteren engen Rohre zur Folge. Die Messungen selbst führte Madsen in der Weise aus, daß das Instrument soweit geneigt wurde, bis das Quecksilber auf eine bestimmte Marke einstellte. Die Größe des Neigungswinkels gibt dann ein Maß für die Größe der Schwereänderung.

Sterneck\*) bildete das sogenannte „Barymeter“, mit welchem er gegen Ende des vorigen Jahrhunderts Versuche anstellte, in der Weise aus, daß beide Quecksilbergefaße recht groß gemacht wurden, das Verbindungsrohr aber schräg unter einem Winkel von etwa  $40^\circ$  gegen die Horizontale angeordnet wurde. Die ganze Vorrichtung balancierte in Form einer Waage auf einer Schneide. Ändert sich die Schwerkraft, damit also die Höhe der Quecksilbersäule, so fließt eine Quecksilbermenge von dem einen Gefäß in das andere. Die Waage ändert infolgedessen ihre Neigung, und die Größe des Neigungswinkels bzw. die zusätzliche Kraft, um die Waage wieder auf die ursprüngliche Gleichgewichtslage zu bringen, geben das Maß für die Größe der Schwerkraftsänderung. Mit dieser Waageeinrichtung ließ sich eine beträchtliche Empfindlichkeit erzielen.

Andere Möglichkeiten, die nötige Ablesegenauigkeit zu erreichen, sind z. B., wie bei Gefäßbarometern mit Hilfe einer fein verstellbaren Platinspitze, welche im Moment des Berührens der Quecksilberoberfläche einen Stromschluß bewirkt\*\*), oder mit Hilfe einer in vertikaler Richtung fein verstellbaren Metallplatte über dem Quecksilberspiegel, indem man die Änderung der Wellenlänge mißt, welche durch die Abstandsänderung des in einem Schwingungskreis befindlichen Kondensators (Metallplatte—Quecksilberspiegel) verursacht wird. Direkte optische Methoden, z. B. mit Hilfe eines besonderen Ablesemikroskops, wie es z. B. von Mascart\*\*\*) versucht wurde, oder mit Hilfe photographischer Registrierung, wie es von Pontremoli†) angewandt wurde, scheinen mir kaum mit der erforderlichen Genauigkeit ausführbar zu sein.

Von den angeführten Möglichkeiten, wie die Änderung der Länge der Quecksilbersäule beobachtbar gemacht werden kann, lassen sich wohl die meisten mit der nötigen Empfindlichkeit technisch ausführen. Sie sind aber teils mit zu großen Fehlerquellen behaftet, teils in der Herstellung oder für die Ausführung der Messungen zu umständlich. Der Grund, warum ich der zuerst angeführten Methode den Vorzug gab, besteht darin, daß sie nicht nur außerordentlich einfach ist, was ihre instrumentelle Einrichtung anbelangt, sondern daß auch bei den Messungen im Gelände keinerlei Manipulationen nötig sind, da die Ablesung ohne weiteres erfolgen kann, was eine ganz außerordentliche Beschleunigung des Meßvorganges bedeutet.

\*) R. v. Sterneck: Mitt. d. militär-geogr. Instituts, Wien 1885, Bd. V, S. 102 ff.; Wien 1894, Bd. XIV, S. 308 ff.

\*\*) Z. B. bei G. Duffield: Apparatus for the Determination of Gravity at Sea. Proc. Roy. Soc. London (A) **92**, 505 ff. (1916).

\*\*\*) M. Mascart: Compt. rend. **95**, 126 (Paris 1882); **95**, 631 (Paris 1882).

†) Einige Instrumente für die Polfahrt Nobiles im Jahre 1928, Petermanns Mitt., Ergänzungsheft Nr. 205, Gotha 1929, S. 89 ff.

**4. Die Ablesevorrichtung.** Fig. 3 zeigt die sichtbare Ablesevorrichtung: die obere Kapillare stellt die  $x$ -Kapillare (Ableseung in der Figur  $x = 0.7$ ), die untere die  $x'$ -Kapillare (Ableseung  $x' = 1.95$ ) dar. Damit bei Neigungen oder bei den Erschütterungen des Transports die Flüssigkeit nicht in die Räume  $v$  bzw.  $v'$  überfließt, ist das von den Kapillaren nach den Voluminas  $v$  bzw.  $v'$  führende Verbindungsrohr erweitert und vertikal über den Kapillaren angeordnet, so daß die Flüssigkeit, wenn sie bis in dieses Vertikalrohr steigt, immer wieder vollständig in die Kapillare zurückfließt.

Die wesentlichste Verbesserung, welche ich mit dieser Ableseungsmethode gegenüber früheren ähnlichen Anwendungen beim Barometer erzielte, besteht darin, daß es mir gelang, sie praktisch fast vollständig von fehlerhaften Einflüssen zu befreien. Erreicht wurde es dadurch, daß die Ableseung symmetrisch angebracht wurde, sowohl über dem oberen als auch über dem unteren Quecksilberspiegel. Dadurch ergibt sich nämlich die Möglichkeit, eine Verstellvorrichtung folgender Art anzubringen (s. Fig. 2).

Das Quecksilberrohr ist mit einem seitlichen, ebenfalls mit Quecksilber gefüllten Volumen verbunden, welches mit Hilfe eines Kolbens verändert werden

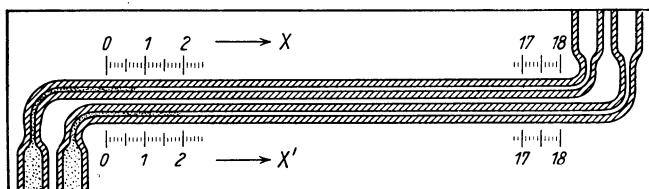


Fig. 3. Sichtbare Ablesevorrichtung

kann. Zieht man den Kolben  $K$  mittels der Schraube  $L$  zurück, so werden beide Flüssigkeitsmenisken nahezu gleichmäßig zurückgezogen. Haben sich beim Transport in den Kapillaren Blasen gebildet, so kann man diese mit Hilfe der Verstellvorrichtung in folgender Weise beseitigen: Man schraubt den Kolben  $K$  soweit hinein, bis die Flüssigkeiten in den beiden oberen Vertikalrohren so weit gestiegen sind, daß die Blasen verschwunden sind. Dann zieht man den Kolben  $K$  sehr langsam wieder zurück, bis beide Flüssigkeitsmenisken wieder in den Kapillaren stehen, und zwar möglichst so, daß sie rechts und links gleich weit von der Skalenmitte entfernt stehen, die Summe ihrer Ableseung also stets denselben Wert ergibt. Auf die Messungen hat eine solche Verschiebung der Flüssigkeitsmenisken keinen Einfluß, da es nur auf ihre Stellung relativ zueinander ankommt.

Als Fehlerquellen, welche der Ablesevorrichtung noch anhaften können, kommen im wesentlichen in Frage:

1. Das ungleichmäßige Haften der Flüssigkeit an den Rohrwandungen beim Zurückziehen des Kolbens  $K$ . Bleibt z. B. in der einen Kapillaren 1 mm mehr an den Wänden haften als in der anderen, so bedeutet das bei dem



jetzigen Instrument einen fehlerhaften Einfluß von etwa einem Milligal bei der Messung. Man kann solche Fehler praktisch dadurch sehr herabmindern, daß man den Kolben *K* mehrmals hineinschraubt und wieder langsam zurückzieht, wodurch sich die Fehler im Mittel ziemlich ausgleichen müssen. Einen wesentlichen Einfluß auf die Messungen kann diese Fehlerquelle daher nicht haben.

2. Ungleichmäßige Neigung der Meßkapillaren gegen die Horizontalrichtung. Sind die Kapillaren nicht mehr horizontal gerichtet, so spielt nämlich der Einfluß des Gewichtes der Flüssigkeitssäule eine Rolle. Bedeutet  $\varphi$  den Neigungswinkel der oberen Meßkapillaren,  $\varphi'$  denjenigen der unteren Kapillaren gegen die Vertikalrichtung, so sind, wenn die Flüssigkeitsmenisken sich um  $dx$  bzw.  $dx'$  verschieben, die entsprechenden Druckänderungen der Flüssigkeitssäulen:  $dx \cdot \cos \varphi \cdot \sigma'g$  bzw.  $dx' \cdot \cos \varphi' \sigma'g$ , wo  $\sigma'$  die Dichte der Flüssigkeitssäule bedeutet; und zwar bedeutet es eine Vergrößerung des Druckes  $p$  um den Betrag  $dx \cos \varphi \cdot \sigma'g$  und des Druckes  $p'$  um den Betrag  $dx' \cos \varphi' \sigma'g$ . Diese Tatsache ist insofern von großer Wichtigkeit, als sie die Möglichkeit gibt, die Empfindlichkeit der Ablesung, d. h. den Skalenwert, je nach der Neigung der Meßkapillaren zu variieren. Wird beim Bau des Instrumentes konstruktiv genügende Sorgfalt dafür getroffen, daß die Neigung der Meßkapillaren relativ zu den Libellen bei den Messungen unveränderlich bleibt, so ist ein fehlerhafter Einfluß kaum zu befürchten.

**5. Die Anordnung der Libellen und Fußschrauben.** Da die Ablesungen von der Neigung des Apparates abhängen, so daß die Skalenwertsbestimmungen experimentell durch Neigung des Instruments mit Hilfe der Fußschrauben aus der Vertikalen heraus ausgeführt werden können, außerdem die Skalenwerte von der Neigung der Ablesekapillaren abhängen, so ist die Anordnung der Fußschrauben, Libellen und Ablesekapillaren sehr wichtig. Fig. 4 zeigt ihre Stellung relativ zueinander:

1. Eine Umdrehung der Fußschraube *I* (d. h. senkrecht zur Richtung der Ablesekapillaren) bedeutet  $2a/l\sqrt{3}$  (in Bogenmaß) Neigung des Apparates (Libelle 2 bleibt unverändert).

2. Eine Umdrehung der Fußschraube *II* bzw. *III* (d. h. in Richtung der Ablesekapillaren) bedeutet  $a/l$  Neigung des Apparates (Libelle 1 muß dabei unverändert gehalten werden).

Dabei bedeutet  $a$  die Ganghöhe der Fußschrauben,  $l$  ihren gegenseitigen Abstand

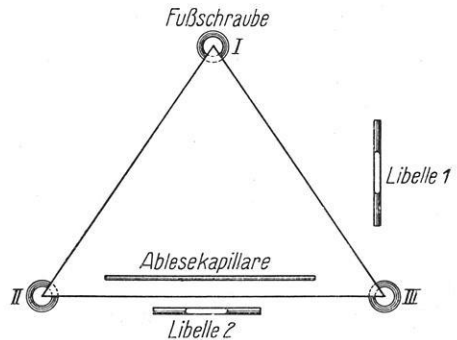


Fig. 4.  
Anordnung der Libellen,  
Fußschrauben und Ablesekapillaren

Für  $l = 60$  cm,  $a = 0.075$  cm folgt:

$$\frac{2a}{l} = 0.0014433 = 4'57'',$$

$$\frac{a}{l} = 0.00125 = 4'16''.$$

Libelle 1 justiert man zunächst mit Hilfe der Fußschraube I: Bedeutet von einer beliebigen Ausgangsstellung aus  $R_1$  die Anzahl der Umdrehungen der Schraube I bei Hebung des Apparates,  $R_2$  diejenige bei Senkung des Apparates, wobei  $R_1$  und  $R_2$  so gewählt werden, daß die Stellung der Menisken  $x'$  und  $x$  in beiden Fällen dieselben sind, so muß die Libelle bei der Stellung  $\frac{R_1 - R_2}{2}$  auf Null gestellt werden, d. h. in diesem Falle steht das Instrument senkrecht.

Die Libelle 2 justiert man dann auf eine solche Nullage, daß der Skalenwert den gewünschten Wert erhält (vgl. S. 25).

**6. Die Wirkung von Temperaturänderungen auf die Ablesungen.** Die schwierigste Frage, welche bei der Entwicklung eines statischen Schwere-messers überhaupt und im besonderen eines Schweremessers nach dem barometrischen Prinzip zu lösen ist, bildet die Aufgabe, den Einfluß von Temperatur-änderungen genügend sicher zu eliminieren bzw. in Rechnung zu stellen. Der Einfluß der Temperatur ist außerordentlich groß; mit der Temperatur ändert sich:

1. Der Druck der eingeschlossenen Gasmassen:

$$\frac{dp'}{dt} = + \alpha p'.$$

$$\frac{dp}{dt} = + \alpha p.$$

wo  $\alpha$  den Ausdehnungskoeffizienten der Gase bedeutet.

2. Die Dichte  $\sigma$  des Quecksilbers:

$$\frac{d\sigma}{dt} = - \sigma \gamma,$$

wo  $\gamma$  den Ausdehnungskoeffizienten des Quecksilbers bedeutet.

3. Die Voluminas  $v$  und  $v'$ :

$$\frac{dv}{dt} = 3ev,$$

$$\frac{dv'}{dt} = 3e'v',$$

wo  $e$  bzw  $e'$  die linearen Ausdehnungskoeffizienten des Materials der Wandungen bedeuten.

Damit folgt aus Gleichung (1) und (2) ohne Schwierigkeit, daß eine Temperaturänderung um  $t^{\circ}\text{C}$  eine Höhenänderung der Quecksilbersäule bewirkt, welcher eine Schwereänderung von der Größe

$$g\left(\alpha + \gamma - 3 \frac{p'e' - pe}{p' - p}\right)t$$

entspricht\*); das sind, wenn man die numerischen Werte einsetzt, fast 4000 Milligal pro Grad Celsius! Um ein Milligal Schwereänderung noch sicher messen zu können, ist es also nicht nur nötig, die Temperatur für den ganzen Apparat bis auf  $1/4000$  Grad gleichmäßig zu halten, sondern sie auch mit einer solchen Genauigkeit zu messen oder ihren Einfluß mit einer solchen Präzision zu kompensieren. Diese Tatsache könnte auf den ersten Blick wohl als ein Beweis für die Unlösbarkeit des Problems angesehen werden, da eine derartige thermische Präzision bei einem größeren, im Gelände arbeitenden Apparat, der allen täglichen Temperaturschwankungen ausgesetzt ist, in der Technik nicht bekannt ist.

**7. Die Eliminierung des Temperatureinflusses.** Es hat naturgemäß nicht an Versuchen gefehlt, dieser wärmetechnischen Aufgabe praktisch Herr zu werden. Bei fast allen Versuchen mit statischen Schweremessern hat man die Temperaturfrage durch Konstanthaltung der Temperatur zu lösen versucht dadurch, daß man den Apparat von einer Schicht schmelzenden Eises umgab und so dauernd auf Null Grad hielt. Madsen und Sterneck haben den Versuch gemacht, den Einfluß der Temperatur zu kompensieren. Beide Forscher benutzten dazu die Ausdehnung einer bestimmten Menge Alkohols. Bei dem Apparat von Madsen wird der obere Quecksilberspiegel von einer solchen Flüssigkeitsmenge überdeckt, daß bei zunehmender Wärme infolge der Ausdehnung des Alkohols der Druck  $p$  im oberen Gefäß  $v$  genau so stark zunimmt wie der Druck  $p'$  im unteren Gasvolumen  $v'$ . Sterneck brachte bei seinem Apparat einen besonderen Temperaturkompensator an: Ein mit Quecksilber gefülltes diagonal gerichtetes Glasrohr mit zwei Gefäßen wurde so am Waagesystem angebracht, daß es kreuzweise zu dem Rohr des Meßapparates stand. Das untere Volumen des Kompensators war aber statt mit einem Gas mit einer solchen Alkoholmenge gefüllt, daß bei Temperaturzunahme infolge der Ausdehnung des Alkohols gerade eine solche Quecksilbermenge auf die andere Seite des Waagebalkens gedrückt wurde, daß die Gleichgewichtslage des gesamten Waagesystems von Temperaturänderungen möglichst wenig beeinflusst wurde.

Wegen der fundamentalen Bedeutung, welche der Frage des Temperatureinflusses bei der Konstruktion eines statischen Schweremessers zukommt, ist es nötig, alle sich bietenden Möglichkeiten, den Temperatureinfluß herabzumindern, zu prüfen und weitgehendst auszunutzen. Zunächst habe ich daher eine sorg-

---

\*) Die Formel ändert sich noch etwas, wenn man die Temperatureinflüsse, welche aus der Art der Ablesevorrichtung stammen, mitberücksichtigt (vgl. S. 28, Anmerkung).

fältige Temperaturkompensation ausgebildet in folgender Weise: Die Räume  $v$  und  $v'$  wurden recht groß gemacht und in möglichst viele Einzelräume unterteilt (s. Fig. 5); die Teilräume wurden einzeln ineinander geschachtelt und die Dimensionen und das Material der Wandungen so gewählt, daß der Einfluß der Temperaturänderung auf die Ablesungen möglichst klein bleibt; d. h. es muß

$$\alpha + \gamma - 3 \frac{p'e' - pe}{p' - p} = 0$$

gemacht werden. Das kann man nur dadurch erreichen, daß  $p'e'$  recht groß und  $pe$  dagegen negativ gemacht wird. Bei den ersten Versuchen wählte ich daher folgende Anordnung (s. Fig. 5): Je drei oben und unten abgeschlossene ineinander geschachtelte Rohre, von denen das innere und das äußere aus einem Material von großem thermischen Ausdehnungskoeffizienten (z. B. Aluminium oder auch Kupfer, Messing), das mittlere aus einem Material von kleinem Ausdehnungs-

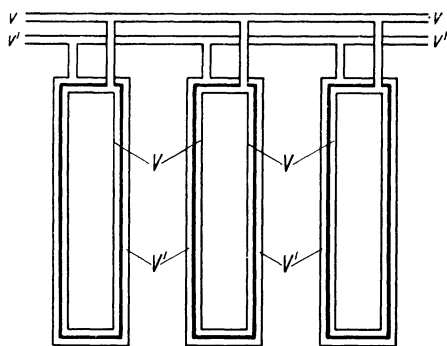


Fig. 5. Temperaturkompensation

koeffizienten (z. B. Invar, Quarz, Porzellan oder dergleichen) besteht, bilden die Wandungen der Teilvolumina  $v$  und  $v'$  derart, daß der innere Zwischenraum das Volumen  $v$ , der äußere das Volumen  $v'$  bildet. Man kann nun entsprechend dem Material und den Drucken die Dimensionen so wählen, daß bei steigender Temperatur das Volumen  $v$  sich um so viel verkleinert, das Volumen  $v'$  sich vergrößert, sodaß der Druckunterschied  $p' - p$  unverändert bleibt. (Die umgekehrte Anordnung der Räume ist naturgemäß ebensogut möglich.) Wegen der technischen

Schwierigkeiten für die sicheren Abdichtungen, welche eine solche Durchführung der Temperaturkompensation sehr erschweren, ging ich bei den späteren Versuchen dazu über, keine Rohre mit verschiedenen Ausdehnungskoeffizienten zu benutzen, sondern das Volumen  $v$  teilweise mit einer Flüssigkeit von großem thermischen Ausdehnungskoeffizienten (z. B. Toluol, Petroleum oder dergleichen) zu füllen\*). Die Temperaturkompensation wird bei jedem einzelnen ineinander geschachtelten Teilraumpaar für sich durchgeführt. Das hat folgende Vorteile: Da die kleinen

\*) Die genaue Bedingung für die vollständige Temperaturkompensation lautet in diesem Falle:

$$(p' - p) \left( \alpha + \frac{\gamma \sigma - \gamma' \sigma'}{\sigma - \sigma'} \right) - 3 p' \cdot e_4 + p \left[ 3 e_3 - \frac{v_4}{v} (\gamma_1 - 3 e_2) \right] - (\sigma - \sigma') (3 e_5 - \gamma') \left( \frac{v_1}{F} - \frac{v'_1}{F'} \right) = 0,$$

Teilräume in sich viel schneller und besser Temperaturgleichheit erreichen als ein einziger größerer Gasraum und außerdem ein Fehler nur prozentual zum Gesamtraum in die Messungen eingeht, so werden sich Temperaturungleichheiten nicht so störend bemerkbar machen. Da nur das Mittel aus der Wirkung sämtlicher Teilräume in die Messungen eingeht, wird sich eine um so größere Sicherheit der Temperaturkompensation ergeben, je größer die Zahl der Einzelräume ist.

Eine Temperaturkompensation allein kann aber, auch wenn sie mit der größten Präzision durchgeführt ist, noch nicht genügen, den fehlerhaften Temperatureinfluß vollständig zu beseitigen, da jede Temperaturänderung stets mit ungleichen Wärmeverteilungen im Apparat verbunden ist. Eine Konstanthaltung der Temperatur des Instruments muß daher als unbedingt notwendig erscheinen. Um die Konstanz der Temperatur für jede beliebige Temperatur durchführen zu können, machte ich zunächst Versuche mit Hilfe eines Temperaturreglers: Der Apparat stand in einem Gefäß, welches eine gut wärmeausgleichende Flüssigkeit (z. B. Toluol oder Petroleum) enthielt; das Ganze war umgeben mit einem Luftraum, in welchem die Luft mit Hilfe eines Temperaturreglers auf konstante Temperatur und mittels eines Ventilators in dauernder Zirkulation gehalten wurde. Diese Versuche stellte ich jedoch bald ein, da einmal die ganze Einrichtung ziemlich umständlich und kostspielig ist, vor allen Dingen aber in der Temperaturkonstanz doch nicht vollkommen zuverlässig ist, jedenfalls bei weitem nicht so zuverlässig wie schmelzendes Eis. Deswegen habe ich auch die Petroleumfüllung wieder aufgegeben und mich nur mit einer Eisfüllung begnügt. Um noch zu verhindern, daß irgendwo mal kleine Temperaturungleichheiten entstehen — was z. B. an den wärmeleitenden Stellen, wo Metallteile durch die Eisschicht gehen, durch ungleichmäßig schnelles Abschmelzen des Eises leicht möglich sein kann —, ist es vorteilhaft, daß die Flüssigkeit, welche den Apparat umgibt — also das zwischen den Eisstücken befindliche Wasser —, mit Hilfe einer Pumpvorrichtung dauernd in Zirkulation gehalten wird.

Nach dem Ergebnis meiner bisherigen Versuche ist es nicht absolut notwendig, die angegebenen Vorrichtungen zur Beseitigung des fehlerhaften Temperatureinflusses bis zur höchsten Präzision auszubilden. Anfangs benutzte ich eine Feinverstellung, um mittels Änderung von Druck und Volumen auf empirischem Wege die Temperaturkompensation auf die höchste Vollkommenheit zu bringen.

wobei bedeuten:

- $\gamma_1$  = Ausdehnungskoeffizient der für die Kompensation benutzten Flüssigkeit,
- $v_4$  = Volumen der für die Kompensation benutzten Flüssigkeit,
- $v_1$  = Flüssigkeitsvolumen über dem oberen Quecksilberspiegel,
- $v'_1$  = Flüssigkeitsvolumen über dem unteren Quecksilberspiegel,
- $F$  = Größe des oberen Quecksilberspiegels,
- $F'$  = Größe des unteren Quecksilberspiegels.
- $e_2$  = linearer Ausdehnungskoeffizient des Materials der Wandung von  $v_4$ .
- $e_3$  = linearer Ausdehnungskoeffizient des Materials der Wandung von  $v_1$ ,
- $e_4$  = linearer Ausdehnungskoeffizient des Materials der Wandung von  $v'$ ,
- $e_5$  = linearer Ausdehnungskoeffizient des Materials der Wandung von  $v_1$  und  $v'_1$ .

Doch habe ich eine derartige Präzision, auf welche ich zuerst den größten Wert legte, als belanglos für die Sicherheit der Messungen gefunden, sie daher wieder aufgegeben und mich mit einer angenäherten Kompensation des Temperatureinflusses begnügt. Die Vollkommenheit der Konstanthaltung der Temperatur bildet eben doch den ausschlaggebenden Faktor. Ebenso habe ich die Pumpvorrichtung als nicht durchaus erforderlich gefunden und deswegen wieder abgeschafft.

(Fortsetzung folgt.)

## Beitrag zur Theorie und Praxis der Referenzpendel-Messungen unter Anwendung von Minimumpendeln

Von A. Berroth, Aachen — (Mit 1 Abbildung)

Es werden die theoretischen Grundlagen der Referenzpendelmessungen untersucht und ein Verfahren angegeben, wie man zu Minimumpendeln gelangen kann; zum Schluß ein Zahlenbeispiel.

§ 1. Das gewöhnliche Verfahren der relativen Pendelmessungen beruht bekanntlich auf der Elimination der Pendellänge, die somit überhaupt nicht gemessen zu werden braucht.

Daß man jedoch ein weiteres nur höchst ungenau und mit vielem Zeitaufwand festzustellendes Messungselement ebenfalls eliminieren kann, wird meines Erachtens nicht genügend beachtet. Ich meine hiermit die Elimination des Zeitmaßstabes des absoluten Maßsystems, in welchem nach dem alten Verfahren die Schwingungszeit der Pendel ausgedrückt werden muß, also in (Sternzeit- oder) mittleren Zeitsekunden.

Das Hilfsmittel, um diese zweite Elimination zu erreichen, ist eben das Referenzpendel (in praxi mehrere), welches als ortsfestes Pendel verwandt und stets mit beobachtet wird. Dadurch wird man zunächst vom absoluten Maßsystem unabhängig und es genügt die Angabe, wieviel Schwingungen die Pendel zwischen zwei an verschiedenen Orten gleichzeitig eintreffenden Signalen gemacht haben, an Stelle der bisher nötigen Angabe, wieviel sie in einer bestimmten absolut in Sekunden gemessenen Zeit gemacht haben.

Da gerade der absolute Zeitmaßstab nur mit höchst unbefriedigender Genauigkeit angebbar ist, die Referenzpendelmethode diesen Maßstab jedoch vermeidet, so ist es auch nicht verwunderlich, daß man mit der neuen Methode ungleich genauer und schneller messen kann.

Das Verfahren ist in neuerer Zeit erstmalig 1926 vom Verfasser mit Unterstützung der Exploration-Berlin, jetzt Hannover, im Salzgebiet von Celle—Wietze angewandt worden. Es wurde daselbst durch Beobachtungen auf neun Stationen ein etwa 15 km langes Schwereprofil ermittelt, das mit Bohrerergebnissen verglichen werden konnte (s. Zeitschr. f. Geophys., 3. Jahrgang, Heft 1).

Während bei diesen Messungen noch Drahtleitungen zwischen der Basis und den Außenstationen gelegt werden mußten, ging die Exploration bzw. Seismos-Hannover auf Veranlassung ihres Leiters Prof. Dr. L. Mintrop im Anschluß an die Messungen von 1926 zu drahtlos-telegraphischer und -telefonischer Verbindung und zur Benutzung von lichtelektrischen Zellen über.

Nach jahrelangen Werkstatt- und Feldversuchen, letztere insbesondere im Salzdomgebiet der Golfküste, sind unter Mitwirkung des Verfassers in den Jahren 1929/30 von den wissenschaftlichen Beamten der Seismos und ihrem technischen Personal in Oklahoma und Texas mit 481 Beobachtungsstationen Flächen von insgesamt 51000 qkm auf das Vorkommen von verdeckten Antiklinalen untersucht worden\*). (Vgl. H. Gornick: Zeitschr. d. D. Geolog. Ges. 1931, Bd. 81, S. 666.)

Als Mindestleistung wurden bei einer Basis- und einer Feldstation 15 und bei Verwendung von einer Basis und zwei Feldstationen 25 Meßpunkte pro Monat verlangt mit einem Maximalfehler von 1 mgal. Verfahren und Apparatur haben sich außerordentlich bewährt, so daß Leistung und Genauigkeit bei ununterbrochener Arbeit auch bei langen und häufig sehr schwierigen Feldtransporten und sprunghaften Änderungen der meteorologischen Verhältnisse eingehalten werden konnten. Zur Sicherstellung der Resultate ist nahezu auf jeder zweiten Station eine Kontrollmessung vorgenommen worden.

Bei diesem Beobachtungsverfahren und der dabei erzielten Genauigkeit gelang es, selbst verdeckte Antiklinalen mit einem gesamten Anomalienbetrag von nur 2 bis 3 mgal so genau festzulegen, daß zuverlässige Profile des tektonischen Untergrundes gezeichnet werden konnten.

Als besonderer Vorzug des Verfahrens verdient hervorgehoben zu werden, daß die Berechnung der Resultate an Ort und Stelle und sofort möglich ist, wodurch eine zweckmäßige Auswahl der nachfolgenden Meßpunkte gewährleistet ist.

Im folgenden soll zunächst das Prinzip dargelegt werden:

Bezeichnet  $i = J : n$  den tatsächlich vorhandenen Zeitmaßstab, den man sich dadurch hergestellt denken kann, daß ein Zeitintervall  $J$  in  $n$  gleiche Teile eingeteilt wird,  $i'$  den tatsächlichen Maßstab in einem zweiten Falle,  $F = i : s$ ,  $F' = i' : s = F + dF$  die unbekanntenen Faktoren zur Verwandlung des tatsächlichen Maßstabs in Zeitsekunden (wobei  $F, F'$  der Praxis entsprechend nicht viel von 1 verschieden vorausgesetzt werden), der Index Null das Referenzpendel, der Index 1 das Feldpendel,  $b$  die Basisstation,  $f$  eine Feldstation, so gilt in der Anschlußmessung (Feldpendel und Referenzpendel auf der Basisstation):

$$\left. \begin{aligned} a_{1b} i &= a_{1b} F s = \pi \sqrt{l_1/g_b} \\ a_{0b} i &= a_{0b} F s = \pi \sqrt{l_0/g_b} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (1)$$

\*) An der Entwicklung des Verfahrens und der Apparatur waren außer dem Verfasser beteiligt die Herren Prof. Dr. Ansel, Dr. W. Haubold, Dr. W. Stackler, Dipl.-Ing. A. Schleusener. Die Pendelapparate und die benutzten Sterneckenpendel stammen aus den Askania-Werken, Berlin-Friedenau.

und ferner für eine darauffolgende Feldmessung:

$$\left. \begin{aligned} a_{1f} i' &= a_{1f} F' s = \pi \sqrt{l_1/g_f} \\ a_{0f} i' &= a_{0f} F' s = \pi \sqrt{l_0/g_b} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (2)$$

Aus (1) folgt:

$$(a_{1b} - a_{0b}) i = (a_{1b} - a_{0b}) F s = \frac{\pi}{\sqrt{g_b}} (\sqrt{l_1} - \sqrt{l_0}) \dots \dots \dots (3)$$

Aus (2) folgt mit  $g_f = g_b + \Delta g$ :

$$(a_{1f} - a_{0f}) i' = (a_{1f} - a_{0f}) F' s = \frac{\pi}{\sqrt{g_f}} \sqrt{l_1} - \frac{\pi}{\sqrt{g_b}} \sqrt{l_0} \dots \dots \dots (4)$$

$$(a_{1f} - a_{0f}) F' s = \frac{\pi}{\sqrt{g_b}} (\sqrt{l_1} - \sqrt{l_0}) \left\{ 1 - \frac{a_{1b}}{2(a_{1b} - a_{0b})} \frac{\Delta g}{g_b} \right\} \dots \dots \dots (5)$$

und somit aus (3) und (5):

$$\Delta g = \frac{2 g_b}{a_{1b}} \left\{ (a_{1b} - a_{0b}) - (a_{1f} - a_{0f}) \frac{F'}{F} \right\} \dots \dots \dots (6)$$

Hierzu kommt für Schwereunterschiede, die größer sind als 362 mgal infolge der in (6) ungenügenden Reihenentwicklung, falls man die Rechengenauigkeit mit  $1/10$  mgal ansetzen will, das Korrektionsglied:

$$d g = \frac{3 g_b}{a_{1b}^2} \left\{ (a_{1b} - a_{0b}) - (a_{1f} - a_{0f}) \frac{F'}{F} \right\}^2 \dots \dots \dots (7)$$

Die Formel (6) zeigt, daß von der Messung nur verlangt wird, daß die Größe  $a_{1b}$  und der Klammerausdruck in der gleichen Maßeinheit angegeben werden müssen, während die Größe der Maßeinheit ganz beliebig ist. (6) zeigt auch, daß bei einer Rechengenauigkeit von 0,1 mgal auf die Angebarkeit des Verhältnisses  $F' : F$  nur so lange verzichtet werden darf (d. h.  $F'/F = 1$  gesetzt werden darf), als die Periode  $i'$  sich von  $i$  um nicht mehr als

$$\frac{a_{1b} i}{2(a_{1f} - a_{0f})} 10^{-7}$$

unterscheidet. Mit anderen Worten: die Perioden  $i$  und  $i'$  müssen innerhalb gewisser ziemlich großer Grenzen gleich sein, eine Forderung, die durch Zuhilfenahme einer guten Uhr oder besser eines frei schwingenden Nickelstahlpendels als Sendependel der funktelegraphischen Zeitsignale leicht eingehalten werden kann.

Wenn man sich bei der photographischen Registrierung der Koinzidenzmethode bedient, d. h. wenn man die Anzahl  $c$  der Schwingungen der Arbeitspendel feststellt, die zwischen einem Durchgang durch die Ruhelage des Sendependels, der mit einem Durchgang der Arbeitspendel zusammenfällt und dem nächsten gleichen Ereignis liegen, so ergibt sich mit:

$$a i = \left( \frac{c}{2c+1} \right) i = \left( \frac{1}{2} - \frac{1}{4c+2} \right) i \text{ oder } = \left( \frac{c}{2c-1} \right) i = \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{4c-2} \right) i \quad (8)$$



und mit

$$a = \alpha + \frac{4}{(4c + 2)^2} \Delta c \quad \text{oder} \quad = \alpha - \frac{4}{(4c - 2)^2} \Delta c \dots \dots \dots (9)$$

worin  $\alpha$  einen Näherungswert von  $a$  und  $\Delta c$  die der Differenz  $a - \alpha$  entsprechende Verbesserung der Koinzidenzzahl  $c$  bedeutet, aus (6) die Beziehung (mit  $\alpha_{1b} = \alpha_{0b}$  und  $\alpha_{1f} = \alpha_{0f}$ ):

$$\Delta g = -8g_b \left( \frac{2c + 1}{c} \right)_{1b} \left\{ \frac{\Delta c_{0b}}{(4c_{0b} + 2)^2} - \frac{\Delta c_{1b}}{(4c_{1b} + 2)^2} - q \right\} \quad (10)$$

$$\text{oder} \quad \Delta g = 8g_b \left( \frac{2c - 1}{c} \right)_{1b} \left\{ \frac{\Delta c_{0b}}{(4c_{0b} - 2)^2} - \frac{\Delta c_{1b}}{(4c_{1b} - 2)^2} - q' \right\}$$

mit

$$q = \left[ \frac{\Delta c_{0f}}{(4c_{0f} + 2)^2} - \frac{\Delta c_{1f}}{(4c_{1f} + 2)^2} \right] \frac{F'}{F} \quad (11)$$

$$q' = \left[ \frac{\Delta c_{0f}}{(4c_{0f} - 2)^2} - \frac{\Delta c_{1f}}{(4c_{1f} - 2)^2} \right] \frac{F'}{F}$$

Setzt man darin

$$k = -8g_b \left( \frac{2c + 1}{c} \right)_{1b} \frac{1}{(4c_{1b} + 2)^2} \quad \text{oder} \quad = 8g_b \left( \frac{2c - 1}{c} \right)_{1b} \frac{1}{(4c_{1b} - 2)^2} \quad (12)$$

unter der einschränkenden Annahme, daß für die Pendel  $c_{0b} = c_{1b} = c_{0f} = c_{1f}$  in dem Ausdruck (10) und (11) gesetzt werden darf, so erhält man statt (10) den Ausdruck:

$$\Delta g = k \left\{ \Delta c_{1b} - \Delta c_{0b} - (\Delta c_{1f} - \Delta c_{0f}) \frac{F'}{F} \right\} \dots \dots \dots (13)$$

eine Rechenformel, die an Einfachheit nichts zu wünschen übrig läßt.

Läßt man schließlich den Mechaniker die Pendel so anfertigen, daß wird:

$$2c^2 + c - 2g_b = 0 \quad \text{oder} \quad 2c^2 - c - 2g_b = 0 \dots \dots \dots (14)$$

$$\text{also} \quad \begin{cases} c = 31,10 \\ ai = 0,49209 i \end{cases} \quad \text{oder} \quad \begin{cases} c = 31,60 \\ ai = 0,50805 i \end{cases}$$

so wird dadurch in (13) der Koeffizient  $k = \pm 1$  erhalten.

Wenn man die höchsten Anforderungen an die Messungsergebnisse stellen muß, so ist es unerlässlich, nach jeder oder mindestens jeder zweiten Feldstation wieder Anschlußmessungen vorzunehmen, so daß also jede Feldmessung kurz hintereinander zwischen zwei Anschlußmessungen liegt. Dadurch würde man auf Kosten eines großen Genauigkeitsgewinns viel Zeit verlieren, wogegen man

Basis	Feld		Unterswegs
Pendelsatz Nr.	Station Nr.	Pendelsatz Nr.	Pendelsatz Nr.
B und III	1	I	II
B „ I	2	II	III
B „ II	3	III	I
B „ III	4	I	II

sich dadurch schützen kann, daß für die Feldbeobachtungen zwei oder drei Sätze zu vier Pendeln vorgesehen werden. Bei großen Entfernungen könnte man alsdann nach vorstehendem Schema vorgehen, wobei also stets der im Felde zuletzt beobachtete Satz sofort auf die Basis zurücktransportiert und dort als Nebenarbeit gleichzeitig mit den Referenzpendeln mit beobachtet wird.

Allerdings würden durch Benutzung dreier Pendelsätze auf zwei verschiedenen Lagern infolge des Aufliegens verschiedener Schneidenstellen in die Resultate unter Umständen drei zunächst noch unbekannte kleine Korrekturen eingehen, die aber während der ganzen Arbeit konstant bleiben, und deren Größe man z. B. in Monatsabschnitten durch Vergleich an denselben Orten bestimmen könnte. Diese kleinen Beträge würden unbekanntem Veränderungen der reduzierten Pendellänge gleichkommen und deshalb von der Größenordnung  $gd/l$  sein. Man könnte sie vermeiden, wenn man grundsätzlich zu jedem Pendelsatz nur seinen ihm zugehörigen Lagerteller, der also ebenfalls transportabel sein müßte, benutzte. Da dies aber verhältnismäßig umständlich ist, so ist es für die Anwendbarkeit des Verfahrens (Schema S. 33) von größter Bedeutung, daß man durch Verwendung von Minimumpendeln diese kleinen Beträge vollständig unberücksichtigt lassen kann, da sie dann keinen Einfluß mehr ausüben. Hierüber wird Näheres im folgenden Abschnitt ausgeführt.

Es sei noch erwähnt, daß man bei Verwendung lichtelektrischer Zellen sowohl zur Übertragung der Schwingungen des Sendependels auf den Sender als auch zur Vergleichung der übertragenen Schwingungen mit denen der Arbeitspendel eine beträchtlich höhere Genauigkeit erreichen kann als bisher, allerdings nur dann, wenn man es versteht, die Pendelapparate und die Pendel selbst richtig zu behandeln.

§ 2. Verfahren zur Erfüllung der Minimumbedingung (Wilsing-Schuler-Bedingung), Reversionspendel und Minimumpendel. Bezeichnet  $T$  die Schwingungszeit,  $s$  den Abstand Schneide—Schwerpunkt,  $K_0$  das Trägheitsmoment in Beziehung auf den Schwerpunkt,  $M$  die Masse, so ist der Ablauf der Schwingungen gegeben durch die Gleichung:

$$s^2 - \frac{T^2 g}{\pi^2} s + \frac{K_0}{M} = 0 \dots \dots \dots (15)$$

Wir setzen nun voraus, das Pendel sei als ein symmetrisches Reversionspendel gebaut. Durch Auflegen einer kleinen Zusatzmasse (durch leichtes Ankleben an einer Stirnfläche) sollen die Schwingungszeiten  $T_{01}$  und  $T_{02}$  übergehen in  $T_1$  und  $T_2$  in den Lagen vor und nach der Reversion und diese Werte sollen durch Beobachtung bestimmt sein. Dann ergeben sich aus (15) die Gleichungen:

$$\left. \begin{aligned} s_{01} - d s_1 &= \frac{T_1^2 g}{2 \pi^2} \pm \sqrt{\frac{T_1^4 g^2}{4 \pi^4} - \left(\frac{K_0}{M} + d \frac{K_0}{M}\right)} \\ s_{02} + d s_1 &= \frac{T_2^2 g}{2 \pi^2} \pm \sqrt{\frac{T_2^4 g^2}{4 \pi^4} - \left(\frac{K_0}{M} + d \frac{K_0}{M}\right)} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (16)$$

worin  $d(K_0/M)$  den durch die Massenaufgabe sich ergebenden Zuwachs von  $K_0/M$  bedeutet.

Wir setzen:

$$T_2 = T_1 + \delta, \quad s_{01} + s_{02} = h, \quad \frac{K_0}{M} + d \frac{K_0}{M} = C + dC = \frac{T_1^4 g^2}{4 \pi^4} + dC \quad (17)$$

und erhalten damit aus (16):

$$h = \frac{T_1^2 g}{2 \pi^2} + \frac{T_2^2 g}{2 \pi^2} \pm \sqrt{-1} \sqrt{dC} \pm \sqrt{\frac{T_1^3 g^2}{\pi^4} \delta - dC} \dots \dots \dots (18)$$

Setzen wir ferner

$$\left. \begin{aligned} a^2 &= \frac{T_1^3 g^2}{\pi^4} \delta \\ z &= h - \frac{T_1^2 g}{2 \pi^2} - \frac{T_2^2 g}{2 \pi^2} \\ u^2 &= z^2 - a^2 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (19)$$

so erhalten wir aus (18):

$$dC = -\frac{u^4}{4z^2} \dots \dots \dots (20)$$

woraus sich mit der für das Minimumpendel geltenden Beziehung

$$T_{1 \min} = \frac{\pi \sqrt{2}}{\sqrt{g}} \sqrt[4]{\frac{K_0}{M} + d \frac{K_0}{M}} \dots \dots \dots (21)$$

die Differenz

$$T_1 - T_{1 \min} = -\frac{1}{4} \frac{dC}{C} T_1 \dots \dots \dots (22)$$

ergibt. Diese Differenz ist, wie aus der Minimumeigenschaft folgt, stets eine positive Größe. Durch Beobachtung der Schwingungszeiten in beiden Reversionslagen bei aufgelegtem Gewicht und Messung des Schneidenabstandes kann also die Größe (22) mit hoher Schärfe bestimmt werden.

Wenn man nun darauf ausgeht, dasjenige Zusatzgewicht auf Grund von Beobachtungen zu finden, welches  $T - T_{\min}$  zu Null macht, so wiederholt man den Versuch mit einem zweiten Zusatzgewicht, das an derselben Stelle aufgelegt wird wie das erste.

Bezeichnet  $T$  die Schwingungszeit in der schließlichen Gebrauchslage vor jeder Gewichtsauflage,  $T_a$  nach der ersten,  $T_b$  nach der zweiten Gewichtsauflage,  $df_a$  und  $df_b$  die zugehörigen Änderungen am Pendel, so kann man mit genügender Genauigkeit schreiben:

$$\left. \begin{aligned} T_a - T_{a \min} &= T - T_{\min} + df_a \cdot \frac{d}{df} (T - T_{\min}) \\ T_b - T_{b \min} &= T - T_{\min} + df_b \cdot \frac{d}{df} (T - T_{\min}) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (23)$$

Daraus ergibt sich diejenige Größe  $df_x$ , welche die linke Seite zu Null macht, aus:

$$df_x = \frac{(T_a - T_{a \min}) df_b - (T_b - T_{b \min}) df_a}{(T_a - T_{a \min}) - (T_b - T_{b \min})} \dots \dots \dots (24)$$

Hierbei ist der darin enthaltene Faktor

$$\frac{d}{dC} (T - T_{\min})$$

gegeben durch

$$\frac{d}{dC} (T - T_{\min}) = \frac{\pi^2}{g} \left( \frac{1}{2sT} - \frac{\pi^2}{gT_{\min}^3} \right) + \left( \frac{\pi^2}{gT} - \frac{T}{2s} \right) \frac{ds}{dC} \dots \dots (25)$$

Da dieser Ausdruck für die Rechnung wenig geeignet ist, setzt man  $s = s_0 + \sigma$ , worin  $s_0$  den Trägheitsradius bedeuten soll und erhält den bequemeren Ausdruck:

$$\frac{d}{df} (T - T_{\min}) = \frac{\pi^2}{2gT_{\min}} \cdot \left\{ \frac{2\sigma d\sigma}{s_0 df} - \frac{3}{2} \frac{\sigma^2}{s_0^3} \frac{ds_0}{df} \right\} \dots \dots \dots (26)$$

Diese Formel kann man benutzen, um die Verhältnisse an einem kreis-  
zylindrischen Stabpendel vom Halbmesser  $p$  und der Länge  $f$  zu studieren, wenn  
man demselben Zusatzgewichte gleichen Halbmessers und gleichen Materials auf-  
legt. Zur Kontrolle des Resultats habe ich außerdem die für den Trägheitsradius  
eines kreiszylindrischen Stabes gültige Formel

$$s_0^2 = \frac{f^2}{12} + \frac{p^2}{4} \dots \dots \dots (27)$$

benutzt und erhielt aus:

$$T = \frac{\pi}{\sqrt{g}} \sqrt{\frac{s_0^2}{s} + s} \quad \text{und} \quad T_{\min} = \frac{\pi}{\sqrt{g}} \sqrt{2s_0} \dots \dots \dots (28)$$

mit  $s = s_0 + \sigma$  nach einigen Entwicklungen, die hier übergangen sind, in Überein-  
stimmung mit (26) bis auf Glieder zweiter Ordnung genau:

$$\frac{d}{df} (T - T_{\min}) = \frac{\pi \sqrt{2}}{\sqrt{g} \sqrt{s_0}} \left\{ \frac{1}{2} \left( \frac{\sigma}{s_0} \right) \frac{d\sigma}{df} - \frac{f}{32s_0} \left( \frac{\sigma}{s_0} \right)^2 \right\} \dots \dots \dots (29)$$

Um hierin über den Faktor

$$\frac{d\sigma}{df} = \frac{ds}{df} - \frac{ds_0}{df}$$

Aufschluß zu gewinnen, kann man die Abmessungen des Stabes selbst heran-  
ziehen. Im Falle nicht kreiszylindrischer Form oder wenn man überhaupt beob-  
achtete Werte vorzieht, kann man diesen Faktor auch erhalten aus:

$$\frac{d\sigma}{df} = \frac{g}{2\pi^2} \left[ \sqrt{T^4 - T_{\min}^4} - \sqrt{T_1^4 - T_{1 \min}^4} - \frac{1}{2} Q \right] \frac{1}{df} \dots \dots \dots (30)$$

mit

$$Q = \frac{dCT^2}{C} - \frac{dC_1 T_1^2}{C_1} \dots \dots \dots (31)$$

worin die Größen  $dC/C$  den Werten in (22) entsprechen und sämtliche Werte als beobachtet angenommen werden.

Um einen Überblick über die Verhältnisse bei einem kreiszylindrischen Stab zu gewinnen, habe ich folgende Annahmen zugrunde gelegt:

$$f = 44.36 \text{ cm}, \quad s_0 = 12.83 \text{ cm}, \quad \sigma = 1 \text{ mm}, \quad df = 0.5 \text{ cm}.$$

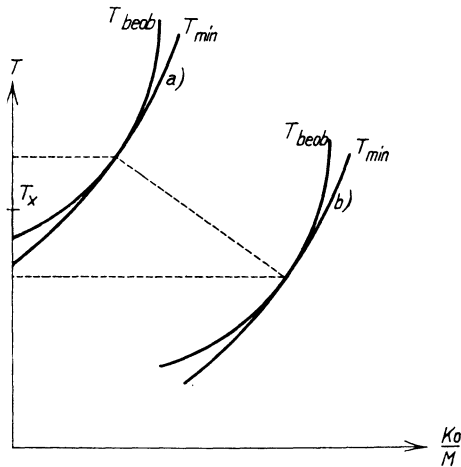
Je nachdem man das Zusatzgewicht oben oder unter oder zu gleichen Hälften oben und unten anbringt, erhält man mit den Werten  $d\sigma/df = -0.621 + 0.045 - 0.288$  Änderungen in  $T - T_{\min}$  vom Betrage  $-483, +34, -225 \cdot 10^{-7}$  sec.

Daraus zeigt sich, daß man in der Wahl von Größe und Art der Auflagegewichte mannigfachen Spielraum hat, um an das gewünschte Ziel zu gelangen.

Zur genauen Abstimmung auf die Wilsing-Schuler-Bedingung kann man statt des Verfahrens (24) auch nur einen Wert, z. B.  $T_a - T_{\min}$ , durch Beobachtung festlegen und weiterhin durch Anwendung von (29) den Betrag  $df_x$  finden. Dieser ergibt sich dann aus:

$$df_x = \frac{T_a - T_{a\min}}{\frac{d}{df}(T - T_{\min})} \dots \dots \dots (32)$$

Das Abstimmen des Gegenpendels. Das mit dem ersten Pendel gleichzeitig schwingende zweite Pendel soll folgenden Bedingungen genügen: Es soll



Figur (schematisch) Fig. 1

1. die Wilsing-Schuler-Bedingung erfüllen, 2. (und dies bedeutet eine große Erschwerung) soll  $T_{\min}$  einen ganz bestimmten Zahlenwert haben.

Man könnte, wie in der Fig. 1 dargelegt, den Verlauf der beobachteten  $T$ - und der dazugehörigen Minimumlinie festlegen und z. B. mit etwas höheren Schneiden einen zweiten Verlauf bestimmen ( $a$  und  $b$ ), um daraus durch Versuch

die richtigen Schneiden und die richtige Belastung zu finden. Dies würde wahrscheinlich einer Sysiphusarbeit nahekommen.

Ich halte es jedoch für vollständig ausreichend, die Wilsing-Schuler-Bedingung nur für den halben Pendelsatz möglichst genau zu erfüllen, für die Gegenpendel jedoch nur roh und nur soweit, als es der Mechaniker nach den vorliegenden Abmessungen der Muster erreichen kann.

Da nach E. Kohlschütter\*) bei Halbsekundenpendeln für eine Abweichung von der Wilsing-Schuler-Bedingung im Betrag von 2 mm bei Schneidenverlagerungen von  $1 \mu$  nur Fehler von 0.13 mgal zu erwarten sind, während es bei Sterneckpendeln 3.9 mgal waren, so ist ersichtlich, daß man sich praktisch und notgedrungen für die Gegenpendel mit der groben Erfüllung der Wilsing-Schuler-Bedingung begnügen kann.

Dagegen wird man die Abstimmung des Gegenpendels wegen Vernichtung des Mitschwingens so genau wie möglich durchführen, was überdies sehr einfach und sogar im Felde möglich ist.

Da bei kreisförmigem Stabquerschnitt der Luftwiderstand zu groß ist, andererseits evakuierbare Apparate im Felde eine Erschwerung bedeuten, wird man sich zweckmäßigerweise bei den Pendeln an einen linsenförmigen Querschnitt halten.

### § 3. Zahlenbeispiel.

a) Konstanten (bezogen auf die Koinzidenzintervalle  $c$ ):

Einfache Schwingungsdauer des Sendependels . . . . .	$= 0.50006^s$ und $F' = F$
„ „ der Arbeitspendel . . . . .	$< 0.50006$
Temperaturkonstante, Basispendel . . . . .	$= 1.09 \cdot 10^{-3}$ pro $^{\circ}C$
„ „ Feldpendel . . . . .	$= 1.33$
Dichtekonstante, Basispendel . . . . .	$= 272 \cdot 10^{-3}$ pro $D = 1.0$
„ „ Feldpendel . . . . .	$= 286$
Bezugstemperatur: $t_0 = + 15.00^{\circ}C$	
Bezugsdichte: $D_0 = 0.9480$ (relative Luftdichte)	

b) Basisanschlüsse:

#### 1. Basispendel.

Messungsergebnisse:	vorher	nachher
$t_b$ . . . . .	$= + 11.4^0$	$= + 18.9^0$
$D_b$ . . . . .	$= 0.9630$	$= 0.9330$
$t_b - t_0$ . . . . .	$= - 3.6$	$= + 3.9$
$D_b - D_0$ . . . . .	$= + 0.0150$	$= - 0.0150$
$c'$ . . . . .	$= 31.23995$	$= 31.24110$
Reduktionen: Amplitude . . . . .	$= - 840$	$= - 975$
Mitschwingen . . . . .	$= 0$	$= 0$
Temperatur . . . . .	$= + 393$	$= - 426$
Dichte . . . . .	$= - 408$	$= + 408$
$c$ . . . . .	$= 31.23140$	$= 31.23117$
$\Delta c_0 b$ . . . . .	$= + 0.03140$	$= + 0.03117$

\*) Zeitschr. f. Geophys. 1930, S. 469.

2. Feldpendel (gleichzeitig mit 1.).

Messungsergebnisse:

$t_f$ . . . . .	= + 15.0	= + 20.3
$D_f$ . . . . .	= 0.9880	= 0.9745
$t_f - t_0$ . . . . .	= 0.00	= + 5.3
$D_f - D_0$ . . . . .	= + 0.040	= + 0.0265
$c'$ . . . . .	= 31.21515	= 31.21732
<hr/>		
Reduktionen: Amplitude . . . . .	= - 975	= - 854
Mitschwingen . . . . .	= - 10	= + 26
Temperatur . . . . .	= 0	= - 704
Dichte . . . . .	= - 1145	= - 758
<hr/>		
$c$ . . . . .	= 31.19385	= 31.19442
$\Delta c_{1b}$ . . . . .	= - 0.00615	= - 0.00558
$\Delta c_{1b} - \Delta c_{0b}$ . . . . .	= - 0.03755	= - 0.03675
Mittel . . . . .	= - 0.03715	

c) Außenstation.

3. Basispendel.

Messungsergebnisse:

$t_b$ . . . . .	= + 23.4 <sup>o</sup>	
$D_b$ . . . . .	= 0.9100	
$t_b - t_0$ . . . . .	= + 8.4	
$D_b - D_0$ . . . . .	= - 0.0380	
$c'$ . . . . .	= 31.24730	
<hr/>		
Reduktionen: Amplitude . . . . .	= - 824	
Mitschwingen . . . . .	= + 19	
Temperatur . . . . .	= - 916	
Dichte . . . . .	= + 1035	
<hr/>		
$c$ . . . . .	= 31.24044	
$\Delta c_{0f}$ . . . . .	= + 0.04044	

4. Feldpendel (gleichzeitig mit 3.).

Messungsergebnisse:

$t_f$ . . . . .	= + 27.1	
$D_f$ . . . . .	= 0.9260	
$t_f - t_0$ . . . . .	= + 12.1	
$D_f - D_0$ . . . . .	= - 0.0220	
$c'$ . . . . .	= 31.23010	
<hr/>		
Reduktionen: Amplitude . . . . .	= - 790	
Mitschwingen . . . . .	= - 11	
Temperatur . . . . .	= - 1615	
Dichte . . . . .	= + 630	
<hr/>		
$c$ . . . . .	= 31.21224	
$\Delta c_{1f}$ . . . . .	= + 0.01224	
$\Delta c_{1f} - \Delta c_{0f}$ . . . . .	= - 0.02820	
$k \cdot [\Delta c_{1b} - \Delta c_{0b} - (\Delta c_{1f} - \Delta c_{0f})]$	= - 0.00895	

d) Resultat: Schwereunterschied Feld-Basis = - 8.95 mgal.

## Schwere und Geoid bei Isostasie

Von **Karl Jung**, Potsdam — (Mit 4 Abbildungen)

Auch bei isostatischem Aufbau der Erdkruste sind die auf übliche Weise berechneten isostatischen Anomalien von Null etwas verschieden, weil bei der Niveaureduktion die Geoidundulation vernachlässigt wird und die der Massenreduktion zugrunde gelegte Beziehung zwischen Oberflächenrelief und Dichte (Pratt) bzw. Oberflächenrelief und Erdkrustendicke (Airy) wegen der Konvergenz der Erdradien und der nicht konstanten Schwere in der Erdkruste nicht ganz streng ist. Es werden Kugelfunktionsentwicklungen für die Geoidundulation, die Freiluftanomalie und die auf übliche Weise bestimmte isostatische Anomalie bei isostatischem Aufbau der Erdkruste berechnet, bis zur Kugelfunktion siebenter Ordnung zahlenmäßig ermittelt und in den Fig. 2, 3, 4 dargestellt.

Die Verteilung der Schwerkraft auf der Erde ist Grundlage zur Bestimmung des Geoids und zur Untersuchung des Massenaufbaues der Erdkruste.

Sollen bei Bestimmung der Geoidgestalt keine großen und schwer zu berechnenden Korrekturen notwendig sein, so muß nach Reduktion der Schwerewerte die ganze Masse der Erde sich innerhalb des Geoids befinden, und es muß die von der Reduktion hervorgerufene Verschiebung der Niveauläche bestimmt und in Rechnung gesetzt werden können. Beides ist der Fall bei Verwendung isostatisch reduzierter Schwerewerte\*). Die Verschiebung der Niveauläche ist in erster Annäherung der Ausgleichstiefe proportional. Es ist also zur Bestimmung der Geoidgestalt eine Reduktion mit möglichst geringer Ausgleichstiefe zu empfehlen; am besten ist deshalb die Freiluftreduktion (= Kondensation ins Meeresniveau), die ja einer isostatischen Verteilung mit der Ausgleichstiefe Null entspricht. Jeffreys dürfte durch seine potentialtheoretische Begründung der Verwendung von Freiluftanomalien den Streit um die zweckmäßigste Reduktion zur Bestimmung der Geoidgestalt zugunsten der Freiluftreduktion entschieden haben\*\*).

Bei Untersuchung des Massenaufbaues der Erdkruste wird durch die Reduktion die angenommene Massenverteilung in eine gleichmäßige verwandelt; und es wird diejenige Massenverteilung der Wirklichkeit am nächsten sein, deren Reduktion auf eine gleichmäßige Schwereverteilung führt.

Die isostatische Reduktion entspricht einer Massenverteilung, bei der die Erdkruste überall mit gleichem Druck auf den tieferen Niveaulächen lastet. Bei einer isostatisch aufgebauten Erdkruste sollen die isostatisch auf ein gemeinsames Niveau reduzierten Schwerewerte keine Anomalien mehr zeigen.

---

\*) Karl Jung: Über die Bestimmung der Geoidundulationen aus Schwere-messungen. Zeitschr. f. Geophys. 7, 81—91, (1931). Die Bestimmung der Geoidundulationen aus Schwere-messungen. Gerlands Beitr. z. Geophys. 29, 29—58 (1931).

\*\*\*) Harold Jeffreys: An application of the free-air reduction of gravity. Ebenda 31, 378—386 (1931).



Ganz genau ist dies jedoch nicht der Fall. Denn der Normalwert bezieht sich auf das Sphäroid, die einzelnen reduzierten Schwerewerte aber entsprechen dem Geoid, und es ist deshalb schon eine den Geoidundulationen entsprechende Anomalie zu erwarten. Aber auch die Reduktion der Massen läßt eine Anomalie bestehen. Denn die übliche, dem Reduktionsverfahren zugrunde gelegte Beziehung zwischen Oberflächenrelief und Dichte (bei Isostasie nach Pratt) oder Oberflächenrelief und Erdkrustendicke (bei Isostasie nach Airy) entspricht nicht genau dem oben definierten isostatischen Zustand, weil die Erdradien einander parallel und die Schwere im Innern der Erdkruste konstant angenommen werden, während in Wirklichkeit die Erdradien nach innen konvergieren und die Schwere in der Erdkruste nicht überall dieselbe ist.

Für streng isostatischen Aufbau der Erdkruste sollen im folgenden die isostatischen Anomalien, die Freiluftanomalien und die Geoidundulationen berechnet werden. Das Ergebnis ist in den Fig. 2, 3, 4 (S. 50/51) dargestellt.

### I. Die strenge Bedingung für Isostasie

Es sei (Fig. 1):

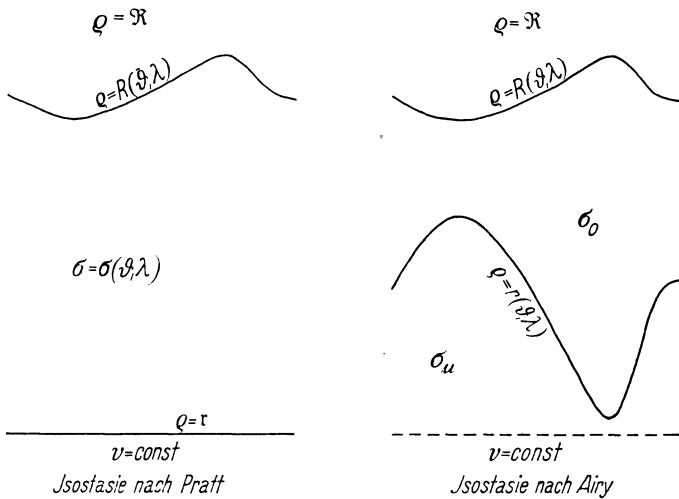


Fig. 1

- die Breite;
- $\lambda$  die Länge;
- $q$  die Entfernung vom Erdmittelpunkt;
- $q = R(\vartheta, \lambda)$  die Erdoberfläche, wobei das Wasser der Ozeane zu Kontinentaldichte kondensiert zu denken ist;
- $q = r$  die Ausgleichsfläche bei Isostasie nach Pratt, bei Isostasie nach Airy eine Niveauläche unter der Erdkruste;

$\varrho = r(\vartheta, \lambda)$  die untere Begrenzung der Erdkruste (physikalische Ausgleichsfläche) bei Isostasie nach Airy;

Oberhalb der Erdoberfläche, im massenfreien Raum, sei  $\varrho = \mathfrak{R}$ .

Ferner sei:

$\kappa$  die Gravitationskonstante;

$\sigma = \sigma(\vartheta, \lambda)$  die Dichte in der Erdkruste bei Isostasie nach Pratt;

$\sigma_0$  bei Isostasie nach Airy die konstante Dichte der Erdkruste;

$\sigma_u$  bei Isostasie nach Airy die konstante Dichte des subkrustalen Materials ( $> \sigma_0$ );

$V$  das Potential oberhalb der Ausgleichsfläche;

$v$  bei Isostasie nach Pratt das Potential auf der Ausgleichsfläche;

bei Isostasie nach Airy das Potential auf einer Niveauläche, die ganz unterhalb der Erdkruste liegt;

$\delta V, \delta g$  Anomalien von  $V$  und  $g$ ;

$u$  die Geoidundulation;

$\varrho', \vartheta', \lambda', \sigma'$  beziehen sich auf Massenpunkte;

$\varrho, \vartheta, \lambda, \sigma$  beziehen sich auf den Aufpunkt.

Folgende zulässige Vereinfachungen werden angenommen:

1. Die Fläche  $\varrho = r$  sei eine Kugel, also  $r = \text{const.}$  Man vernachlässigt die Abplattung der Erde.
2. Die Formeln für Potential und Schwere außerhalb der Kugel, die die Erde einschließt, sollen bis an die Erdoberfläche gelten.
3. Der Schwerevektor bestehe nur aus seiner zum Erdmittelpunkt gerichteten Hauptkomponente.

Ausführlich wird nur die Isostasie nach Pratt behandelt. Die entsprechenden Ergebnisse für Isostasie nach Airy werden auf ähnliche Weise hergeleitet und werden anhangsweise in den betreffenden Kapiteln angegeben.

Die strenge Bedingung für Isostasie ist  $v = \text{const.}$  Es ist nach einer bekannten Formel der Potentialtheorie

$$v = \kappa \int_{\varrho'=r}^{R'} \int_{\vartheta'=0}^{\pi} \int_{\lambda'=0}^{2\pi} \left( \sum_{n=0}^{\infty} \frac{r^n}{\varrho'^{n-1}} P_n(\cos \gamma) \right) \sigma' \sin \vartheta' d\varrho' d\vartheta' d\lambda',$$

wobei  $\gamma = \Delta(\vartheta, \lambda)(\vartheta', \lambda')$  und  $P_n$  die Legendresche Kugelfunktion  $n$ -ter Ordnung bedeuten.

Die Integration über  $\varrho'$  wird für  $n = 2$  und  $n \neq 2$  gesondert vorgenommen und ergibt für Isostasie nach Pratt:

$$v = \kappa \int_{\vartheta'=0}^{\pi} \int_{\lambda'=0}^{2\pi} \left( \sum_{n=0}^{\infty} \frac{r^n}{n-2} \left( \frac{1}{r^{n-2}} - \frac{1}{R^{n-2}} \right) P_n(\cos \gamma) \right) \sigma' \sin \vartheta' d\vartheta' d\lambda'$$

$$+ \kappa \int_{\vartheta'=0}^{\pi} \int_{\lambda'=0}^{2\pi} r^2 (\ln R - \ln r) P_2(\cos \gamma) \sigma' \sin \vartheta' d\vartheta' d\lambda',$$

wobei  $\Sigma' = \Sigma$  ohne das Glied zweiter Ordnung. Man entwickelt die von  $\vartheta'$  und  $\lambda'$  abhängigen Teile des Integranden nach Laplaceschen Kugelfunktionen:

$$\frac{\sigma'}{r^{n-2}} - \frac{\sigma'}{R^{n-2}} = \sum_{i=0}^{\infty} \left[ \frac{\sigma'}{r^{n-2}} - \frac{\sigma'}{R^{n-2}} \right]_i, \quad \sigma' \ln R' - \sigma' \ln r = \sum_{i=0}^{\infty} \left[ \sigma' \ln R' - \sigma' \ln r \right]_i,$$

und benutzt die für alle Kugelfunktionen gültige Beziehung

$$\int_{\vartheta'=0}^{\pi} \int_{\lambda'=0}^{2\pi} X_i(\vartheta', \lambda') P_n(\cos \gamma) \sin \vartheta' d\vartheta' d\lambda' = \begin{cases} 0 & \text{für } i \neq n \\ \frac{4\pi}{2n+1} X_n(\vartheta, \lambda) & \text{„ } i = n. \end{cases}$$

So wird

$$v = 4\pi\kappa \sum_{n=0}^{\infty} \frac{r^n}{(2n+1)(n-2)} \left[ \frac{\sigma}{r^{n-2}} - \frac{\sigma}{R^{n-2}} \right]_n + 4\pi\kappa \frac{r^2}{5} [\sigma \ln R - \sigma \ln r]_2.$$

Wegen  $v = \text{const}$  sind alle Glieder von erster und höherer Ordnung gleich Null, und es ist die strenge Bedingung für Isostasie nach Pratt:

$$\left. \begin{aligned} \left[ \frac{\sigma}{r^{n-2}} - \frac{\sigma}{R^{n-2}} \right]_n &= 0 & \text{für } n > 0 \\ & \neq 2, & \\ \left[ \sigma \ln R - \sigma \ln r \right]_n &= 0 & \text{„ } n = 2. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (1)$$

Diese Gleichungen bestimmen  $\sigma$  als Funktion von  $R$ .

Bei Isostasie nach Airy findet man in ähnlicher Weise:

$$\left. \begin{aligned} \left[ \sigma_u \frac{1}{r^{n-2}} - (\sigma_u - \sigma_o) \frac{1}{r^{n-2}} - \sigma_o \frac{1}{R^{n-2}} \right]_n &= 0 & \text{für } n > 0 \\ & \neq 2, & \\ \left[ \sigma_o \ln R + (\sigma_u - \sigma_o) \ln r - \sigma_u \ln r \right]_n &= 0 & \text{„ } n = 2. \end{aligned} \right\} \dots \dots (1a)$$

Diese Gleichungen bestimmen  $r$  als Funktion von  $R$ .

## II. Die strengen Ausdrücke für Potential, Geoid und Schwere

Die Geoidundulation ist

$$u \approx \frac{\delta V_{\mathfrak{R}=\text{const}}^*}{g},$$

wobei  $\delta V^*$  die Anomalie des Potentials im Außenraum ohne die der Abplattung entsprechenden Glieder mit  $P_{00}$  und  $P_{20}$  bedeutet.

Es ist für Isostasie nach Pratt:

$$\begin{aligned} \delta V &= \kappa \int_{\varrho'=r}^{R'} \int_{\vartheta'=0}^{\pi} \int_{\lambda'=0}^{2\pi} \left( \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varrho'^{n+2}}{\mathfrak{R}^{n+1}} P_n(\cos \gamma) \right) \sigma' \sin \vartheta' d\varrho' d\vartheta' d\lambda' \\ &\quad - \kappa \sigma_m \int_{\varrho'=r}^{R_m} \int_{\vartheta'=0}^{\pi} \int_{\lambda'=0}^{2\pi} \left( \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varrho'^{n+2}}{\mathfrak{R}^{n+1}} P_n(\cos \gamma) \right) \sin \vartheta' d\varrho' d\vartheta' d\lambda', \end{aligned}$$

wobei  $\sigma_m$  und  $R_m$  Mittelwerte von  $\sigma$  und  $R$  sind.

Man berechnet  $V$  ähnlich wie  $v$ , braucht aber das Glied zweiter Ordnung nicht besonders zu behandeln. Man erhält

$$\delta V^{(*)} = 4\pi\kappa \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(2n+1)(n+3)} \frac{1}{\mathfrak{R}^{n+1}} [\sigma R^{n+3} - \sigma_m R_m^{n+3} + (\sigma_m - \sigma) r^{n+3}]_n, \quad (2)$$

wobei der Index \* bei  $\Sigma$  dieselbe Bedeutung hat wie bei  $\delta V$ .

Durch Differenzieren nach  $\mathfrak{R}$  findet man die Schwereanomalie:

$$\delta g^* = 4\pi\kappa \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n+1}{(2n+1)(n+3)} \frac{1}{\mathfrak{R}^{n+2}} [\sigma R^{n+3} - \sigma_m R_m^{n+3} + (\sigma_m - \sigma) r^{n+3}]_n \quad (3)$$

Für Isostasie nach Airy ergibt sich in gleicher Weise:

$$\delta V^{(*)} = 4\pi\kappa \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(2n+1)(n+3)} \frac{1}{\mathfrak{R}^{n+1}} [\sigma_o R^{n+3} - \sigma_u R_m^{n+3} + (\sigma_u - \sigma_o) r^{n+3}]_n, \quad (2a)$$

$$\delta g^{(*)} = 4\pi\kappa \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n+1}{(2n+1)(n+3)} \frac{1}{\mathfrak{R}^{n+2}} [\sigma_o R^{n+3} - \sigma_u R_m^{n+3} + (\sigma_u - \sigma_o) r^{n+3}]_n. \quad (3a)$$

Die Ausdrücke (2), (3), (2a), (3a) sind unter den Bedingungen (1) bzw. (1a) zu bestimmen. Eine Formel für die übliche isostatische Reduktion erhält man aus (3), (3a) mit der üblichen Beziehung zwischen Dichte bzw. Krustendicke und Oberflächenrelief.

### III. Aufstellung von Näherungsformeln

Man setzt:

$$\begin{aligned} \mathfrak{R} &= R_m (1 + \mathfrak{S}), \\ R &= R_m (1 + H), \\ r &= R_m (1 - \tau), \\ r &= R_m (1 - t + h), \\ \sigma &= \sigma_m (1 + s), \end{aligned}$$

wobei  $R_m$  und  $\sigma_m$  Mittelwerte von  $R$  und  $\sigma$  bedeuten,  $\tau$  und  $t$  konstant sind. Bei Isostasie nach Pratt bedeutet dann  $T = R_m \cdot \tau$  die Ausgleichstiefe, und  $R_m t$  ist die mittlere Erdkrustendicke bei Isostasie nach Airy.

Der Größenordnung nach ist  $\mathfrak{S} < 1/600$ ,  $H < 1/600$ ,  $\tau \approx 1/50$ ,  $t \approx 1/100$ ,  $h < 1/60$ ,  $s < 1/12$ .

Um Näherungsformeln für die Beziehungen zwischen  $\sigma$  und  $R$  zu erhalten, werden die Ausdrücke

$$\frac{\sigma}{r^{n-2}} - \frac{\sigma}{R^{n-2}} \quad \text{und} \quad \sigma \ln R - \sigma \ln r$$

nach dem binomischen Satz und der Reihe für  $\ln(1+x)$  entwickelt, wobei sich die konstanten Glieder ohne  $\tau$  aufheben. Beachtet man, daß die Glieder

mit  $\tau$  allein ebenfalls konstant sind, also keinen Beitrag zu den Kugelfunktionen von erster und höherer Ordnung geben, so findet man:

$$\left[ \frac{\sigma}{r^{n-2}} - \frac{\sigma}{R^{n-2}} \right]_{n \neq 2} = \frac{\sigma_m}{R^{n-2}} (n-2) \left[ H + \left( \tau + \frac{n-1}{2} \tau^2 + \frac{(n-1)n}{2 \cdot 3} \tau^3 \right) s + Hs - \frac{n-1}{2} H^2 - \frac{n-1}{2} H^2 s + \dots \right]_{n \neq 2}$$

$$[\sigma \ln R - \sigma \ln r]_2 = \sigma_m \left[ H + \left( \tau + \frac{1}{2} \tau^2 + \frac{1}{3} \tau^3 \right) s + Hs - \frac{1}{2} H^2 - \frac{1}{2} H^2 s + \dots \right]_2,$$

und es ist somit die Bedingung für Isostasie nach Pratt:

$$\left. \begin{aligned} [H]_n + \left( \tau + \frac{n-1}{2} \tau^2 + \frac{(n-1)n}{2 \cdot 3} \tau^3 \right) [s]_n + [Hs]_n - \frac{n-1}{2} [H^2]_n - \frac{n-1}{2} [H^2 s]_n = 0 \\ \text{für alle } n > 0 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

In ähnlicher Weise erhält man die Bedingung für Isostasie nach Airy:

$$\left. \begin{aligned} (\sigma_u - \sigma_o) \left( 1 + (n-1)t + \frac{(n-1)n}{2} t^2 \right) [h]_n + \sigma_o [H]_n - \frac{n-1}{2} (\sigma_u - \sigma_o) \left( 1 + \frac{n}{3} t \right) [h^2]_n \\ - \frac{n-1}{2} \sigma_o [H^2]_n = 0 \quad \text{für alle } n > 0 \end{aligned} \right\} \quad (4a)$$

Die üblichen Bedingungen, die den isostatischen Reduktionen zugrunde liegen, lauten:

$$1 + s = \frac{\tau}{\tau + H} \quad \text{oder} \quad [H]_n + [Hs]_n + \tau [s]_n = 0 \dots \dots (5)$$

für Isostasie nach Pratt, und

$$h = - \frac{\sigma_o}{\sigma_u - \sigma_o} H \quad \text{oder} \quad (\sigma_u - \sigma_o) [h]_n + \sigma_o [H]_n = 0 \dots \dots (5a)$$

für Isostasie nach Airy. Sie können als Annäherungen an die Formeln (4) und (4a) angesehen werden, genügen aber strenggenommen nicht.

Zur Berechnung von  $V$  und  $u$  für Isostasie nach Pratt wird der Ausdruck

$$\frac{1}{\mathfrak{R}^{n+1}} (\sigma R^{n+3} - \sigma_m R_m^{n+3} + (\sigma_m - \sigma) r^{n+3}).$$

nach dem binomischen Satz entwickelt. Dies führt auf

$$\frac{1}{\mathfrak{R}^{n+1}} [\sigma R^{n+3} - \sigma_m R_m^{n+3} + (\sigma_m - \sigma) r^{n+3}]_n = \sigma_m R_m^2 (1 - (n+1)\delta) (n+3) \left\{ [H]_n + \frac{n+2}{2} [H^2]_n + [Hs]_n + \frac{n+2}{2} [H^2 s]_n + \left( \tau - \frac{n+2}{2} \tau^2 + \frac{(n+2)(n+1)}{2 \cdot 3} \tau^3 \right) [s]_n + \dots \right\},$$

und mit der Beziehung (4),

$$[s]_n = - \frac{[H]_n + [Hs]_n}{\tau + \frac{n-1}{2} \tau^2 + \frac{(n-1)n}{2 \cdot 3} \tau^3} + \dots = - \frac{[H]_n + [Hs]_n}{\tau} \left( 1 - \frac{n-1}{2} \tau - \frac{(n-1)n}{2 \cdot 3} \tau^3 \right) + \dots$$

auf

$$\frac{1}{\mathfrak{R}^{n+1}} [\sigma R^{n+3} - \sigma_m R_m^{n+3} + (\sigma_m - \sigma) r^{n+3}]_n = \sigma_m R_m^2 \tau \frac{(2n+1)(n+3)}{2} (1 - \frac{2}{3}\tau) [H]_n. \quad (6)$$

Hierbei sind die Vernachlässigungen

$$\begin{aligned} \text{a) } [Hs]_n &< \frac{1}{600 \cdot 12} & \text{gegen} & [H]_n < \frac{1}{600}, \\ \text{b) } (n+1)\delta [H]_n &< \frac{n+1}{600 \cdot 600} & \text{gegen} & [H]_n < \frac{1}{600}, \end{aligned}$$

und es ist (6) wegen a) bis auf mehr als 0.083, wegen b) für  $n \leq 16$  bis auf mehr als 0.028 genau.

Zur Berechnung der Schwereanomalie  $g$  hat man mit gleichen Vernachlässigungen

$$\frac{1}{\mathfrak{R}^{n+2}} [\sigma R^{n+3} - \sigma_m R_m^{n+3} + (\sigma_m - \sigma) r^{n+3}]_n = \sigma_m R_m \tau \frac{(2n+1)(n+3)}{2} (1 - \frac{2}{3}\tau) [H]_n. \quad (7)$$

Für Isostasie nach Airy erhält man auf ähnliche Weise

$$\frac{1}{\mathfrak{R}^{n+1}} [\sigma_o R^{n+3} - \sigma_u R_u^{n+3} + (\sigma_u - \sigma_o) r^{n+3}]_n = \sigma_o R_m^2 t (1+t) (2n+1) (n+3) [H]_n, \quad (6a)$$

$$\frac{1}{\mathfrak{R}^{n+2}} [\sigma_o R^{n+3} - \sigma_u R_u^{n+3} + (\sigma_u - \sigma_o) r^{n+3}]_n = \sigma_o R_m t (1+t) (2n+1) (n+3) [H]_n, \quad (7a)$$

nur sind die Vernachlässigungen erheblich größer.

Die Formeln (6), (7), (6a), (7a) führen zur Anomalie des Potentials, zur Geoidundulation und zum Schwerewert auf oder außerhalb der Erdkruste. Um einen Ausdruck für die auf übliche Weise reduzierte Schwere und Schwereanomalie zu erhalten, müssen entsprechende Formeln unter Anwendung der üblichen Bedingungen (5) bzw. (5a) hergeleitet werden.

Mit (5),

$$[s]_n = - \frac{[H]_n + [Hs]_n}{\tau},$$

erhält man

$$\left. \begin{aligned} &\frac{1}{\mathfrak{R}^{n+2}} [\sigma R^{n+3} - \sigma_m R_m^{n+3} + (\sigma_m - \sigma) r^{n+3}]_n \\ &= \sigma_m R_m \tau \frac{(n+3)(n+2)}{2} \left(1 - \frac{n+1}{3}\tau\right) [H]_n \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (7')$$

für Isostasie nach Pratt, und entsprechend mit (5a):

$$\left. \begin{aligned} &\frac{1}{\mathfrak{R}^{n+2}} [\sigma_o R^{n+3} - \sigma_u R_u^{n+3} + (\sigma_u - \sigma_o) r^{n+3}]_n \\ &= \sigma_o R_m t (n+3)(n+2) \left(1 - \frac{n+1}{2}t\right) [H]_n \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (7'a)$$

für Isostasie nach Airy.

Ein Vergleich der Formeln (6), (7), (7') mit (6a), (7a), (7'a) zeigt, daß die einander entsprechenden Ausdrücke für beide Arten der Isostasie in ihren Hauptgliedern fast übereinstimmen und zahlenmäßig dasselbe geben, wenn man für  $t$  den halben Betrag von  $\tau$ , d. h. der mittleren Erdkrustendicke bei Isostasie nach Airy den halben Betrag der Ausgleichstiefe bei Isostasie nach Pratt zuschreibt, wie es wohl ungefähr üblich ist. Nur sind nach einer Abschätzung der Vernachlässigungen für den Fall der Isostasie nach Airy die Formeln (6a), (7a) und (7'a) wesentlich ungenauer als (6), (7) und (7'). Man kann im folgenden den Unterschied zwischen beiden Arten der Isostasie unberücksichtigt lassen, muß sich nur vergegenwärtigen, daß die Ergebnisse der geringeren Vernachlässigungen wegen eher für die Isostasie nach Pratt gelten als für die Isostasie nach Airy.

Man erhält also angenähert für beide Arten der Isostasie die Anomalie des Potentials aus Formel (2) und (6):

$$\delta V^* = 2 \pi \kappa \sigma_m T \left( 1 - \frac{2}{3} \frac{T}{R_m} \right) \sum_{n=0}^{\infty} [R]_n \dots \dots \dots (8)$$

und hieraus die Geoidundulation:

$$u = \frac{2 \pi \kappa \sigma_m T}{g} \left( 1 - \frac{2}{3} \frac{T}{R_m} \right) \sum_{n=0}^{\infty} [R]_n^* \dots \dots \dots (9)$$

die also beide in erster Annäherung den Hebungen und Senkungen des Reliefs der Erdoberfläche proportional sind, und die Wirkung der Massenverteilung auf die Schwereintensität aus Formel (3) und (7):

$$\delta g^* = 2 \pi \kappa \sigma_m \frac{T}{R_m} \left( 1 - \frac{2}{3} \frac{T}{R_m} \right) \sum_{n=0}^{\infty} (n+1) [R]_n \dots \dots (10)$$

Hierbei bedeutet der Index \*, daß beim Summieren die Glieder mit  $P_{00}$  und  $P_{20}$  auszulassen sind;  $T$  ist die Ausgleichstiefe nach Pratt,  $[R]_n$  das  $n$ -te Glied der Kugelfunktionenentwicklung von  $R$ .

Die übliche isostatische Massenreduktion erhält man mit (3) und (7'):

$$\text{red}^* = - 2 \pi \kappa \sigma_m \frac{T}{R_m} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(n+2)(n+1)}{2n+1} \left( 1 - \frac{n+1}{3} \frac{T}{R_m} \right) \left( l_n - \frac{1}{\sigma} m_n \right)^{**} (11)$$

Hierbei sind  $l_n$  und  $m_n$  die von Prey gegebenen Glieder  $n$ -ter Ordnung der Kugelfunktionenentwicklung von Lithosphäre und Hydrosphäre\*\*\*). Es ist

$$\sum \left( l_n - \frac{1}{\sigma} m_n \right)$$

\*) Unter Annahme der Isostasie nach Airy findet Jeffreys eine fast gleiche Formel für die Geoidundulation. H. Jeffreys: The Earth, S. 221, Formel (8).

\*\*) Wie Prey gezeigt hat, erhält man diese Formel — ohne das kleine Glied mit  $T/R_m$  — auch dann, wenn man die Vereinfachungen 1. und 2., S. 42, nicht einführt, also auch unter Berücksichtigung der Abplattung. A. Prey: Neue Formeln zur Isostasie. Gerlands Beitr. z. Geophys. 18, 185—216 (1927).

\*\*\*) A. Prey: Darstellung der Höhen- und Tiefenverhältnisse der Erde durch eine Entwicklung nach Kugelfunktionen bis zur 16. Ordnung. Abhandl. d. Ges. d. Wiss. Göttingen, Math.-Phys. Klasse, Neue Folge XI, S. 1 (1922).

nicht gleich  $R$ , obwohl beide Entwicklungen das Relief der Erdoberfläche nach Kondensation der Wassermassen auf Kontinentdicke geben.  $R$  ist gerechnet von der Kugel  $\varrho = R_m$ , dagegen  $l_n - \frac{1}{\sigma} m_n$  vom Geoid aus, und es sind beide Entwicklungen um die Geoidundulation verschieden:

$$\sum_{n=0}^{\infty} [R]_n - u = \sum_{n=0}^{\infty} \left( l_n - \frac{1}{\sigma} m_n \right)$$

In Zahlen ist:

$$\kappa = \frac{200}{3} \cdot 10^{-9} \text{ cgs-Einheiten,}$$

$$\sigma_m = 2.7,$$

$$T = 120 \text{ km,}$$

$$R_m = 6370 \text{ km,}$$

$$g = 981 \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-2},$$

und es genügt, in  $l_n - \frac{1}{\sigma} m_n$  für  $\sigma$  den Näherungswert 3 einzuführen. Damit wird

$$u = 0.0137 \sum_{n=0}^{\infty} [R]_n = 0.0136 \sum_{n=0}^{\infty} \left( l_n - \frac{1}{3} m_n \right) \dots \dots (9')$$

$$\delta g^* = 0.00210 \sum_{n=0}^{\infty} (n+1) [R]_n = 0.00213 \sum_{n=0}^{\infty} (n+1) \left( l_n - \frac{1}{3} m_n \right) (10')$$

Milligal, wenn  $l_n$  und  $m_n$  in Metern.

$$\text{red}^* \approx -0.00213 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(n+2)(n+1)}{2n+1} \left( l_n - \frac{1}{3} m_n \right) \dots \dots (11')$$

Milligal, wenn  $l_n$  und  $m_n$  in Metern.

#### IV. Geoid und Schwere bei Isostasie

Die Geoidundulation  $u$  ist durch (9') zahlenmäßig gegeben und ist den Hebungen und Senkungen der Erdoberfläche in erster Annäherung proportional.

Die Schwere auf oder über der Erdoberfläche ist

$$g^{(\mathfrak{R})} = \gamma_{\text{is}}^{(\mathfrak{R})} - \frac{2g \cdot (\mathfrak{R} - R_0)}{R_m} + \delta g^{*(\mathfrak{R})},$$

wobei  $R_0$  das Sphäroid bezeichnet, das wegen der Vereinfachung 1., S. 42, als Kugel angenommen wird.  $\gamma_{\text{is}}^{(\mathfrak{R})}$  ist der Normalwert der isostatisch reduzierten Schwere, wie er durch die Schwereformeln von Bowie und Heiskanen gegeben ist.

Die reine Schwereanomalie ist

$$g^{(\mathfrak{R})} - \gamma_{\text{is}}^{(\mathfrak{R})} = - \frac{2g(\mathfrak{R} - R_0)}{R_m} + \delta g^{*(\mathfrak{R})},$$



die auf übliche Weise auf das Geoid reduzierte Freiluftanomalie ist

$$\Delta g^{(u)} = -\frac{2 g u}{R_m} + \delta g^{*(\mathfrak{R})} \dots \dots \dots (12)$$

die auf übliche Weise gefundene isostatische Anomalie ist

$$\Delta g_{is}^{(u)} = -\frac{2 g u}{R_m} + \delta g^{*(\mathfrak{R})} + \text{red}^* \dots \dots \dots (13)$$

Mit (9'), (10'), (11') und den Zahlen für  $g$  und  $R_m$  erhält man also die Freiluftanomalie bei Isostasie:

$$\Delta g = + 0.002 13 \sum_{n=0}^{\infty} (n-1) \left( l_n - \frac{1}{3} m_n \right) \dots \dots \dots (12')$$

Milligal, wenn  $l_n$  und  $m_n$  in Metern, und die isostatische Anomalie bei Isostasie:

$$\Delta g_{is} = - 0.002 13 \sum_{n=0}^{\infty} \left[ 2 - (n+1) \left( 1 - \frac{n+2}{2n+1} \right) \right] \left( l_n - \frac{1}{3} m_n \right) \dots \dots (13')$$

Milligal, wenn  $l_n$  und  $m_n$  in Metern.

Die Zahlenfaktoren

$$f = 0.002 13 \cdot (n-1)$$

und

$$f_{is} = - 0.002 13 \cdot \left[ 2 - (n+1) \left( 1 - \frac{n+2}{2n+1} \right) \right]$$

sind für die ersten Glieder der Kugelfunktionenentwicklungen in nachstehender Tabelle gegeben.

$n$	$f$	$f_{is}$
1	0	- 0.00426
2	+ 0.00213	- 0.00298
3	+ 0.00426	- 0.00183
4	+ 0.00639	- 0.00071
5	+ 0.00852	+ 0.00039
6	+ 0.01065	+ 0.00148
7	+ 0.01278	+ 0.00255
8	+ 0.01491	+ 0.00363
9	+ 0.01704	+ 0.00470
10	+ 0.01917	+ 0.00578
16	+ 0.03195	+ 0.01220

Demnach sind bei den Freiluftanomalien über den Kontinenten im wesentlichen positive, über den Ozeanen negative Werte zu erwarten. Das Glied erster Ordnung gibt keinen Beitrag zu der Anomalie, und es wird daher der Unterschied zwischen der Land- und Wasserhalbkugel, d. h. der Unterschied zwischen den Kontinenten und dem Stillen Ozean, verhältnismäßig wenig ausgeprägt sein. Die höheren Glieder haben mit der Ordnungszahl wachsenden Einfluß.

Bei der isostatischen Anomalie geben die ersten Glieder negative Werte über Hebungen und positive Werte über Senkungen des Reliefs der Erdoberfläche, bei höheren Gliedern ist es umgekehrt. Das Glied erster Ordnung hat einen ziemlich großen Einfluß, der Unterschied zwischen Land- und Wasserhalbkugel wird stark ausgeprägt erscheinen. Auch hier wächst der Einfluß der höheren Glieder mit der Ordnungszahl und hat schließlich etwa den halben Betrag wie bei der Freiluftanomalie.

### V. Die zahlenmäßigen Ergebnisse

Das Relief der Lithosphäre, die Freiluftanomalie [Formel (12')] und die isostatische Anomalie [Formel (13')] für den Fall vollkommener Isostasie wurden aus den von Prey gegebenen Koeffizienten der Kugelfunktionenentwicklungen

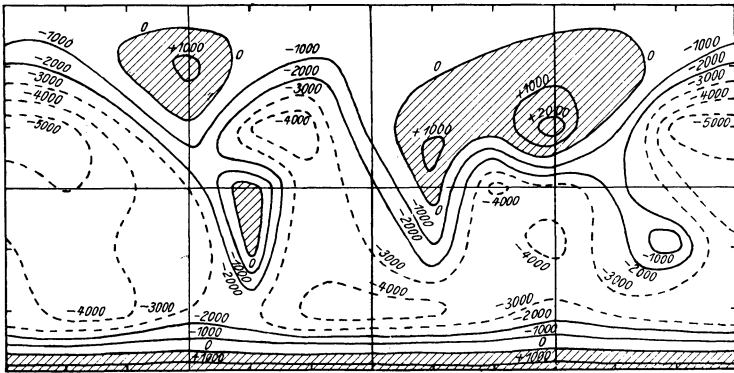


Fig. 2. Relief der Lithosphäre

In Metern. Entwicklung bis zur 7. Kugelfunktion. Gibt auch die Geoidundulationen, wenn die Glieder mit  $P_{00}$  und  $P_{20}$  abgezogen sind. 1000 m im Relief der Lithosphäre entsprechen für Kontinente 13.6 m der Geoidundulationen, für Ozeane 9.0 m

von Lithosphäre und Hydrosphäre bis zur siebenten Kugelfunktion berechnet und in den Fig. 2, 3, 4 dargestellt\*). Wegen (9') gibt Fig. 2 zugleich die Geoidundulation, wenn man die Glieder mit den Kugelfunktionen  $P_{00}$  und  $P_{20}$ , d. h. das konstante Glied und den die Abplattung beeinflussenden Teil der Geoidundulation abgezogen denkt. Auf 1000 m im Relief der Lithosphäre kommen für Kontinente 13.6 m, für Ozeane  $\frac{2}{3} \cdot 13.6 = 9.0$  m. Die Geoidundulation bei Isostasie wird also nur an wenigen Stellen der Erde  $\pm 100$  m erreichen oder überschreiten.

Die Darstellung der Freiluftanomalie bestätigt im wesentlichen die am Ende des vorigen Abschnittes ausgesprochenen Erwartungen. Die Freiluftanomalie

\*) Eine Darstellung des Reliefs der Lithosphäre bis zur Kugelfunktion 16. Ordnung hat Prey gegeben (Darstellung der Höhen- und Tiefenverhältnisse der Erde, Tafel VIII, Karte II). Eine vom Verfasser berechnete Darstellung bis zur fünften Ordnung steht in dieser Zeitschr. 7, 87 (1931). Beide Darstellungen geben wie Fig. 2 ein entsprechendes Bild der Geoidundulation.

ist bei vollkommener Isostasie auf den Kontinenten im wesentlichen positiv, auf den großen Ozeanen negativ, dabei hebt sich der Stille Ozean weniger heraus als in Fig. 2. Zu bemerken ist die ausgeprägte Steilrandstörung, die sich als benachbarte positive und negative Extreme an Kontinenträndern kundgibt (Afrika—

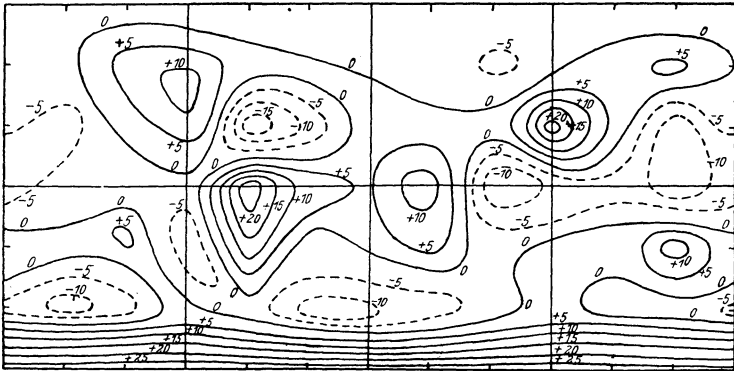


Fig. 3. Freiluftanomalie bei Isostasie  
In Milligal. Entwicklung bis zur 7. Kugelfunktion

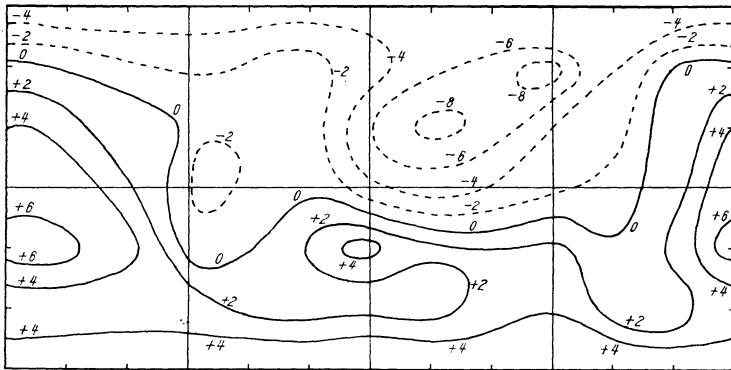


Fig. 4. Isostatische Anomalie bei Isostasie, auf übliche Weise berechnet  
In Milligal. Entwicklung bis zur 7. Kugelfunktion

Indischer Ozean—Himalaya, Stiller Ozean—Australien, Nordamerika—Atlantischer Ozean—Südamerika—Stiller Ozean, Stiller Ozean—Antarktis, Atlantischer Ozean—Antarktis).

Auch die in üblicher Weise bestimmte isostatische Anomalie bei isostatisch aufgebauter Erdkruste bestätigt die im vorigen Abschnitt ausgesprochenen Erwartungen. Es überwiegt bei weitem das Glied erster Ordnung und hebt den Unterschied zwischen Land- und Wasserhalbkugel hervor. Wie zu erwarten, ist die Landhalbkugel, den ersten Gliedern entsprechend, mit negativen, die

Wasserhalbkugel mit positiven Werten bedeckt. In gleichem Sinne sind Südamerika, der Atlantische Ozean, Australien und der nördliche Stille Ozean durch Ausbuchtungen der Linien gleicher isostatischer Anomalie angedeutet. Dagegen verhindert der umgekehrte Einfluß der höheren Glieder das Auftreten eines besonderen Extremums über dem Himalaya; es ist anzunehmen, daß sich hier bei Hinzunahme noch höherer Glieder ein positives Extremum zeigen wird, wie es der Antarktische Kontinent andeutet.

Der Betrag dieser von der unvollständigen Niveaureduktion und der nicht ganz strengen Massenreduktion herkommenden restlichen Anomalien ist nicht groß, werden doch in Fig. 4 nirgend 10 Milligal erreicht. Wenn auch strenggenommen eine isostatische Anomalie Null nicht unbedingt auf vollkommene Isostasie schließen läßt, so wird man doch nach wie vor kleine isostatische Anomalien als Ausdruck ungefähr isostatischen Aufbaues der Erdkruste ansehen dürfen, auch wird man ohne Bedenken die bisherige Art der Reduktion beibehalten können. Eine Berücksichtigung nur eines der vernachlässigten Umstände, z. B. eine ergänzende Reduktion wegen der Geoidundulation allein, dürfte unzumutbar sein, da die restlichen Anomalien der Fig. 4 in dem größten Teil der Erde wesentlich kleiner sind, als sich eine die Geoidundulation berücksichtigende ergänzende Freiluftreduktion ergeben würde. Der Einfluß der Geoidundulationen und der Effekt der nur angenäherten Massenreduktion heben sich also von selbst zum guten Teil auf.

Auf den Ozeanen sind nach Fig. 4 die restlichen isostatischen Anomalien um einige Milligal größer als auf den Kontinenten. Dies genügt aber nicht, um die von Vening Meinesz gemessenen positiven isostatischen Anomalien (20 bis 30 Milligal im Mittel) zu erklären, auch hat Vening Meinesz nicht die negativen Freiluftanomalien der Fig. 3 gefunden. Es ist möglich, daß eine weitere Vermessung der Ozeane für andere Ozeangebiete anderes ergibt, vielleicht auch dazu zwingt, eine neue Formel für die Normalschwere aufzustellen. Vorläufig wird man noch annehmen müssen, daß die Ozeane wie die Kontinente dem isostatischen Zustand nahe sind, daß aber der Aufbau der Erdkruste nicht nur in Einzelheiten, sondern auch in den Großformen ein wenig davon abweicht. Zur Erweiterung der bisherigen Ergebnisse ist eine weitere gravimetrische Vermessung nicht nur der geologisch vielgestaltigen, sondern auch der sogenannten ungestörten Teile der Erde erwünscht.

Potsdam, Geodätisches Institut, November 1931.

---

## Zur Berechnung von Strahlungsströmen und Temperaturänderungen in Atmosphären von beliebigem Aufbau

Von R. Mügge und F. Möller, Frankfurt a. M. — (Mit 8 Abbildungen)

Es wird ein graphisches Verfahren entwickelt, die Strahlungsströme und damit die Temperaturänderungen in Atmosphären von beliebigem Aufbau zu berechnen unter Berücksichtigung der Absorptionsgesetze diffuser Strahlung bei Absorptionskoeffizienten, die mit der Wellenlänge variieren. Auch die Absorption der direkten Sonnenstrahlung wird berücksichtigt.

Den Arbeiten von G. C. Simpson<sup>1)</sup> und R. Mügge<sup>2)</sup> über die Strahlungsverhältnisse der Atmosphäre lagen verhältnismäßig stark vereinfachte Annahmen über das Absorptionsspektrum des Wasserdampfes zugrunde. In jüngster Zeit verbesserten gleichzeitig F. Albrecht<sup>3)</sup> und O. F. T. Roberts<sup>4)</sup> die Theorie der Wärmestrahlung des Wasserdampfes in der Atmosphäre, indem sie einesteils die selektive Absorption des Wasserdampfes, wie sie durch die Messungen von Hettner u. a. gefunden ist, berücksichtigen, anderenteils auch die geometrischen Strahlungsgesetze, wie sie E. Gold<sup>5)</sup> und R. Emden<sup>6)</sup> entwickelt haben, anwandten. Dem großen Fortschritt der verbesserten Theorie steht aber damit der Nachteil gegenüber, daß die Rechnung außerordentlich langwierig wird; sowohl Albrecht wie Roberts geben eine mittlere Feuchtigkeits- und Temperaturverteilung in der Vertikalen vor, und berechnen die Strahlungsströme in jeder Höhe der Atmosphäre. Zu diesem Zweck ist die Rechnung gesondert durchzuführen für jede Wellenlänge, denn in jeder Wellenlänge  $\lambda$  ist der Absorptionskoeffizient ein anderer, und bei jedem  $\lambda$  ist die Abhängigkeit der Strahlungsenergie von der Temperatur durch ein anderes Gesetz gegeben (Plancksche Formel); dann wird die Integration über alle Wellenlängen vorgenommen.

Es ist nun anzunehmen, daß verschiedene Verteilungen des die Strahlung absorbierenden und aussendenden Wasserdampfes in der Atmosphäre und verschiedene Temperaturen der Strahlungsquellen (Wasserdampf und Erdoberfläche) ganz verschiedene Strahlungsverhältnisse hervorrufen. Eine tropische Atmosphäre und eine polare, ebenso die Luftmassen eines Hochdruckgebietes und eines Tiefs werden große Differenzen gegeneinander aufweisen. Und gerade die Veränderungen der Strahlungsverhältnisse, die mit verändertem Aufbau der Atmosphäre einhergehen, beanspruchen im Hinblick auf die Erklärung der verschiedenen Temperatur- und Höhenlage der Stratosphäre besonderes Interesse<sup>2)</sup>. Es ist ersichtlich, daß die Rechnungen dann endlos würden, denn es gehen gewissermaßen vier unabhängige Veränderliche in die Berechnung der Strahlung ein: die Wellenlänge, die Höhenlage in der Atmosphäre, in der man sich befindet, die Temperatur und der Wasserdampfgehalt. Um die Möglichkeit zu gewinnen, viele verschieden gebaute Atmosphären ohne Beeinträchtigung der Schärfe der Theorie zu unter-

suchen, wird in dieser Arbeit die Integration über alle Wellenlängen vorweggenommen und ein graphisches Verfahren entwickelt, das gestattet, für jede Höhenlage die von unten und von oben kommende Strahlung des Wasserdampfes und die Strahlung der Erdoberfläche zu bestimmen. Auch die Wirkungsweise der direkten Sonnenstrahlung wird später berücksichtigt werden.

Es ist die Annahme zugrunde gelegt, daß der Absorptionskoeffizient  $k_\lambda$  des Wasserdampfes eindeutig bestimmt ist durch die relative Schwächung, die ein Lichtstrahl der Wellenlänge  $\lambda$  erfährt, wenn er die Wasserdampfmenge  $dw$  (in Zentimeter Niederschlagswasser gemessen) durchsetzt, gleichgültig, unter welchem

Druck oder welcher Temperatur der Wasserdampf steht. Verwendet sind die Zahlen für  $k_\lambda$ , die F. Albrecht<sup>3)</sup> angegeben und verwandt hat.

Befindet sich zwischen einer schwarzstrahlenden Fläche  $AA$  (Fig. 1) und einem die Strahlung auffangenden Flächeneinheitstück  $B$  die Wasserdampfmenge  $w$  und betrachtet

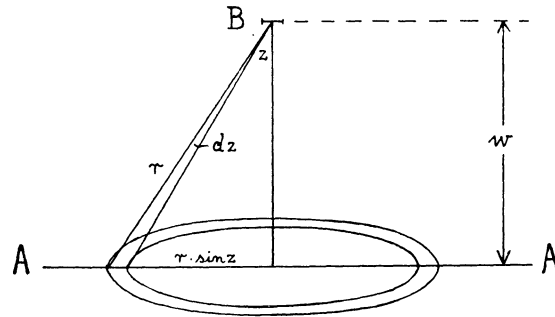


Fig. 1

man die monochromatische Strahlung, die in  $B$  unter dem Einfallswinkel  $z$  ankommt, so ist deren senkrecht auftreffende Komponente gegeben durch:

$$2\pi \cdot \frac{r \sin z \cdot r dz}{\cos z} \cdot \cos^2 z \cdot \frac{1}{r^2} \cdot e^{-\frac{k_\lambda \cdot w}{\cos z}} \cdot i_{\lambda T} \cdot d\lambda = 2\pi \cdot i_{\lambda T} d\lambda \cdot \sin z \cdot \cos z \cdot e^{-\frac{k_\lambda \cdot w}{\cos z}} \cdot dz.$$

Dabei ist  $i_{\lambda T}$  die monochromatische Strahlung, die die Einheit der schwarzen Fläche in den Raumwinkel 1 sendet:

$$i_{\lambda T} d\lambda = 2c_1 \lambda^{-5} \left( \frac{c_2}{\lambda^4 T} - 1 \right)^{-1} d\lambda; \quad c_1 = 8.420 \text{ g cal} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{min}^{-1}; \\ c_2 = 1.43 \text{ cm} \cdot \text{grad}.$$

Integration über  $z$  ergibt die Strahlung der unendlich ausgedehnten Fläche  $AA$ :

$$S_{\lambda T}^S(w) d\lambda = 2\pi i_{\lambda T} d\lambda \int_0^{\pi/2} \sin z \cos z e^{-\frac{k_\lambda w}{\cos z}} dz.$$

Mit  $1/\cos z = \xi$  wird dieses

$$2\pi i_{\lambda T} d\lambda \int_1^\infty e^{-k_\lambda w \xi} \cdot \xi^{-3} d\xi = 2\pi i_{\lambda T} d\lambda \left. \begin{aligned} &\frac{1}{2} (e^{-k_\lambda w} (1 - k_\lambda w) - k_\lambda^2 w^2 E_i(-k_\lambda w)) \\ &= 2\pi i_{\lambda T} d\lambda H_3(k_\lambda w) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

in der bequemen Schreibweise von Gold. Da  $r$  und damit alle Entfernungen herausfallen, ist es möglich, als Entfernungsmaßstab künftig die durchstrahlte Wasser-

dampfmenge  $w$  (cm Niederschlagsmesser) zu verwenden; diese soll grundsätzlich von der Fläche  $B$  ausgehend gerechnet werden, je nachdem nach oben oder unten. Die Strahlung einer unendlich ausgedehnten Fläche durch eine absorbierende Gasschicht ändert sich dann nicht nach einer  $e$ -Funktion, sondern nach der Funktion  $H_3$ , doch läßt sich diese nach obiger Entwicklung leicht tabulieren und zur weiteren Rechnung verwenden. Ihren Verlauf zeigt Fig. 2 und ebenso den ihres

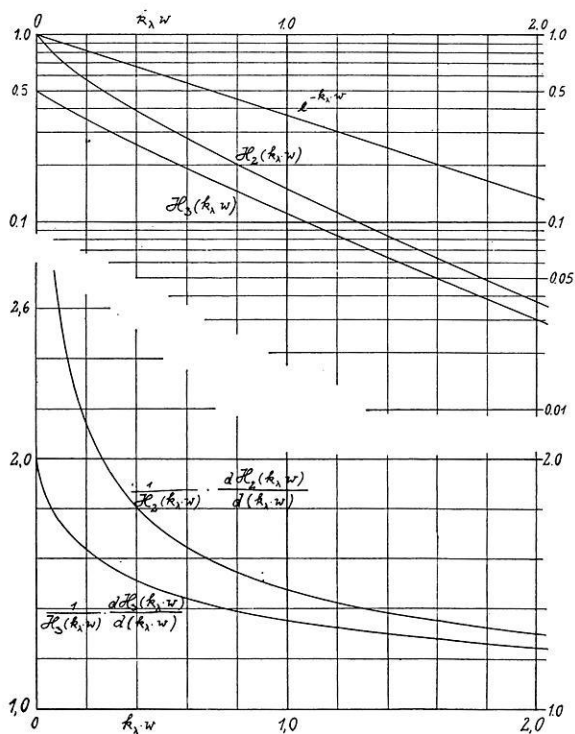


Fig. 2

logarithmischen Differentialquotienten, der besonders deutlich den Unterschied gegen eine  $e$ -Funktion zeigt.

Die gesamte Strahlung aller Wellenlängen, die von der schwarzen Fläche ausgeht, ist dann gegeben durch

$$SS_T(w) = 2\pi \int_0^{\infty} i_{\lambda T} H_3(k_{\lambda} w) d\lambda \dots \dots \dots (2)$$

Diese Integration ist graphisch durchgeführt für die Temperaturen von + 40 bis - 60° C und für Wasserdampfmen gen bis zu 5 cm Niederschlagswasser. Fig. 3 zeigt den Verlauf der Integration und gibt deutlich das allmähliche Absinken der

Intensität zunächst in den Wellenlängen der starken Absorption und, nachdem deren Energie schon vollständig verschwunden ist, langsam übergreifend auf die Gebiete mit kleineren  $k_\lambda$ . Fig. 4 links stellt  $S_{313}^S$  als Funktion von  $w$  dar, wobei besonders die außerordentlich rasche Abnahme der Intensität bei sehr kleinen Wasserdampfmenngen und die langsame bei großen auffällt. Dieses beruht auch auf der Wirkungsweise der verschiedenen großen Absorptionskoeffizienten, die zwischen 0.2 und 250 schwanken, und ihrer Größe entsprechend nacheinander zur Wirkung kommen. Es ist aber auch ersichtlich, daß eine Annäherung dieser Kurve durch eine  $e$ -Funktion (graue Absorption) nicht möglich ist.

Die Strahlung des Wasserdampfes selbst läßt sich auf folgende Weise berechnen: Stellt in Fig. 1  $AA$  nicht eine schwarzstrahlende Fläche, sondern eine unendlich dünne Wasserdampfschicht  $dw$  von der Temperatur  $T$  dar, so ist zunächst die Strahlung, die diese Schicht durch die darüber lagernde absorbierende Schicht  $w$

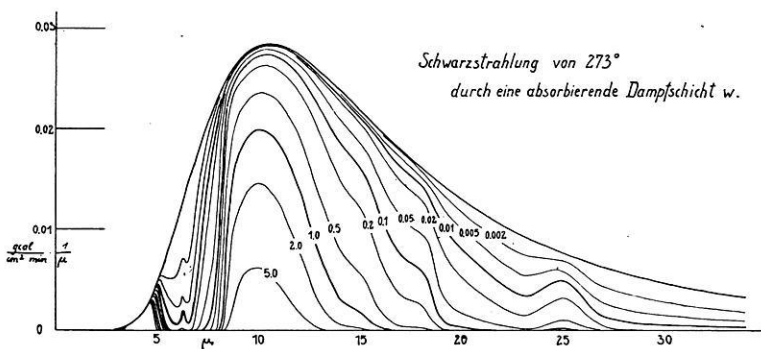


Fig. 3

hindurchsendet, zu bestimmen. Dabei sei die Schicht  $w$  nur als absorbierend, nicht als selbststrahlend gedacht. Die Strahlung der Elementarschicht  $dw$  bestimmt sich nach dem Kirchhoffschen Gesetz aus ihrer Absorption. Ein senkrecht auffallender Strahl wird geschwächt um den Anteil  $k_\lambda dw$ , ein schräg unter dem Winkel  $z$  einfallender Strahl aber um das  $k_\lambda \frac{dw}{\cos z}$ -fache seines Wertes, da die durchlaufene Schichtdicke größer ist als bei senkrechtem Einfall. Die Emission unter dem Winkel  $z$  ist also gegeben durch  $i_{\lambda T} d\lambda k \frac{dw}{\cos z}$ , was an Stelle von  $i_{\lambda T} d\lambda$  in Gleichung (1) eintritt. Dieselbe Rechnung wie oben führt dann auf:

$$\left. \begin{aligned} S_{\lambda T}^{dw}(w) d\lambda &= 2\pi i_{\lambda T} d\lambda k_\lambda dw \int_1^\infty e^{-k_\lambda w \xi} \xi^{-2} d\xi \\ &= 2\pi i_{\lambda T} d\lambda k_\lambda dw (e^{-k_\lambda w} + k_\lambda w Ei(-k_\lambda w)) = 2\pi i_{\lambda T} d\lambda k_\lambda dw H_2(k_\lambda w) \end{aligned} \right\} (3)$$

$S^{dw}$  ist strenggenommen ein Differential, doch ist hier der größeren Deutlichkeit wegen diese Schreibweise gewählt.  $H_2$  ist noch weniger als  $H_3$  durch eine einfache



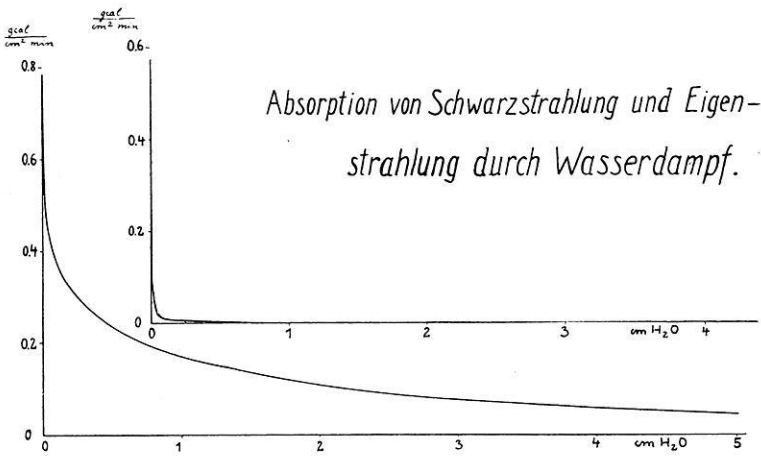


Fig. 4

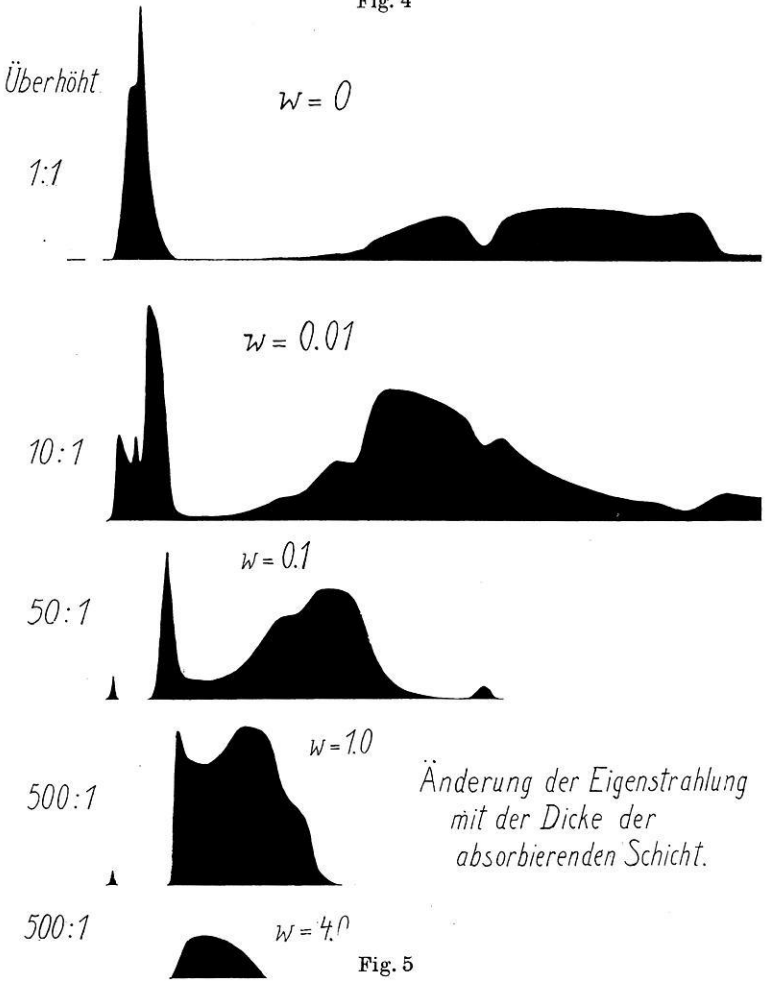


Fig. 5

$e$ -Funktion annäherbar (Fig. 2). Jedoch läßt es sich ebenso tabulieren und die Integration über  $\lambda$  ausführen.

$$S_T^{dw}(w) = 2 \pi d w \int_0^\infty i_{\lambda T} k_\lambda H_2(k_\lambda w) d\lambda \dots \dots \dots (4)$$

Dieses Integral wurde graphisch für alle in der Atmosphäre vorkommenden Temperaturen der strahlenden Dampfschicht (+ 40 bis — 80° C) und für alle vorkommenden Werte der absorbierenden Wasserdampfmenge bestimmt. Fig. 5 zeigt den Verlauf der Rechnung für  $T = 273^\circ$ ; das oberste Bild gibt die noch nicht absorbierte Eigenstrahlung, die anderen Bilder dieselbe jeweils nach Durchgang durch eine größere Wasserdampfschicht, wobei deutlich bei großen Absorptionen

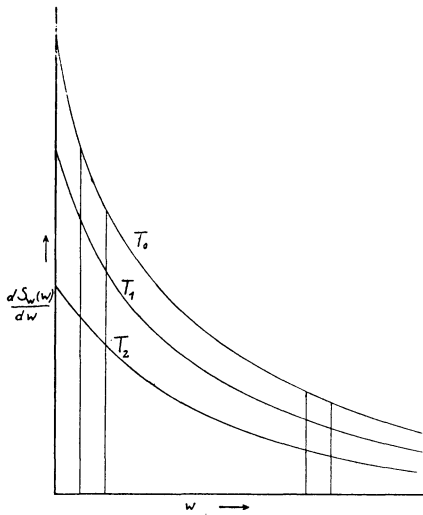


Fig. 6 a

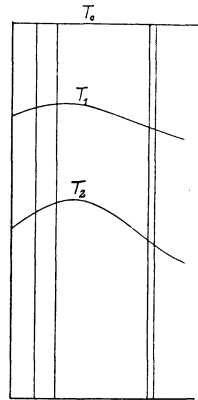


Fig. 6 b

die Verlagerung des Schwerpunktes der Fläche in die Wellenlängen, die zwar weniger strahlen, aber auch noch nicht allzu stark geschwächt sind, erkennbar ist. Zwar ist die Eigenstrahlung, die durch 1 cm H<sub>2</sub>O hindurchgegangen ist, schon außerordentlich klein, und läßt sich in Fig. 4 rechts nur höchst unvollkommen darstellen, jedoch ist ihr Betrag nicht vernachlässigbar gegenüber den großen Energiebeträgen, die nahegelegene Schichten der Atmosphäre liefern; bei diesen sind nämlich auch die strahlenden Massen um einige Zehnerpotenzen kleiner.

Fig. 6a stellt etwas schematisiert nochmals dar, welche Strahlungsmengen die elementare Wasserdampfschicht  $dw$  von der Temperatur  $T$  durch die absorbierende Dampfschicht  $w$  hindurchsendet. Ausplanimetrieren der Kurve  $T_0$  zwischen den Abszissen  $O$  und  $w$  würde den gesamten Energiebetrag liefern, den eine Atmosphäre der endlichen Dicke  $w$  und der gleichförmigen Temperatur  $T_0$  an ihrer Begrenzung durch eine Flächeneinheit senkrecht hindurchtreten ließe.

Zeichnet man in das Netz der  $T$  und  $w$  von 6a eine Kurve, die jeweils die Temperatur an gibt, die in der „Entfernung“  $w$  (cm  $H_2O$ ) herrscht, so gibt deren Flächeninhalt die Strahlung einer Atmosphäre mit vorgegebener Temperaturverteilung an. Mit der Fig. 4, die den Verlauf der Eigenstrahlungskurve maßstäblich wiedergibt, läßt sich aber eine derartige Operation nicht durchführen. Es wird deshalb 6a bzw. 4 flächentreu in 6b transformiert, wie es die Figur angibt. Der lineare Maßstab für  $w$  ist dabei in einen sich stark verjüngenden zusammengeschieben, so daß bei Wahrung der Flächentreue die Kurve  $T_0$  gehoben wird, und zwar wird die  $w$ -Skale so gewählt, daß die Linie für  $T_0$  eine horizontale mit der Ordinate 1 wird. Die Hebung der anderen  $T$ -Linien erfolgt zwangsläufig, da das Abstandsverhältnis von  $T$  zu  $T_0$  und zur Abszissenachse erhalten bleibt. Rechnerisch wird die  $w$ -Skale wie folgt erhalten: Eine isotherme Atmosphäre der Dicke  $W$  und der Temperatur  $T_0$  strahlt

$$S_{T_0}^W = \int_0^W S_{T_0}^{dw}(w) = 2\pi \int_0^\infty i_{\lambda T_0} d\lambda \int_0^W H_2(k_\lambda w) k_\lambda dw \dots \dots \dots (5)$$

und da die Ordinate = 1 sein soll, gibt diese Größe die Skale für  $w$  auf der Abszissenachse an.

Aus der Definition für  $H_2$  und  $H_3$  folgt nun

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{d(kw)} H_3(kw) &= \frac{d}{d(kw)} \int_1^\infty e^{-kw\xi} \cdot \xi^{-3} d\xi \\ &= -kdw \int_1^\infty e^{-kw\xi} \xi^{-2} d\xi = -kdw H_2(kw) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (6)$$

und entsprechend

$$\int_0^W H_2(kw) kd w = H_3(0) - H_3(kW) \dots \dots \dots (7)$$

Damit wird aus (5)

$$S_{T_0}^W = 2\pi \int_0^\infty i_{\lambda T_0} H_3(0) d\lambda - 2\pi \int_0^\infty i_{\lambda T_0} H_3(k_\lambda W) d\lambda \dots \dots \dots (8)$$

Das erste Glied rechts (absorbierende Dampfmenge = 0) ist aber die volle Schwarzstrahlung  $\sigma T_0^4$ , das zweite ist der Betrag, den die schwarze Fläche noch durch die Schicht  $W$  hindurchsendet; vgl. Gleichung (2). Für  $W = \infty$  verschwindet dieser und es ergibt sich somit, daß der Unendlichpunkt der  $w$ -Skale in Fig. 6b bei  $\sigma T_0^4$  zu liegen kommt<sup>4)</sup>. Die Strahlung, die eine schwarze Fläche der Temperatur  $T$  durch die Dampfschicht  $w$  noch hindurchsendet, ist also gegeben durch das Flächenstück, das von den Abszissen  $w$  und  $\infty$ , der Abszissenachse und der Kurve  $T$  umschlossen wird. Dieses muß identisch sein mit dem Wert, der sich aus (2) berechnen läßt.

Das endgültige Aussehen des Auswertungspapieres zeigt Fig. 7. Die  $w$ -Skale läßt deutlich vier Zehnerpotenzen zur Geltung kommen. Bei grauer Strahlung

würde schon nach zwei Zehnerpotenzen der Unendlichkeit erreicht sein, so daß sich auch hierin wieder die Staffelung der Absorption ausprägt. Die Krümmung der Kurven für die einzelnen Temperaturen läßt eine Deutung etwa folgendermaßen zu: Nach Durchstrahlung der Wasserdampfmenge 0,01 cm liegt das Maximum der noch ankommenden Energie bei einer Wellenlänge von 20 bis 25  $\mu$ ; Wellenlängen mit größerer Absorption sind schon wegabsorbiert, kleinere  $k_2$  weisen

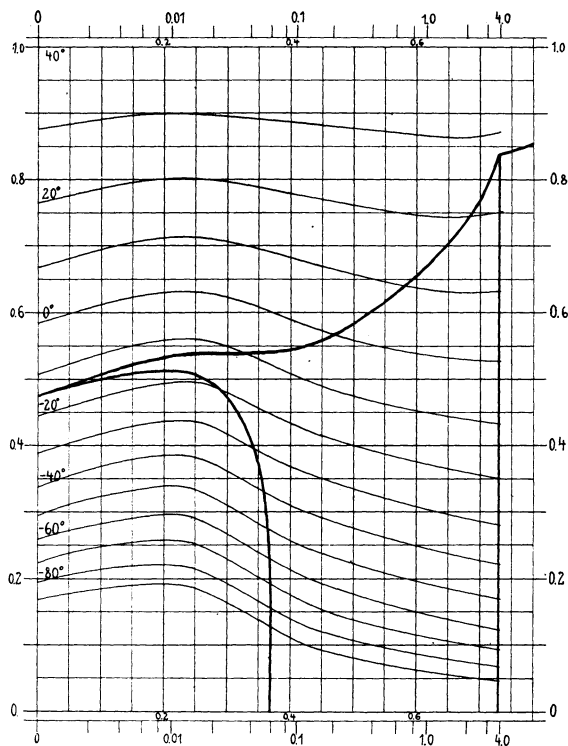


Fig. 7.  
Vordruck zur Bestimmung der Temperaturstrahlung  
von Wasserdampf und Erdoberfläche

noch verhältnismäßig kleine Energiebeträge auf (Fig. 5). Bei kleineren  $w$  macht sich auch die Bande von 6 bis 7  $\mu$  sehr bemerkbar, während bei größeren  $w$  der Schwerpunkt der Energie allmählich von 20 nach 10  $\mu$  wandert. Diejenige Wellenlänge, die nach Durchstrahlung der Dampfschicht  $w$  den Hauptanteil der Energie liefert, prägt aber auch die ihr eigentümliche Temperaturabhängigkeit der ganzen Energie auf und es ist daher der Gang der Energie bei  $w = 0.01$  entsprechend derjenigen bei großen Wellenlängen, d. h. nur langsame Abnahme mit abnehmendem  $T$ . Vorher ist auch der Bereich 6 bis 7  $\mu$  mehr wirksam, zum Schluß aber

stellt die Höhe der  $T$ -Linien die Temperaturabhängigkeit der Planckschen Formel bei  $10 \mu$  dar.

In Fig. 7 ist eine Kurve eingezeichnet, die die Strahlung der Atmosphäre auf ein horizontales Flächenstück angibt, das sich in der Höhe befindet, wo die Temperatur  $-15^{\circ} \text{C}$  herrscht. Der obere Teil der Kurve gibt die Strahlung, die von unten — dem wärmeren Teil der Atmosphäre — kommt, und anschließend gleich die Strahlung, die der Erdboden sendet, der dieselbe Temperatur hat wie die unmittelbar angrenzende Luftschicht. Der untere Teil der Kurve gibt die von oben kommende Strahlung. Das Flächenstück zwischen den beiden Kurvenästen bestimmt also vollständig den restierenden, vertikal von unten nach oben gehenden Strahlungsstrom, der von der Eigenstrahlung des Wasserdampfes und der Strahlung des Erdbodens herrührt.

Führt man die Bestimmung dieses totalen Strahlungsstromes  $S$  für verschiedene Höhenlagen  $h$  aus, so gibt seine Veränderung  $dS/\bar{a}h$  den Energiebetrag, der von der Schicht  $dh$  dazu geliefert wird, d. h. die Energie, die die Schicht  $dh$  ausstrahlt. Unter dieser Ausstrahlung erleidet sie die Temperaturänderung

$$\frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{1}{\rho c_p} \cdot \frac{dS}{dh} \dots \dots \dots (9)$$

die sich somit für alle Höhen der Atmosphäre berechnen läßt.

Zur vollständigen Bestimmung der Temperaturänderungen infolge von Strahlungsvorgängen ist noch die Wirkung der direkten Sonnenstrahlung zu bestimmen. Die Zerstreuung des Sonnenlichtes, die ohnehin im langwelligen Sonnenspektrum klein ist, kann vernachlässigt werden, denn eine Wärme erzeugende Wirkung kommt nur der Absorption zu. Für letztere hat F. E. Fowle<sup>7)</sup> Angaben gemacht, die sich auf die einzelnen Banden des Sonnenspektrums beziehen und Wasserdampfmengen von 0.5 bis 8 cm Niederschlagswasser umfassen. Unter Benutzung der extraterrestrischen Intensitäten<sup>8)</sup> und der Werte für die Ultraviolett- und Ultrarotkorrekturen<sup>9)</sup>, die Fowle und Abbot angegeben haben, bestimmen sich die von einer Wasserdampfschicht der Dicke  $w$  absorbierten Energien wie

Tabelle 1  
 Von  $w$  cm Niederschlagswasser absorbierte Sonnenstrahlung  
 (cal . cm<sup>-2</sup> min<sup>-1</sup>)

$w$	nach Fowle	berechnet	Fehler
0.5	0.1406	0.1394	- 0.0012
1.0	0.1707	0.1720	+ 0.0013
1.5	0.1933	0.1944	+ 0.0011
2.0	0.2118	0.2121	+ 0.0003
3.0	0.2408	0.2399	- 0.0009
4.0	0.2620	0.2617	- 0.0003
5.0	0.2811	0.2800	- 0.0011
6.0	0.2962	0.2959	- 0.0003
7.0	0.3100	0.3100	0
8.0	0.3220	0.3228	+ 0.0008

folgt (Tab. 1, Spalte 2). Verhältnismäßig leicht lassen sich diese Zahlenwerte in einen analytischen Ausdruck kleiden, mit dem man sowohl für kleine Wassermengen unter 0,5 cm (hohe Atmosphäre) wie für sehr große (bei tiefstehender Sonne) extrapolieren kann. Die Formel  $0.1720 \cdot w^{0.3028}$  ergibt die Werte in Spalte 3 und Fehler gegen die beobachteten Werte (Spalte 4), die 1% nie erreichen. Für sehr große  $w > 8$  cm sind die Werte sicher zu groß, doch fällt der Fehler nicht allzusehr ins Gewicht, da die großen  $w$  bei niedriger Sonne nur sehr kurze Zeit vorkommen.

Die Intensität, die bei einer Zenitdistanz  $z$  der Sonne auf die horizontale Flächeneinheit fällt, über der eine Dampfmenge  $w$  lagert, ist

$$J = \left( J_0 - 0.1720 \left( \frac{w}{\cos z} \right)^{0.3028} \right) \cos z.$$

Durch Differentiation nach  $w$  ergibt sich der in der Schicht  $dw$  absorbierte Energiebetrag zu

$$0.0521 \left( \frac{w}{\cos z} \right)^{-0.6972} dw.$$

Die Zenitdistanz  $z$  ist nun mit der Tageszeit veränderlich

$$\cos z = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos t = A + B \cos t,$$

wobei  $A$  und  $B$  als Konstante aufzufassen sind, die nur mit der geographischen Breite und der Jahreszeit variieren<sup>10)</sup>;  $t$  ist der Stundenwinkel der Sonne.

Die im Laufe von 24 Stunden absorbierte Sonnenenergie bestimmt sich dann zu

$$0.0521 w^{-0.6972} dw \cdot 2 \int_0^\tau (A + B \cos t)^{0.6972} dt \dots \dots \dots (10)$$

wobei  $\tau$  durch den Sonnenaufgang bestimmt ist:  $\cos \tau = -A/B$ . Das obige Integral läßt sich für verschiedene Breiten und Jahreszeiten leicht graphisch bestimmen und gibt dann sofort an, in welchem Verhältnis die erwärmenden Kräfte der Sonnenstrahlung unter den verschiedenen Bedingungen stehen

Tabelle 2

Verhältnis der im 24 Stundenmittel absorbierten Sonnenenergie zu der bei senkrechter Einstrahlung

$\delta$	$0^0$	$30^0$	$50^0$	$65^0$	$90^0$
+ $23\frac{1}{2}^0$	0.330	0.401	0.424	0.448	0.527
+ $16\frac{1}{3}^0$	0.340	0.380	0.372	0.359	0.412
$0^0$	0.349	0.316	0.257	0.192	0
- $16\frac{1}{3}^0$	0.340	0.244	0.146	0.054	0
- $23\frac{1}{2}^0$	0.330	0.208	0.097	0.006	0

(Tabelle 2). Bemerkenswert ist, daß am Pol zur Zeit der Sommersonnenwende die Erwärmung das 1.6fache derjenigen am Erdäquator ist.

Die aus der Absorption folgende Erwärmung wird durch Division von (10) durch  $\rho c_p$  erhalten.

Ein Beispiel für die Wirkung der Strahlungen gibt Fig. 8. Für die Temperaturverteilung in der Vertikalen ist dabei diejenige von Batavia gewählt; die Feuchtigkeit wurde durchweg zu 50% angenommen. Die Strahlung von Erde und Atmosphäre allein ergibt in allen Höhen Abkühlung; dies ist zu erwarten, solange der Ausstrahlung des Erdkörpers in den Weltraum keine von außen kommende

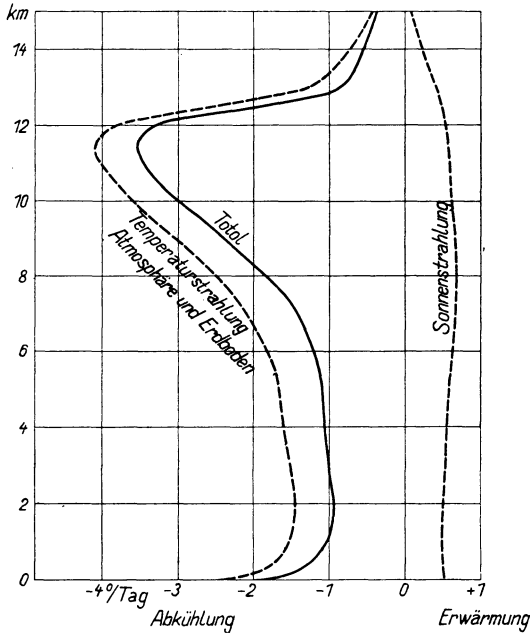


Fig. 8  
Temperaturänderung infolge Strahlung in einer Atmosphäre  
mit den Temperaturen von Batavia

Strahlung gegenübergestellt wird. Die Abkühlung zeigt dabei ein sehr scharf ausgesprochenes Maximum in der Höhe von 11.5 km, darüber nähert sich die Wirkung sehr schnell dem Wert Null. Dieses Ausstrahlungsmaximum ist schon von Albrecht gefunden, der es Emissionsschicht nennt; es ist jedoch zu beachten, daß die Ausstrahlung durchaus nicht nur auf diese Höhe beschränkt ist, sondern auch in geringerer Höhe recht beträchtliche Wirkungen zeigt. Die Erwärmung infolge der Sonnenstrahlung (berechnet für  $\varphi = 0^\circ$ ,  $\delta = 0^\circ$ ) ergibt eine ziemlich gleichmäßige Verteilung über alle Höhen und nur geringe Beträge im Vergleich mit der Temperaturstrahlung, und zwar so, daß im Endeffekt noch eine recht erhebliche Abkühlung in der ganzen Atmosphäre übrig bleibt.

Dieser Ausstrahlung gegenüber steht die Wirkung der Strahlung auf die Erdoberfläche: deren effektive Ausstrahlung beträgt 0.0720, die Einstrahlung von der Sonne  $0.5297 \text{ geal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$  im Mittel über den Tag. Von letzterem Wert sind noch die von Zerstreuung und Bewölkung abgeschirmten Energiebeträge in Abzug zu bringen, sowie die Strahlung des Himmels wieder hinzuzufügen, um Zahlen zu erhalten, die den wirklichen Verhältnissen im Mittel entsprechen. Berücksichtigt man dies und vergleicht dann die effektiv von der Erdoberfläche aufgenommene Wärmemenge mit der von der Atmosphäre abgegebenen, so ergibt sich auch dann noch ein Energieüberschuß, der am Ort nicht in den Weltraum zurückgestrahlt wird und auf irgendeine Weise abtransportiert werden muß, da eine Erwärmung im Mittel nicht stattfinden kann. Dagegen muß bei einem Vergleich mit den Energiebilanzen anderer Breiten die Erwärmung der ganzen Erde im Mittel gleich Null sein. Auf diese Fragen soll in einem Aufsatz in der Meteorologischen Zeitschrift näher eingegangen werden.

### Literatur

<sup>1)</sup> G. C. Simpson: Further studies in terrestrial radiation. Mem. of the Roy. Met. Soc. **3**, Nr. 21, (1928).

<sup>2)</sup> R. Mügge: Über die Stratosphärentemperatur und die Strahlungsbedingungen der oberen Atmosphäre. Zeitschr. f. Geophys. **5**, 194 (1929).

<sup>3)</sup> F. Albrecht: Der Wärmeumsatz durch die Wärmestrahlung des Wasserdampfes in der Atmosphäre. Ebenda **6**, 421 (1930).

<sup>4)</sup> O. F. T. Roberts: On radiative diffusion in the atmosphere. Proc. Roy. Soc. Edinburgh **50**, Part 3, Nr. 19 (1930).

<sup>5)</sup> E. Gold: The isothermal layer of the atmosphere and atmospheric radiation. Proc. Roy. Soc. London (A) **82**, 43 (1909).

<sup>6)</sup> R. Emden: Über Strahlungsgleichgewicht und atmosphärische Strahlung. Sitz.-Ber. Bayr. Akad. Wiss. 1913, S. 55.

<sup>7)</sup> F. E. Fowle: Transparency of aqueous vapor. Astrophysical Journal **42**, 409 (1915).

<sup>8)</sup> Abbot, Fowle and Aldrich: Distribution of energy in the spectra of the sun and stars. Smiths. Misc. Coll. **74**, Nr. 7 (1923).

<sup>9)</sup> C. G. Abbot: Smithsonian solar radiation researches. Gerlands Beitr. **16**, 344 (1927).

<sup>10)</sup> M. Milankovitsch: Mathematische Klimalehre, in Köppen-Geiger, Handb. d. Klimatologie I, A. Berlin 1930.

Frankfurt a. M., Universitätsinstitut f. Meteorol. u. Geophys., Okt. 1931.



## Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Institutes in Göttingen

Ausgeführt mit Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft

### I. Messungen auf dem Rhône-gletscher

Gemeinsam ausgeführt mit der Schweizerischen Gletscherkommission

Auf Anregung der Schweizerischen Gletscherkommission und mit Beihilfe derselben und der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft wurden im Juli und August 1931 Eisdickenmessungen auf dem Rhône-gletscher vorgenommen.

Es wurden dazu elastische Wellen durch künstliche Sprengungen hervorgerufen und diese elastischen Wellen durch Seismographen aufgezeichnet. Dies Verfahren hat Mintrop zuerst zur Bestimmung von Schichtdicken verwendet. Die ersten Veröffentlichungen über solche Messungen auf Gletschern wurden von Mothes\*) gegeben. Mothes benutzte zur Bestimmung der Schichtdicke Reflexionen der elastischen Wellen an der Grenze Eis—Fels. In einer späteren Arbeit\*\*) wurden dazu auch Wellen benutzt, die durch den Fels unter dem Gletscher gelaufen sind.

An den Arbeiten auf dem Rhône-gletscher nahmen teil: vom Geophysikalischen Institut in Göttingen, das auch die seismischen Instrumente stellte, F. Gerecke, H. K. Müller und W. Riehn, von der Schweizerischen Gletscherkommission Dr. W. Jost, Bern, M. Oechslin, Altdorf, W. Moor und W. Schneider, Bern.

Der Zweck der Arbeit war einmal die seismische Ausmessung des Gletscherbettes, sodann das Studium der Ausbreitung der seismischen Energie durch gleichzeitige Registrierung der elastischen Wellen mit drei Komponenten, nämlich mit zwei gleich gebauten Horizontalseismographen je einer Bewegungsfreiheit und einem Vertikalseismographen.

Nur über diese zweite Aufgabe soll hier eine vorläufige Mitteilung gegeben werden.

#### 1. Die Laufzeitkurve

Von F. Gerecke, Göttingen

Es wurde in fünf Längsprofilen und in einem Querprofil die Dicke des Eises gemessen. Dabei treten folgende Welleneinsätze charakteristisch hervor.  $a$  bzw.  $b$  bedeutet die Geschwindigkeit der longitudinalen ( $P$ ) bzw. transversalen ( $S$ ) Wellen. Der Index 1 bezieht sich auf Wellen, die in der oberen Schicht (Eis),

\*) Zeitschr. f. Geophys. 3, 121 (1927); 4, 160 (1928); 5, 120 (1929).

\*\*) Brockamp-Mothes, ebenda 6, 482 (1930); 7, 232 (1931).

der Index 2 auf solche, die in der unteren (Fels), der Index 1, 2, 1 auf Wellen, die zuerst im Medium 1, dann in 2 und dann wieder in 1 gelaufen sind.

1. Longitudinale Wellen  $P_1$ , die im Eis, oberflächennahe, gelaufen sind,  $a_1 = 3600$  m/sec.
2. Longitudinale Wellen  $P_{121}$ , die zum Teil durch Eis, zum Teil durch den Fels gelaufen sind,  $a_2 = 4500$  m/sec.
3. Longitudinale Wellen  $P_{11}$ , die einmal an der Grenzschicht Eis—Fels reflektierten Wellen.
4. Transversale Wellen  $S_1$ , die im Eis oberflächennahe gelaufen sind,  $b_1 = 1700$  m/sec (im Mittel).
5. Transversale Wellen  $S_{121}$ , die zum Teil durch Eis, zum Teil durch den Fels gelaufen sind,  $b_2 = 2200$  m/sec.
6. Transversale Wellen  $S_{11}$ , die einmal an der Grenzfläche Eis—Fels reflektiert sind.
7. Transversale Wellen, deren Laufzeitkurve parallel zu der von  $S_1$  verläuft. Die analogen longitudinalen Wellen waren weniger deutlich ausgeprägt.

Die folgende Tabelle gibt für ein bestimmtes Profil die Eisdicke nach verschiedenen Methoden berechnet. Die Werte der Zeile 1 sind aus den Reflexionen  $P_{11}$  und  $S_{11}$  berechnet. Die Werte der Zeile 2 und 3 folgen aus den Schnittpunkten der Laufzeitkurven von  $P_1$  und  $P_{121}$  bzw. von  $S_1$  und  $S_{121}$ . Hierbei sind zwei verschiedene Annahmen über den Strahlengang gemacht worden. Für die Werte in Zeile 2 ist angenommen, daß der Laufstrahl die Eisschicht schräg durchsetzt und den Fels unter dem Winkel der Totalreflexion  $i$  trifft; für die Werte der Zeile 3, daß der Laufstrahl das Eis senkrecht durchsetzt.

Eisdicke in Meter im Längsprofil B

	Longitudinal <i>P</i>	Transversal <i>S</i>
Aus Reflexionen . . . . .	160—210	170—210
Aus $P_{121}$ und $P_1$   Bei schrägem Durchgang durch Eis . . . . .	195	199
bzw. $S_{121}$ und $S_1$   Bei senkrechtem Durchgang durch Eis . . . . .	117	129

Aus der Übereinstimmung von Zeile 1 und 2 folgt, daß der Strahl im Eis schräg, also nach dem Fermatschen Prinzip verläuft.

Geometrische Überlegungen zeigen, daß diejenige Reflexion  $P_{11}$ , die beim Grenzwinkel der Totalreflexion erfolgt und in  $\Delta_i$  die Oberfläche trifft, dieselbe Laufzeit haben muß, wie derjenige Strahl  $P_{121}$ , der gleichfalls in  $\Delta_i$  eintrifft. Das folgt natürlich auch unmittelbar aus der Kombination der Strahlgleichung für die Reflexion ( $h$  bedeutet die Eisdicke,  $\Delta$  die Entfernung Sprengpunkt—Beobachtungspunkt)

$$\left(\frac{T_{11} a_1}{2h}\right)^2 - \left(\frac{\Delta}{2h}\right)^2 = 1$$

mit der Strahlgleichung für den Strahl  $P_{121}$ , der das Eis nach dem Fermatschen Prinzip schräg durchläuft,

$$T_{121} = \frac{2h}{a_1 \cos i} + \frac{\Delta}{a_2} - \frac{2h \operatorname{tg} i}{a_2}.$$

Für  $\Delta = \Delta_i$  wird  $T_{11} = T_{121}$ . Dies bedeutet, daß die Laufzeitkurve für  $P_{121}$  in  $\Delta_i$  von der Laufzeitkurve der Reflexionen  $P_{11}$  abzweigt. Die Abbildung bestätigt dieses; vor diesem gemeinsamen Punkt können wohl Reflexionen, doch keine  $P_{121}$ -Wellen beobachtet werden.

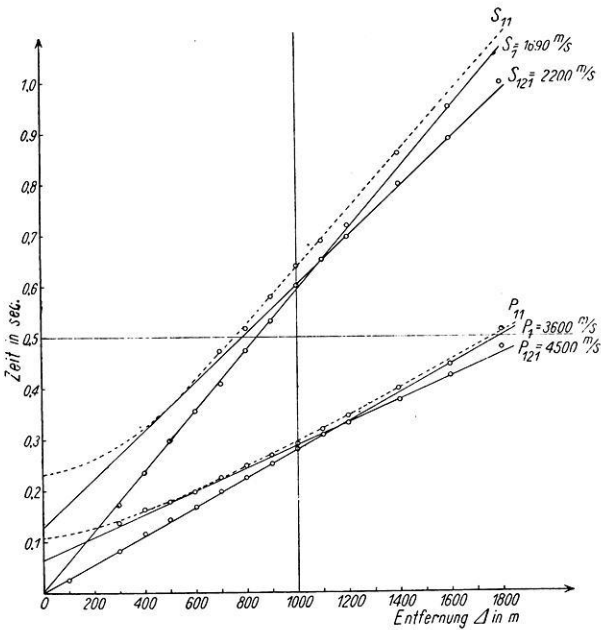


Fig. 1

Die Laufzeitkurven von  $P_1$  und  $S_1$  sind sehr nahe geradlinig und gehen rückwärts verlängert recht genau durch den Nullpunkt. Die unter 7. bezeichneten Wellenzüge geben Laufzeitkurven, die innerhalb des beobachteten Intervalls nahezu geradlinig und nahe parallel zu  $P$  oder  $S$  zu laufen scheinen. Die Natur dieser Wellenzüge ist noch nicht sichergestellt. Die einfachste Annahme wäre, sie als mehrfache Reflexionen anzusehen, die also erst an der Grenze Eis—Fels und dann an der Grenze Eis—Luft, dann wieder an Eis—Fels usw. reflektiert wurden. Mit dieser Annahme stimmen indessen die Laufzeiten nicht sehr genau; auch dürfte die Laufzeitkurve nicht geradlinig sein. Vielleicht liegen hier Grenzwellen vor, die von der am Fels reflektierten Welle  $P_{11}$  bzw.  $S_{11}$  beim Anstoß

an der Oberfläche Eis—Luft erregt werden, und die dann oberflächennahe im Eis verlaufen.

Das vorliegende Beobachtungsmaterial, auch das früherer Sprengungen, genügt wohl noch nicht, hierüber eine sichere Entscheidung zu treffen.

Göttingen, Geophysikalisches Institut.

## 2. Azimut und Emergenzwinkel der Verschiebung von $P$ und $S$

Von **H. K. Müller**, Göttingen

I. Apparate. Zu den Messungen wurden benutzt: Zwei Horizontalseismographen genau gleicher Bauart, die nach den Angaben von Professor Angenheister im Geophysikalischen Institut gebaut wurden, und ein von Wiechert konstruierter Vertikalseismograph. Die Konstanten der Apparate änderten sich während der Dauer der Messungen um höchstens 10%, wie durch sieben Konstantenbestimmungen während der Zeit der Beobachtungen ermittelt wurde. Sie lauten im Mittel:

$$\begin{aligned} \text{Wiechert-Z: } T_0 &= 1/12, & V &= 25000, & \varepsilon &= 15:1, \\ \text{Alpen-}H_1: & T_0 = 1/20, & V &= 30000, & \varepsilon &= 10:1, \\ \text{Alpen-}H_2: & T_0 = 1/19, & V &= 28000, & \varepsilon &= 20:1. \end{aligned}$$

II. Untersuchung der Apparate. Da sich die folgende Untersuchung vorwiegend auf die Größe und Richtung der Amplitude der Bodenbewegung stützt, mußte die Zuverlässigkeit der Aufzeichnung der Amplituden kontrolliert werden. Dies geschah auf einer Schüttelplatte, über deren Einrichtung Dr. Rampeck weiter unten berichtet. Wie weit die Apparate periodengetreu die Bodenbewegung aufzeichnen, wurde mit dem Schütteltisch und noch mit einer zweiten Methode, die von Dr. Köhler ausgearbeitet ist, untersucht. Innerhalb der hier benutzten Frequenzen ergaben sich die Aufzeichnungen der Perioden bis auf einen mittleren Fehler von 6 bis 8% als zuverlässig. Der Horizontalseismograph zeichnet eine Bodenbewegung senkrecht zu seiner Schwingungsrichtung mit 3% seiner wirksamen Vergrößerung auf, der Vertikalseismograph eine horizontale Bodenbewegung mit 15%. Dies wurde bei der Auswertung berücksichtigt.

III. Stoßrichtung von  $P_1$ . Wenn  $P_1$  eine longitudinale Welle darstellt, so muß die Verrückung von  $P_1$  senkrecht zur Wellenfläche erfolgen, d. h.: Erstens das Azimut  $\alpha$  der Horizontalprojektion der Verschiebungen von  $P_1$  muß mit der Schußrichtung übereinstimmen\*). Es ergab sich, daß bei insgesamt über 50 Schüssen der Längsprofile die erste Bewegung in einer Richtung erfolgte, die im Mittel um  $40^\circ$  von der Schußrichtung abwich. Die Azimute aller Stoßrichtungen lagen zwischen  $30^\circ$  bis  $45^\circ$ , stets im gleichen Sinne von der Schußrichtung abweichend. Dagegen

\*) Die Horizontalkomponente der Bewegung senkrecht zur Schußrichtung ( $H_\perp$ ) muß gleich Null sein. Zweitens: siehe unter IV. Emergenzwinkel, S. 70.



ist an dieser Stelle auch relativ spaltenfrei. Die Vermutung liegt also nahe, hier einen besonderen Einfluß des Fließens des Gletschereises auf die Struktur des Eises anzunehmen. Dieser Einfluß wird der Fließgeschwindigkeit entsprechend in der Länge, Breite und Tiefe des Eisstromes variieren.

IV. Emergenzwinkel von  $P_1$ . Zweitens folgt aus dem longitudinalen Charakter von  $P_1$ , daß zwischen dem wahren Emergenzwinkel  $e = \arccos a/\mathfrak{B}$  und dem scheinbaren  $\bar{e} = \arctan Z/\sqrt{H_{\parallel}^2 + H_{\perp}^2}$  eine bestimmte Beziehung erfüllt sein muß, die den Reflexionen an der Oberfläche Eis—Luft Rechnung trägt. Ohne Rücksicht auf diese Reflexionen wäre  $e = \bar{e}$ . Die oben genannte Beziehung ist gegeben durch:

$$\cos^2 e = \left(\frac{a}{b}\right)^2 \frac{1 - \sin \bar{e}}{2}.$$

$\bar{e}$  folgt aus den gemessenen Amplituden der Verrückung:

$$\operatorname{tg} \bar{e} = \frac{Z}{\sqrt{H_{\parallel}^2 + H_{\perp}^2}}.$$

Für streifenden Einfall ( $e = 0$ ) wird  $\sin \bar{e} = 1 - 2(b/a)^2$ . Da für Eis  $b/a = 0.47$  ist, so ergibt sich für  $e = 0$  der Wert  $\bar{e} = 34^\circ$ . Tabelle 1 gibt die berechneten Werte von  $e$  und  $\bar{e}$  wieder.

Tabelle 1  
Wahrer Emergenzwinkel  $e$  und scheinbarer  $\bar{e}$  in Grad

Schuß	Längsprofile				Querprofil $D_Q$	Profile im Firn		
	A	B	C	D		$E_V$	$E_{VI}$	$E_{VII}$
Zungenwärts	$e$ : 35—45	55—65	40—45	27—38		64—65	54—68	44—45
	$\bar{e}$ : 45—51	60—68	48—51	41—47			58—70	
Firnwärts . .	$e$ : 0—23	0—23	23—36	5—15		66—67		50—51
	$\bar{e}$ : 30—39	25—39	39—46					
Quer . . . .	$e$ :				0—20			
	$\bar{e}$ :				35—38			

Der theoretisch in isotropen Medien für  $P$  zu erwartende streifende Einfall,  $e = 0$ , ist also tatsächlich nicht erfüllt; nur angenähert in den Längsprofilen A und B mit Schüssen firnwärts und im Querprofil; gar nicht bei den Schüssen zungenwärts und den Profilen im Firn. Dies deutet darauf hin, daß die Wellenfläche wegen zunehmender Geschwindigkeit mit der Tiefe schon in geringer Tiefe gedreht wird, und zwar stärker, wenn der Schuß zungenwärts lag, schwächer bei firnwärts gelegenen Schüssen. Die Emergenzwinkel, berechnet aus den dem „Gelben Profil“ nächst gelegenen Schüssen firn- und zungenwärts, zeigen einen sprunghaften Größenunterschied. Dieser Umstand spricht für unsere am Ende des vorigen Abschnittes gemachte Annahme der besonderen Eisverhältnisse am „Gelben Profil“.

V. Emergenzwinkel von  $P_{121}$ . Da  $\sin i = a_1/a_2$  und  $e = 90 - i$  ist, so beträgt für  $a_1 = 3600$  m/sec und  $a_2 = 4500$  m/sec der theoretisch zu er-

wartende Emergenzwinkel von  $P_{121}$   $37^\circ$ . Fünf Schüsse ergaben Werte zwischen  $12^\circ$  und  $30^\circ$ , drei davon betragen  $30^\circ$ ; ungefähr im Einklang mit der Theorie.

VI. Perioden. Die Perioden von  $P_1$  sind innerhalb der Meßgenauigkeit in allen drei Komponenten gleich und unabhängig von der Entfernung und betragen 0.02 sec. Die Perioden von  $S_1$  zeigen eine stetige Zunahme mit der Entfernung, am stärksten in der  $Z$ -Komponente (von 0.02 sec bei  $\Delta = 200$  m bis 0.10 sec bei  $\Delta = 1000$  m), am schwächsten in der  $H$ -Komponente senkrecht zur Schußrichtung (von 0.015 sec bei  $\Delta = 200$  m bis 0.055 sec bei  $\Delta = 1000$  m).

VII. Schwingungsrichtung von  $S_1$ . Mit wachsender Entfernung fällt die Schwingungsrichtung von  $S_1$  immer mehr mit der Schußrichtung zusammen. Von 200 bis 500 m beträgt der Winkel zwischen beiden  $45^\circ$ , von 500 bis 1000 m nimmt er bis auf  $18^\circ$  ab, sodaß im ganzen bei wachsender Entfernung  $S_1$  mehr und mehr in der Einfallsebene polarisiert ist.

VIII. Amplituden von  $S_1$ . Tabelle 2 gibt für Wellen, die mit dem  $S_1$ -Einsatz beginnen, das Verhältnis der Maximalamplituden von  $Z$  und  $H_{\parallel}$  und das Verhältnis der beiden Horizontalkomponenten  $H_{\parallel}$  und  $H_{\perp}$  wieder.

Tabelle 2

$\Delta$	300 m	660 m	1200 m
$\frac{Z}{H_{\parallel}}$ . . . . .	0.60	1.00	1.80
$\frac{H_{\parallel}}{H_{\perp}}$ . . . . .	1.10	2.00	5.50

Eine nähere Untersuchung der Kurven soll noch ergeben, ob es sich bei diesen Wellen um Raleighwellen handelt.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Dezember 1931.

## II. Eine Schüttelplatte zur Untersuchung von Seismographen

Von A. Ramspeck, Göttingen

Schüttelplatten zur Untersuchung von Seismographen und ähnlichen Instrumenten sind schon mehrfach gebaut und beschrieben worden, so von Mainka\*), Geiger\*\*), Hort\*\*\*), Schlick†) u. a.

Die hier zu beschreibende Schüttelplatte wurde nach Angabe von Herrn Prof. Angenheister im Geophysikalischen Institut der Universität Göttingen von mir gebaut und ist als Modell für eine Platte gleicher Ausführung, aber größerer Dimensionen gedacht. Sie hat den Vorzug großer konstruktiver Einfachheit und

\*) Veröffentl. d. Zentr. Bur. d. Int. Seismologischen Ass., Straßburg 1909.

\*\*) Zeitschr. f. Maschinenbau 1922, Heft 5/6.

\*\*\*) Handb. d. Mech. III.

†) Katalog der Maihak A.-G., Hamburg.

Übersichtlichkeit und scheint, soweit sich das aus den bisherigen Versuchen erkennen läßt, den an sie gestellten Anforderungen zu genügen.

Der Zweck der Schüttelplatte ist, die Wirkung einer stoßförmigen oder periodischen Bewegung der Platte auf Seismographen zu studieren; die Bewegungen der Platte sowohl wie die des Seismographen werden dabei photographisch aufgezeichnet, erstere z. B. mit Hilfe von Spiegel und Torsionsfaden. Bei der hier beschriebenen, zunächst nur in einer horizontalen Richtung beweglichen Platte soll die Wirkung untersucht werden:

1. auf einen Horizontalseismographen eines Freiheitsgrades sowohl in Richtung dieses Freiheitsgrades wie auch senkrecht dazu;
2. auf einen Vertikalseismographen, um seine Empfindlichkeit gegenüber horizontalen Bewegungen zu ermitteln.

Die Fig. 1 zeigt die wesentlichen Teile der Schüttelplatte. Auf einem Sandsteinpfeiler von  $58 \times 55 \text{ cm}^2$  Grundfläche und einer Höhe von 57.5 cm ist eine

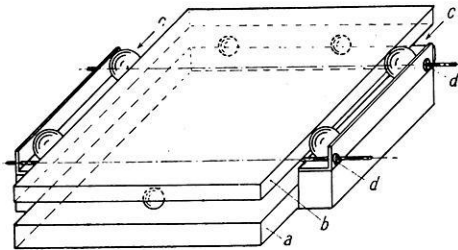


Fig. 1

Glasplatte (a) möglichst genau horizontal aufgegipst. Sie trägt drei Stahlkugeln, auf denen eine zweite Glasplatte (b) ruht. Auf diese Glasplatte wird der zu untersuchende Seismograph aufgestellt. Sie hat eine Dicke von 1.7 cm und eine Grundfläche von  $24 \times 49 \text{ cm}^2$ . Sie läuft in zwei ihrer längeren Seite parallelen Kugellagern (c). Diese Kugellager können durch

zwei Schrauben (d) so eingestellt werden, daß sie der Platte eine sichere Führung geben, ohne die Reibung allzusehr zu erhöhen.

Im idealen Fall müßte sich die Platte auf einen Anstoß hin in Richtung dieses Stoßes eine Zeitlang fortbewegen, um dann schließlich infolge der Reibung an irgendeiner Stelle zur Ruhe zu kommen. Die Platte pendelt aber nach einem Stoß um eine gewisse Ruhelage hin und her, wenn der Stoß klein genug war. Das liegt einmal daran, daß die beiden Glasplatten (a) und (b) nicht genügend eben geschliffen sind, und zweitens, daß sich die Stahlkugeln, auf denen die Platte (b) ruht, unter dem Druck der Platte und der darauf stehenden Seismographen etwas in das Glas eindrücken\*). Dadurch entstehen Direktionskräfte, die das Pendeln der Platte verursachen. Die Periode dieses Pendelns ist jedoch sehr viel größer als die Eigenperiode der zu untersuchenden Seismographen ( $T = 10 \text{ bis } 20 T_0$ ) und wird von den Seismographen kaum noch aufgezeichnet. Außerdem wächst die Periode mit der Belastung der Platte — hier um etwa 0.5 sec/10 kg. Bei der optischen Aufzeichnung kann die Vergrößerung der Platten-

\*) Deshalb wäre die Verwendung von Stahlplatten, wegen ihrer größeren Härte und geringeren elastischen Nachwirkung, wohl vorzuziehen.



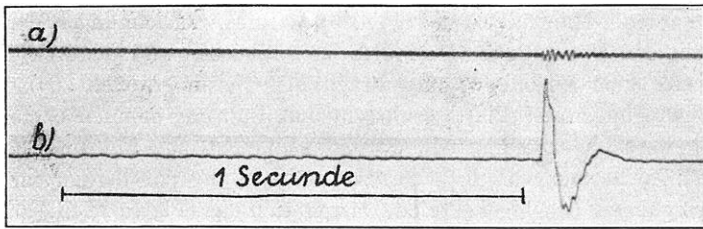


Fig. 2. Registrierung eines Stoßes auf die Schüttelplatte  
Bewegung des Horizontalseismographen mit Bewegungsfreiheit: a) senkrecht zur Bewegung der Platte; b) parallel zur Bewegung der Platte

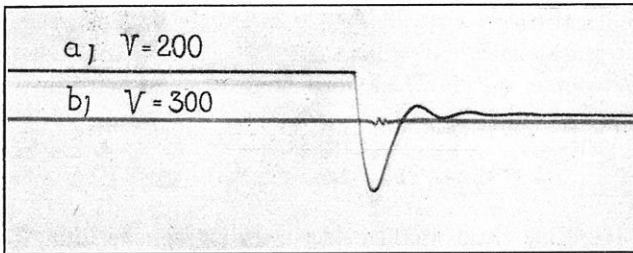


Fig. 3. Registrierung eines Stoßes auf die Schüttelplatte  
Bewegung der Platte: a) parallel zur Führung; b) senkrecht zur Führung

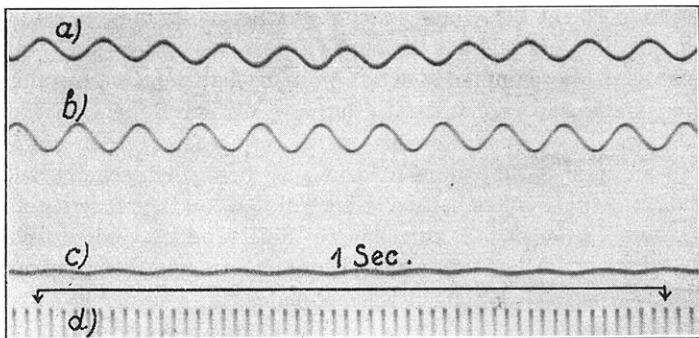


Fig. 4. Registrierung einer periodischen Bewegung der Platte  
a) Bewegung der Platte; b), c) Bewegung des Horizontalseismographen:  
b) Bewegungsfreiheit parallel zur Bewegung der Platte; c) Bewegungsfreiheit senkrecht zur Bewegung der Platte; d) Zeitmarkierung

schwingungen jeweils der Vergrößerung der Seismographenschwingungen gleich gemacht werden. Man hat so die Möglichkeit, die Aufzeichnungen der Seismographen mit den Bewegungen der Platte zu vergleichen und dadurch die wahre Vergrößerung einer Bodenbewegung durch einen Seismographen zu bestimmen. Kleine Schwingungen der Platte senkrecht zur Führung können ebenfalls aufgezeichnet werden. Die Plattenbewegung senkrecht zur Führung betrug im allgemeinen nicht mehr als 3% der Plattenbewegung parallel zu ihr (Fig. 3).

Schwingungen beliebiger Periode lassen sich der Platte leicht aufzwingen durch eine Blattfeder mit belastetem freiem Ende und variierbarer Länge.

Fig. 2 und 4 zeigen die Registrierungen zweier auf der Schüttelplatte aufgestellter Horizontalseismographen. Die Bewegungsfreiheit des einen Seismographen ist parallel, die des anderen senkrecht zur Bewegungsrichtung der Platte. Fig. 2 und 3 geben die Registrierung eines Stoßes wieder, Fig. 4 die einer periodischen Schwingung der Platte. In Fig. 2 ist die Bewegung der Platte selbst nicht mitregistriert.

Über Untersuchungsergebnisse, die mit der Schüttelplatte erhalten wurden, soll in einer späteren ausführlichen Mitteilung berichtet werden.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Dezember 1931.

### III. Eine neue Methode der Seismographenprüfung

Von R. Köhler, Göttingen

§ 1. Einleitung. Bei allen seismischen Untersuchungen ist wichtig, daß die benutzten Apparate amplituden- und periodengetreu aufzeichnen, so daß man aus der Aufzeichnung, dem Seismogramm, die wahre Bodenbewegung eindeutig berechnen kann. Dieser Berechnung wird in der Seismologie die bekannte Formel für die dynamische Vergrößerung zugrunde gelegt, die unter der Voraussetzung abgeleitet ist, daß die dämpfende Kraft proportional der Geschwindigkeit und die Direktionskraft proportional der Entfernung aus der Ruhelage ist, daß ferner alle Einzelglieder des Apparates als starr betrachtet werden dürfen. Die praktisch benutzten Seismographen genügen diesen einfachen Bedingungen nur angenähert. Oft werden bei der Konstruktion an Blattfedern schwingende Hebelarme, an Torsionsfäden aufgehängte Spiegel oder andere schwingende Systeme verwendet, die, weil sie elastisch mit der trägen Masse gekoppelt sind, zu Schwingungen mit selbständigen Eigenperioden, die von der Eigenperiode des Seismographen verschieden sind, Anlaß geben können. Außerdem treten selbstständige Eigenperioden auf, wenn die Einzelteile in sich nicht genügend starr gebaut sind. So können z. B. Querschwingungen von freistehenden Hebelarmenden, Schreibnadeln und Dämpfungsvorrichtungen auftreten. Alle diese unerwünschten Eigenschwingungen können sich je nach dem Grade ihrer Dämpfung mehr oder weniger in die Aufzeichnung der Bodenbewegung einmischen. Auch

beeinflussen sie je nach dem Grad der Rückkoppelung die träge Masse. Sie sind als Störung leicht erkennbar und können daher vernachlässigt werden, wenn ihre Eigenperioden klein sind gegenüber den aufzuzeichnenden Perioden. Diese Voraussetzung ist für die meisten Erschütterungsmesser nicht mehr erfüllt, wenn Nahsprengungen, vor allem Eissprengungen, und Verkehrserschütterungen beobachtet werden, wo Perioden von  $10^{-1}$  bis  $10^{-3}$  sec häufig vorkommen. In diesem Falle ist die experimentelle Ermittlung der Vergrößerungs- oder Resonanzkurve meist einfacher als ihre Berechnung.

Zur Lösung dieser Aufgabe sind verschiedene Schütteltische gebaut worden, die in der einschlägigen Literatur<sup>1) 2)</sup> mehrfach beschrieben worden sind. Die Konstruktionen von Galitzin und Mainka dienen zur Untersuchung von langperiodischen Seismographen, wie sie zur Aufzeichnung von Erdbeben verwendet werden, die Schütteltische von Schlick, Geiger und W. Hort sind besonders für Vibrographen und Erschütterungsmesser geeignet. Allen diesen Schütteltischen ist gemeinsam, daß sie für Seismographen mit sehr hohen Vergrößerungen nicht mehr anwendbar sind. Im folgenden soll eine einfache Methode beschrieben werden, die ich bei der Prüfung der Erschütterungsmesser des Geophysikalischen Instituts Göttingen benutzt habe, die bei Apparaten beliebig hoher Vergrößerung brauchbar ist und auch bei großen Seismographen, die für einen Schütteltisch zu schwer oder fest eingebaut sind, angewendet werden kann.

§ 2. Beschreibung der Prüfmethode. Bei den bisherigen Prüfmethoden wird der Seismograph auf einen Tisch gestellt, der in sinusförmige Schwingungen konstanter Maximalamplitude versetzt wird. Ein einfacherer Weg ist der, daß man unmittelbar die träge Masse des Seismographen durch bekannte sinusförmige Kräfte in erzwungene Schwingungen versetzt. Als besonders praktisch erweist sich die Anregung der Masse durch kleine Schwungräder mit exzentrisch angebrachter, auswechselbarer Zusatzmasse, da dieses Verfahren unmittelbar die Resonanzkurve des Seismographen liefert, wie weiter unten gezeigt werden wird. Fig. 1 zeigt beispielsweise die Art der Anwendung der Schwungradmethode bei einem Vertikalseismographen. Ein kleiner Rahmen, der die Achsenlager für das Rädchen trägt, wird starr mit der Masse verbunden. Das Schwungrad wird wie ein Kreisel durch einen auf seiner Peripherie oder seiner Achse aufgewickelten Faden in Rotation versetzt. Für Tourenzahlen größer als 100/sec wirft man es zweckmäßig durch einen Motor an. Während das Rad, sich selbst überlassen, mit wachsender Periode allmählich ausläuft, registriert man die Bewegungen der Indikatorspitze. Ein einziger Versuch ermittelt somit die Amplituden für einen

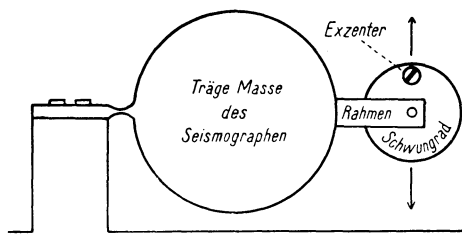


Fig. 1. Schematische Darstellung der Prüfmethode für Seismographen

großen Periodenbereich. Die Messung zueinander gehöriger Werte von Periode und Amplitude ergibt unmittelbar die Resonanzkurve. Das Schwungrad kann auch durch einen Motor während der Registrierung auf einer bestimmten Tourenzahl konstant gehalten werden. Das Experiment zeigt, daß ein über Schwungrad und Motorwelle laufender, als Treibriemen dienender Faden die Schwingungen der Seismographenmasse nicht beeinflusst, wenn die Schwingungsrichtung des Seismographen senkrecht zur Richtung Schwungrad—Motor steht.

Bei der Rotation des Exzenters wirken im allgemeinen zwei periodische Drehmomente auf den Seismographen, nämlich infolge der auf den Exzenter wirkenden Schwer- und Zentrifugalkraft. Durch geeignete Anordnung der Radachse und Wahl der benutzten Perioden kann man das eine oder das andere Drehmoment praktisch ausschalten. Im folgenden sei die Anordnung stets so getroffen, daß das Drehmoment der Schwerkraft unwirksam ist. Ferner muß für gleichmäßige Rotation gesorgt werden. Sind diese Voraussetzungen erfüllt, so beträgt die bei der Rotation auf die Drehachse wirkende Zentrifugalkraft

$$K = 4 \pi^2 m r / \mathfrak{T}^3 \dots \dots \dots (1)$$

wo  $m$  die Masse des Exzenters,  $r$  den Abstand seines Schwerpunktes von der Drehachse und  $\mathfrak{T}$  die Periode der Rotation bzw. der erzwungenen Schwingung bedeutet. Die Kraftkomponente in einer bestimmten Richtung innerhalb der Rotations-ebene, z. B. in der Schwingungsrichtung des Seismographen (in Fig. 1 durch Pfeile bezeichnet) ist dann, wo  $t$  die Zeit und  $\delta$  eine Phasenkonstante bedeutet,

$$K_S = 4 \pi^2 \frac{m r}{\mathfrak{T}^3} \sin \frac{2 \pi}{\mathfrak{T}} (t + \delta) \dots \dots \dots (2)$$

Diese Kraft zwingt dem Schwerpunkt der trägen Masse eines idealen Seismographen Schwingungen auf, für die die Bewegungsgleichung gilt

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{\Phi}{M} \frac{dx}{dt} + \left(\frac{2 \pi}{T_0}\right)^2 x = - \left(\frac{2 \pi}{\mathfrak{T}}\right)^2 \frac{m r}{M} \sin \frac{2 \pi}{\mathfrak{T}} (t + \delta) \dots (3)$$

Darin bedeuten  $x$  die Verrückungen des Massenschwerpunktes,  $\Phi$  die Dämpfungskraft,  $M$  die Masse und  $T_0$  die Eigenperiode des Seismographen. Die Gleichung hat dieselbe Form wie die Bewegungsgleichung eines Seismographen für eine sinusförmige Bodenbewegung. Die Lösung ist bekannt und lautet, wenn unter  $\bar{x}$  die maximale Amplitude des Schwerpunktes verstanden wird und  $\varepsilon$  das Dämpfungsverhältnis bezeichnet:

$$\bar{x} = \frac{m r}{M} \frac{1}{\sqrt{\left[1 - \left(\frac{\mathfrak{T}}{T_0}\right)^2\right]^2 + 4 \frac{(\log \varepsilon)^2}{1.86 + (\log \varepsilon)^2} \left(\frac{\mathfrak{T}}{T_0}\right)^2}} \dots \dots (4)$$

Die Formel gilt bei Vernachlässigung der abgedämpften Eigenschwingung und der Rückkopplung, die mit  $m/M$  proportional ist. Für den Fall, daß die durch das Schwungrad ausgeübte Kraft nicht im Schwerpunkt der Seismographenmasse angreift, ist die rechte Seite der Gleichung (4) mit einem Zahlenfaktor  $f$  zu erweitern, dessen Betrag bestimmt wird durch das Verhältnis des Abstandes des

Angriffspunktes der Kraft vom Drehpunkt zum Abstand des Schwerpunktes vom Drehpunkt. Formel (4) zeigt, daß die durch das Schwungrad dem Seismographen aufgezwungenen Maximalamplituden, als Funktion der Periode  $\mathcal{T}$  der erzwingenden Kraft aufgetragen, unmittelbar die Resonanzkurve des Seismographen ergeben. Die wirkliche Vergrößerung des Seismographen, die definiert ist durch das Verhältnis von Indikatorausschlag zum Ausschlag des Massenschwerpunktes, ermittelt man, indem man für eine bestimmte Periode, die sehr klein gegenüber der Eigenperiode ist, die beobachtete maximale Amplitude durch  $fmr/M$  dividiert. Die Genauigkeit der Vergrößerungsbestimmung ist im wesentlichen bedingt durch die Genauigkeit, mit der  $f$  angegeben werden kann.

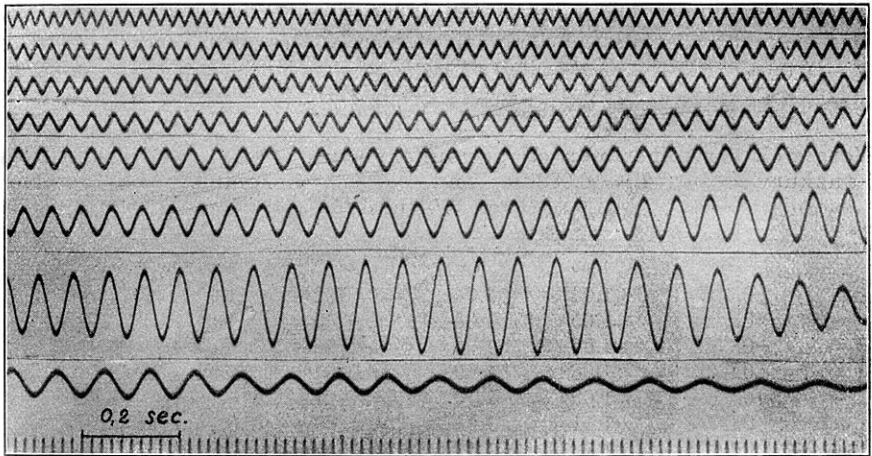


Fig. 2.

Resonanzkurve des Prüfseismographen (Eigenperiode = 0.080 sec, Dämpfung = 1.23 : 1).  
Aufgenommen mit der Schwungradmethode; Wiedergabe des Originalfilms; der Anfang der Zeile schließt unmittelbar an das Ende der vorhergehenden an

§ 3. Prüfung der Methode am einfachen System. Um die Richtigkeit der obigen Überlegungen zu prüfen, wurde die Methode auf einen nur zu diesem Versuchszweck konstruierten Seismographen angewendet, der weitgehend den Voraussetzungen entspricht, unter denen die Formel (4) abgeleitet ist. Die träge Masse besteht bei ihm aus dem Rahmen für das Schwungrad, dem Schwungrad selbst und einem Kolben für Luftdämpfung. Der Rahmen hängt an zwei dünnen, nur auf Zug beanspruchten Blattfedern, die an einem starken, starren Gestell befestigt sind. Die angebrachte Luftdämpfung ist ebenfalls so starr gebaut, daß ihre Eigenperiode unterhalb 0.002 sec liegt. Die Bewegungen des Rahmens werden durch einen starr mit ihm verbundenen Spiegel vergrößert aufgezeichnet.

Die mit diesem Prüfapparat experimentell gewonnenen Resonanzkurven sind für alle Perioden größer als 0.01 sec in Übereinstimmung mit den aus

Formel (4) berechneten Kurven. Fig. 2 gibt die Originalkurve für die schwache Dämpfung  $\varepsilon = 1.23$  wieder. Die größte Amplitude wird erreicht, wenn die Periode des Schwungrades mit der Eigenperiode des Seismographen übereinstimmt. Man sieht deutlich das Resonanzmaximum für  $\tau = T_0 = 0.080$  sec. Im Bereich  $\tau < 0.080$  sec strebt die Amplitude mit abnehmendem  $\tau$  asymptotisch gegen einen Grenzwert, den wir mit  $A$  bezeichnen wollen. In den späteren Diagrammen ist die jeweils für eine bestimmte Periode gemessene Amplitude  $\mathfrak{A}$  als Vielfaches dieses Grenzwertes  $A$  aufgetragen. Für  $\tau > T_0$  fällt die Amplitude mit wachsendem  $\tau$  rasch ab, wie die Theorie es verlangt. In Tabelle 1 sind für  $T_0 = 0.082$  sec und für eine starke Dämpfung  $\varepsilon = 6$  die theoretischen und die experimentell beobachteten Werte von  $\mathfrak{A}/A$  miteinander verglichen. Die Abweichungen sind gering und fast alle innerhalb der Beobachtungsgenauigkeit. Das Maximum der Resonanzkurve liegt hier, wie es die Theorie fordert, bei  $\tau = 0.06$  sec.

Tabelle 1

Vergleich der experimentell gewonnenen und der theoretischen Resonanzkurve für  $T_0 = 0.082$  sec und  $\varepsilon = 6$ . Zusammengehörige Werte von  $\mathfrak{A}/A$  und  $\tau$

$\tau$ sec	$\mathfrak{A}/A$		$\tau$ sec	$\mathfrak{A}/A$	
	beob	ber		beob	ber
0.0250	1.04	1.04	0.0702	1.10	1.06
0.0276	1.05	1.05	0.0740	1.04	1.03
0.0324	1.05	1.06	0.0832	0.97	0.94
0.0392	1.08	1.09	0.0921	0.91	0.83
0.0441	1.09	1.10	0.1007	0.78	0.72
0.0507	1.11	1.11	0.1020	0.73	0.70
0.0562	1.12	1.11	0.1058	0.71	0.66
0.0599	1.12	1.11	0.1184	0.58	0.54
0.0662	1.12	1.09	0.1908	0.24	0.20

In Fig. 3 ist die Resonanzkurve aus Fig. 2 verglichen mit der auf einem Schütteltisch gewonnenen Resonanzkurve des Prüfseismographen. Der Schütteltisch ist von Dr. A. Ramspeck (siehe vorstehende Arbeit) im Geophysikalischen Institut in Göttingen gebaut worden und führt sinusförmige Horizontalbewegungen verschiedener Periode aus, deren Maximalamplituden gleichzeitig mitregistriert werden. Die Umrechnung auf Bewegungen konstanter Maximalamplitude des Schütteltisches führt zu der in Fig. 3 dargestellten unteren Resonanzkurve des Prüfseismographen. Das Resonanzmaximum ist für beide Kurven verschieden groß, da die Dämpfung nicht konstant geblieben war. Im übrigen aber sind beide Kurven nahezu gleich. Sie sind in der Darstellung der Fig. 3: um eine Ordinateneinheit verschoben.

Für Perioden unterhalb 0.01 sec entsprechen die mit dem Prüfseismographen gewonnenen Resonanzkurven nicht mehr der Formel (4), nach der für diesen Bereich im wesentlichen konstante Amplituden zu erwarten sind, sondern es

zeigt sich bei bestimmten Perioden sprunghaft und reproduzierbar eine Amplitudenabnahme. Da zwei andere Horizontalseismographen, die nach Angaben von Professor Angenheister für Gletschersprengungen gebaut worden sind und bei denen auf hohe Eigenfrequenzen der Konstruktionsteile besonderer Wert gelegt worden ist, im gleichen Periodenbereich bei Anwendung ebenderselben Schwungräder die theoretisch geforderte Konstanz der Amplituden zeigen, so dürfte der Grund für die beobachtete sprunghafte Amplitudenabnahme wohl im Prüfseismographen und nicht in der Methode zu suchen sein.

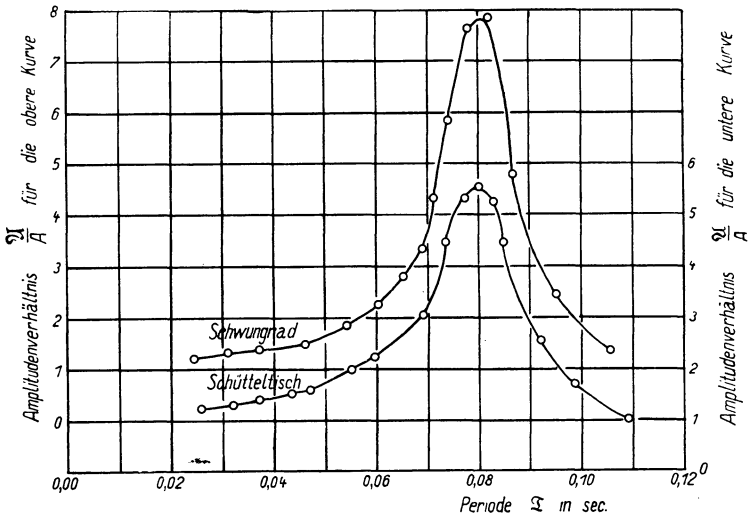


Fig. 3. Resonanzkurve des Prüfseismographen.

Obere Kurve (Ordinatenmaßstab links) mit der Schwungradmethode aufgenommen,  $T_0 = 0.080$  sec,  $\epsilon = 1.23$ ; untere Kurve (Ordinatenmaßstab rechts) mit dem Schütteltisch aufgenommen,  $T_0 = 0.080$  sec,  $\epsilon = 1.33$

§ 4. Prüfung eines zweifach schwingenden Systems. Die Prüfmethode wurde entwickelt, um unerwünschte Eigenschwingungen von Apparateilen leicht und zuverlässig zu erkennen. An einem einfachen Fall soll gezeigt werden, daß sie diese Aufgabe erfüllt. Die Luftdämpfung des Prüfseismographen wird durch eine in Glycerin tauchende Metallplatte ersetzt, die mittels zweier Blattfedern am Rahmen (der trägen Masse) des Prüfseismographen hängt und deshalb leicht beweglich ist. Die Eigenperiode des Seismographen beträgt 0.170 sec, die der Dämpfungsvorrichtung 0.057 sec. Die Voraussetzung der Starrheit der Konstruktionsteile ist nicht mehr erfüllt. Fig. 4 gibt die Resonanzkurve dieser absichtlichen Fehlkonstruktion. Die unerwünschte Eigenschwingung tritt augenfällig in Erscheinung. Versuche mit der gleichen Apparatur auf dem Schütteltisch ergeben einen ähnlichen Verlauf der Resonanzkurve, doch genügen die bisherigen Untersuchungen nicht zur Entscheidung der Frage, ob bei einem Seismographen mit mehreren Eigenschwingungen die Schwungradmethode unmittelbar und

maßstabgetreu die Vergrößerungskurve liefert. Die Beantwortung dieser Frage bleibt weiteren Messungen vorbehalten.

Das Zustandekommen der in Fig. 4 dargestellten Kurve läßt sich leicht verstehen. Man muß nur berücksichtigen, daß bei gleichen vom Schwungrad ausgeübten Drehmomenten und gleichen Perioden der erzwungenen Schwingung

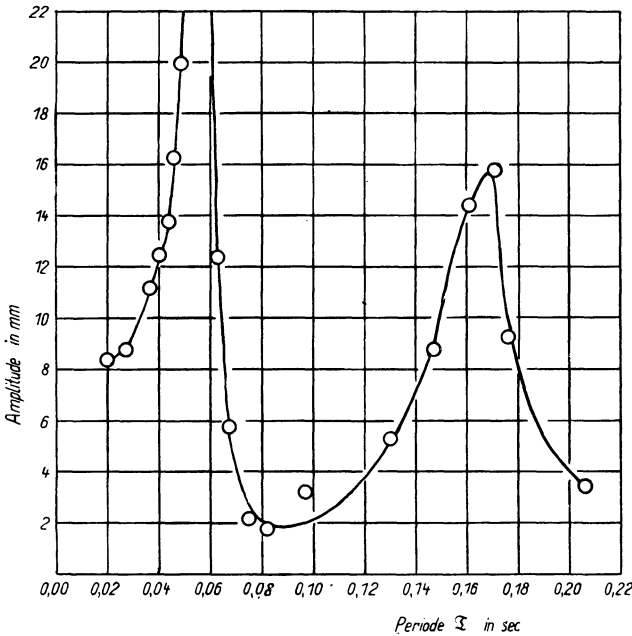


Fig. 4.

Resonanzkurve eines zweifach schwingenden Systems, eines Prüfseismographen mit der Eigenperiode  $T_0 = 0.17$  sec und einer Eigenperiode der Dämpfungsvorrichtung von 0.057 sec

die registrierte Amplitude umgekehrt proportional dem Trägheitsmoment des schwingenden Systems ist. Tabelle 2 zeigt, daß bei dem benutzten Prüfseismographen innerhalb der Fehlergrenzen diese Proportionalität erfüllt ist.

Tabelle 1

Beobachtete Amplitude der erzwungenen Schwingung bei demselben Schwungrad und verschiedenen Trägheitsmomenten

Periode der erzwungenen Schwingung .	0.0186	0.0280	0.0372	0.0540 sec
Amplitude für Trägheitsmoment				
1467 g cm <sup>2</sup> . . . . .	3.1	3.2	3,4	3.4 mm
Amplitude für Trägheitsmoment				
637 g cm <sup>2</sup> . . . . .	7.9	8.0	8.0	8.0 mm
Verhältnis der Amplituden . . . . .	2.55	2.50	2.35	2.35
Verhältnis der Trägheitsmomente . .	2.33	2,33	2.33	2.33



Die schwingungsfähige Dämpferplatte stellt einen kleinen Seismographen dar, der an einem größeren Seismographen aufgehängt ist. Registriert werden die Amplituden der größeren Seismographenmasse. Für  $\mathfrak{T} > 0.1$  sec ist der Dämpfer ohne Einfluß auf die Resonanzkurve Fig. 4, da er in diesem Periodenbereich die Bewegungen der trägen Masse mitmacht als wäre er starr. In seiner Eigenperiode 0.057 sec schwingt er mit einer um  $90^\circ$  verschobenen Phase in Resonanz und schaukelt durch Rückkopplung die größere Masse auf. Bei erzwungenen Schwingungen unterhalb seiner Eigenperiode bleibt er vermöge der Trägheit in Ruhe. Dadurch wird das Gesamtträgheitsmoment der schwingenden Massen kleiner. Dementsprechend ist die Amplitude bei 0.02 sec größer als die bei 0.1 sec.

§ 5. Berechnung der Dämpfung aus der Resonanzkurve. Die experimentell gewonnene Resonanzkurve für eine bestimmte Dämpfung läßt sich durch einfache Umkehrung der Formel (4) zur Berechnung der Dämpfung verwenden. Man vergleicht etwa die Amplitude  $\mathfrak{A}_{T_0}$ , mit der eine erzwungene Schwingung von der Periode  $\mathfrak{T} = T_0$  aufgezeichnet wird, mit der Amplitude  $\mathfrak{A}_{\mathfrak{T}}$  für eine beliebige Periode und erhält aus der Formel

$$\frac{\mathfrak{A}_{T_0}}{\mathfrak{A}_{\mathfrak{T}}} = \frac{\sqrt{\left[1 - \left(\frac{\mathfrak{T}}{T_0}\right)^2\right]^2 + 4 \frac{(\log \varepsilon)^2}{1.86 + (\log \varepsilon)^2} \left(\frac{\mathfrak{T}}{T_0}\right)^2}}{\sqrt{4 \frac{(\log \varepsilon)^2}{1.86 + (\log \varepsilon)^2}}} \dots \dots (5)$$

für  $\varepsilon$  den Wert

$$\log \varepsilon = \frac{1.36 \cdot (1 - c)}{\sqrt{4d - (1 + c)^2}} \dots \dots \dots (6)$$

wo

$$c = \left(\frac{\mathfrak{T}}{T_0}\right)^2 \quad \text{und} \quad d = \left(\frac{\mathfrak{A}_{T_0}}{\mathfrak{A}_{\mathfrak{T}}}\right)^2$$

ist.

Der nach dieser Formel aus der Resonanzkurve berechnete Wert für  $\varepsilon$  ist, wie das Experiment zeigt, nur dann identisch mit dem nach der üblichen Methode aus aufeinanderfolgenden Amplituden der gedämpften Schwingung berechneten Wert, wenn in beiden Fällen gleich große Amplituden verwendet werden. Für größere  $\mathfrak{A}_{T_0}$  errechnet sich ein entsprechend größerer Dämpfungswert. Der

Tabelle 3

Anwachsen der Dämpfung mit der Amplitude bei Luftdämpfung

Abklingende gedämpfte Schwingung	Aufeinanderfolgende Amplituden	Dämpfungsverhältnis
1.	5.8 mm      4.4 mm	1.32
Resonanzkurve	$\mathfrak{A}_{T_0}$ $\frac{\mathfrak{A}_{T_0}}{5}$	
2. Exzenter 0.2 g	5.5 mm      1.0 mm	1.32
3.     "      1.0 g	14.5 "      5.5 "	1.80

Grund hierfür ist darin zu suchen, daß bei der benutzten Luftdämpfung die Dämpfungskraft mit der Amplitude anwächst. In Tabelle 3 ist ein Beispiel durchgeführt. Die Dämpfung ein und desselben Seismographen ist auf drei verschiedene Arten berechnet: 1. aus aufeinanderfolgenden Amplituden; 2. nach Formel (6) aus kleinen Amplituden  $\mathfrak{A}_{T_0}$ , 3. nach Formel (6) aus großen Amplituden  $\mathfrak{A}_{T_0}$ . Die Amplituden in 1. und 2. sind gleich groß, ebenso die Dämpfungswerte. Im Fall 3. ergibt sich bei Verwendung größerer Amplituden ein entsprechend größerer Wert für  $\varepsilon$ .

§ 6. Resonanzkurven bestimmter Seismographen. Fig. 5 gibt die Resonanzkurven für einen gebräuchlichen Erschütterungsmesser, einen Vertikal-

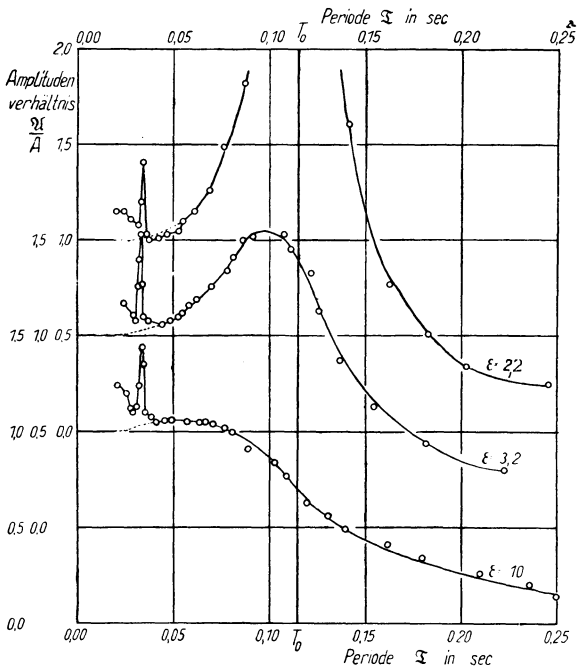


Fig. 5.

Resonanzkurve eines 3000 fach vergrößernden Erschütterungsmessers (Z-Komponente).

$T_0 = 0.115$  sec;  $\varepsilon = 2.2$ ;  $3.2$ ;  $10$ ; —○—○— experimentelle Werte; ..... theoretisch zu erwartender Verlauf der Kurve. Bei der Ordinatenachse gilt die linke Skala für die untere, die rechte Skala für die obere Kurve

seismographen mit der Vergrößerung 3000. Für  $\mathfrak{T} > 0.05$  sec entsprechen die Kurven den theoretischen, für  $\mathfrak{T} < 0.05$  sec ist der normale Verlauf gestört. Die Resonanzkurven zeigen eine unerwünschte Eigenschwingung bei  $0.034$  sec. Die Amplituden für  $\mathfrak{T} < 0.034$  sec sind größer als die für  $\mathfrak{T} > 0.034$  sec, analog

wie im Musterbeispiel Fig. 4. Es handelt sich also hier um einen Apparateteil, der an der trägen Masse angebracht und nicht genügend starr ist. Die unerwünschte Eigenschwingung hängt, wie die Kurven zeigen, von der Dämpfung des Seismographen nicht wesentlich ab.

Fig. 6 bringt zwei Resonanzkurven des 17000-kg-Stationspendels. An die Stelle der rußschreibenden Nadel ist ein Spiegel gesetzt. Die statische Vergrößerung beträgt 20000. Man sieht, daß die Schwungradmethode auch für diese große träge Masse, die man auf keinen Schütteltisch stellen kann, anwendbar bleibt.

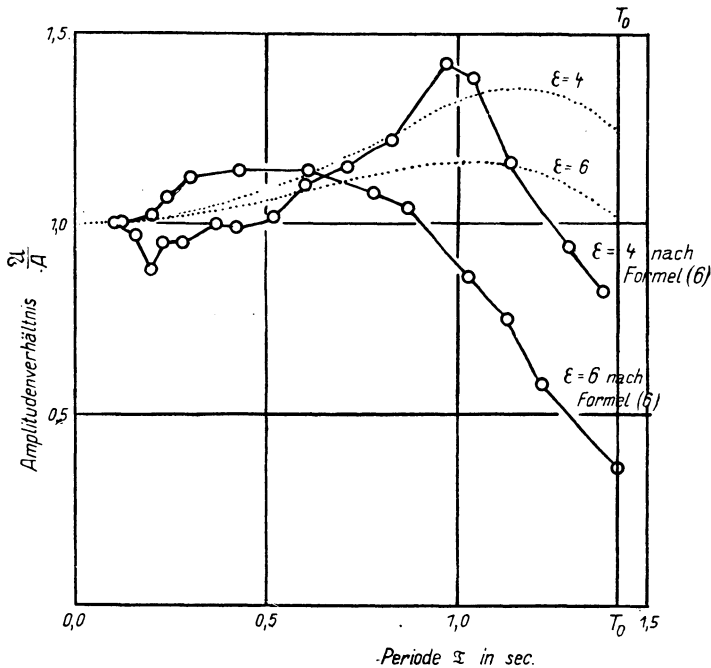


Fig. 6. Resonanzkurven des 17000-kg-Horizontalseismographen.

$T_0 = 1.23$  sec; Vergrößerung 20 000 fach; —○—○— experimentelle Werte;  
 ..... theoretische Kurven

Die Resonanzkurven zeigen nicht unerhebliche Abweichungen von der theoretischen Form. Die Maxima sind nach kleineren Periodenwerten hin verschoben. Die Gründe für diese Abweichung sind wohl in der physikalischen Natur der Dämpfung und Reibung begründet, die eingehender untersucht werden soll. Eine leicht anregbare, sehr schwach gedämpfte Torsionseigenschwingung des Seismographen ( $T_0 = 1.23$  sec;  $\epsilon = 1.02$ ) ist auf den Verlauf der Resonanzkurve ohne Einfluß, kann daher auch die Erdbebenaufzeichnungen des 17000-kg-Pendels nicht fälschen.

### Zusammenfassung

Es wird eine einfache Prüfmethode für Seismographen beschrieben, bei der die träge Masse durch ein rotierendes Schwungrad mit exzentrischer Zusatzmasse in erzwungene Schwingungen versetzt wird. Die beobachteten Amplituden als Funktion der Periode aufgetragen ergeben unmittelbar die wirkliche Vergrößerungskurve des Seismographen, wie durch Rechnung und experimentell bewiesen wird. Die Methode eignet sich besonders zur Auffindung von schädlichen Eigenschwingungen des Seismographen, wie ein Modellversuch zeigt. Einige Resonanzkurven für Erschütterungsmesser und für das 17000-kg-Stationspendel sind in Diagrammen dargestellt. Die Methode ist auf Seismographen beliebiger Vergrößerung anwendbar, auch auf solche, die zu schwer sind für einen Schütteltisch.

Herrn Mechaniker Riehn habe ich für seine Beihilfe bei den Versuchen, Herrn Prof. Angenheister für mannigfachen Rat bei der Ausführung der Arbeit zu danken.

### Literatur

- 1) F. Auerbach und W. Hort: Handb. d. Physikal. u. Techn. Mech. 4, 1, 329.
- 2) B. Gutenberg: Handb. d. Geophys. 4, 2, 411.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Januar 1932.

---

## Zur Haalckschen Theorie des Erdmagnetismus

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

Es wird darauf hingewiesen, daß Herr Haalck in seiner Theorie des Erdmagnetismus ein Irrtum unterlaufen ist. Nach dessen Berichtigung zeigt sich, daß bei der rotierenden Erde aus Herr Haalcks Theorie ein magnetisches Moment der Volumeneinheit folgt, das mindestens  $10^{14}$  mal kleiner ist, als die zur Erklärung des tatsächlich beobachteten Magnetfeldes erforderliche mittlere Magnetisierungsdichte des Erdkörpers.

Vor zwei Jahren hat Herr Haalck in dieser Zeitschrift\*) auf ein bei der Rotation ungeladener Körper auftretendes Magnetfeld aufmerksam gemacht und das Vorhandensein des Erd- und Sonnenmagnetismus darauf zurückzuführen versucht. An anderer Stelle habe ich kürzlich eine kritische Übersichtstabelle aller derzeitigen Rotationstheorien des Erdmagnetismus gegeben\*\*) und darin zur Haalckschen Theorie bemerkt: Das erzeugte Magnetfeld ist  $10^{14}$  mal zu klein. Eine nähere Begründung dieser Behauptung findet sich dort nicht; sie sei daher hier nachgeholt.

---

\*) H. Haalck: Über das Vorhandensein einer magnetischen Wirkung durch rotierende Massen und die Ursache des Erd- und Sonnenmagnetismus. Zeitschr. f. Geophys. 5, 359 (1929).

\*\*) T. Schlomka: Gravitation und Erdmagnetismus. Teil I. Greifswalder Habilitationsschrift; erscheint demnächst in Gerl. Beitr. z. Geophys.

Herrn Haalcks Theorie beruht auf der geometrischen Tatsache, daß bei der Umlaufbewegung eines Elektrons  $E$  um seinen Atomkern  $K$  zwar der mittlere Abstand des Elektrons  $E$  von einer außerhalb des betrachteten Atoms liegenden Körperachse  $AB$  zahlenmäßig mit dem Abstand des Kernes  $K$  von dieser Achse übereinstimmt ( $\overline{\rho'_v} = \rho$ ), daß aber das Mittel des Elektronen-Abstandsquadrates verschieden ist von dem Kern-Abstandsquadrate ( $\overline{\rho_v'^2} > \rho^2$ ). Da die Elektronenbahnen der einzelnen Atome im allgemeinen keine bevorzugten Lagen relativ zu  $AB$  haben, ist bei Betrachtung vieler Atome die Mittelwert-

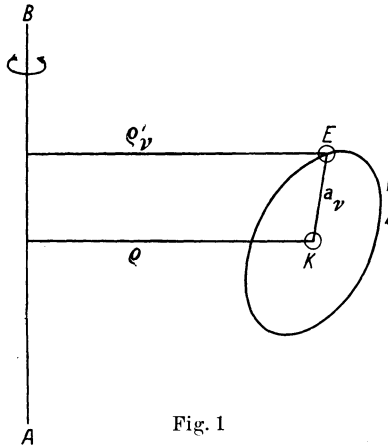


Fig. 1

bildung für  $\rho_v'^2$  so vorzunehmen, als ob das Elektron jeden Punkt einer Kugel um  $K$  mit  $a_v$  als Radius gleich häufig einnähme. Man erhält dann\*)

$$\overline{\rho_v'^2} = \rho^2 \cdot \left( 1 + \frac{2}{3} \frac{a_v^2}{\rho^2} \right) \dots \dots \dots (A)$$

\*) Herr Haalck erhält statt dessen die Reihenentwicklung

$$\overline{\rho_v'^2} = \rho^2 \left( 1 + \frac{2}{3} \frac{a_v^2}{\rho^2} + \dots \right).$$

Das ist aber nicht richtig; die obige Gleichung (A) gilt in Strenge. — Ebenso müssen in den Haalckschen Gleichungen seiner Anmerkung von S. 362 die Reihenpunkte fortfallen; die dortigen Klammerausdrücke mit nur je zwei Gliedern sind in Strenge gültig. Herrn Haalcks Reihenpunkte kommen daher, daß er den Ausdruck

$$\rho' = \sqrt{(\rho + a_v \cdot \cos \varphi \cdot \cos \psi)^2 + a_v^2 \cdot \cos^2 \varphi \cdot \sin^2 \psi}$$

rechts erst in eine Reihe nach Potenzen von  $a_v/\rho$  entwickelt und dann beide Seiten quadriert. Vermeidet man aber diesen unnötigen Umweg und quadriert die Gleichung unmittelbar, so ergibt sich in Strenge:

$$\rho'^2 = \rho^2 \cdot \left( 1 + 2 \cdot \frac{a_v}{\rho} \cdot \cos \varphi \cdot \cos \psi + \frac{a_v^2}{\rho^2} \cdot \cos^2 \varphi \right).$$

Aus dieser geometrischen Beziehung zieht Herr Haalek einen physikalischen Schluß: Rotiert das Atom um die Achse  $AB$  mit der Winkelgeschwindigkeit  $\omega$ , so erzeugt die Bewegung des Kernes  $K$  mit der Kernladungszahl  $z$  ( $z = \sum_{\nu=1}^n c_{\nu}$ , wenn  $c_{\nu}$  die Zahl der Elektronen auf der  $\nu$ -ten Schale bedeutet) ein magnetisches Moment

$$\mathfrak{M}_K = \frac{z \cdot e \cdot \omega}{2\pi} \cdot \rho^2 \cdot \pi,$$

während die Rotation der Bahnelektronen um die Achse  $AB$  das Moment

$$\mathfrak{M}_E = - \sum_{\nu=1}^n \frac{c_{\nu} \cdot e \cdot \omega}{2\pi} \cdot \overline{\rho_{\nu}^2} \cdot \pi$$

liefert. Das Gesamtmoment eines einzelnen Atoms

$$\mathfrak{M} = \mathfrak{M}_K + \mathfrak{M}_E$$

wird wegen Gleichung (A) gleich

$$- \frac{e \omega}{3} \cdot \sum_{\nu=1}^n c_{\nu} \cdot a_{\nu}^2.$$

Hieraus erhält man schließlich unter Benutzung der Loschmidtschen Zahl  $L$ , des Atomgewichtes  $A$  und des spezifischen Gewichtes  $\sigma$  als magnetisches Moment der Volumeneinheit (Magnetisierungsdichte) die Haalecksche Beziehung

$$\mu = - \frac{e \cdot \omega \cdot L \cdot \sigma}{3 \cdot A} \cdot \sum_{\nu=1}^n c_{\nu} \cdot a_{\nu}^2. \quad \dots \dots \dots (1)$$

Bei der numerischen Anwendung dieser Gleichung ist jedoch zu beachten, daß man die Elementarladung  $e$  in elektromagnetischen Einheiten ( $e = 1.591 \cdot 10^{-20} \text{ g}^{1/2} \cdot \text{cm}^{1/2}$ ) messen muß, wenn man die Magnetisierungsdichte  $\mu$  in Gauß [ $\text{cm}^{-1/2} \cdot \text{g}^{1/2} \cdot \text{sec}^{-1}$ ] erhalten will; hiervon überzeugt man sich am einfachsten durch Dimensionsbetrachtungen. Herr Haalek verwendet jedoch irrümlicherweise bei allen seinen Schlüssen für  $e$  den  $3 \cdot 10^{10}$  mal so großen elektrostatischen Wert ( $e = 4.774 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^{3/2} \cdot \text{g}^{1/2} \cdot \text{sec}^{-1}$ ). Vermeidet man diesen Fehler, so läßt sich aus Gleichung (1) folgendes schließen:

Wenn alle Bahnelektronen auf der äußersten Bahn, dem Atomradius, kreisen würden, so ergäbe sich für  $\mu$  ein Maximalwert. Die Atomradien sind ungefähr bekannt und von der Größenordnung  $2 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$  [vgl. z. B. eine diesbezügliche Tabelle bei K. C. Mazumder\*), in der die Atomradien von 24 Elementen nach der alten und nach der neuen Quantentheorie auf verschiedene Arten berechnet

---

\*) K. C. Mazumder: Atomdimensionen und die Quantentheorien. Zeitschr. f. Phys. 66, 119–121 (1930).

worden sind]. Bei der verhältnismäßig großen Kernladungszahl von

$$z = \sum_{v=1}^n c_v = 60$$

wäre also

$$\left( \sum_{v=1}^n c_v \cdot a_v^2 \right)_{\max} = 60 \cdot 2^2 \cdot 10^{-16} = 24 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2.$$

Das Atomvolumen  $A/\sigma$  ist von der Größenordnung  $20 \text{ cm}^3$  (vgl. z. B. eine diesbezügliche Tabelle aller Elemente bei Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien, 3. Aufl., Braunschweig 1922, S. 122; den Minimalwert hat Bor mit  $4.4 \text{ cm}^3$ , den Maximalwert Cäsium mit  $70.6 \text{ cm}^3$ ). Mit  $\omega = 73 \cdot 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$  und  $L = 6.06 \cdot 10^{23}$  ergibt sich dann

$$\mu_{\max} = 0.028 \cdot 10^{-14} \text{ Gauß.}$$

Wenn aber der rotationssymmetrische Anteil des erdmagnetischen Feldes von einer homogenen Magnetisierung des ganzen Erdkörpers herrühren würde, so müßte nach den an der Erdoberfläche beobachteten Feldstärken die mittlere Magnetisierungsdichte  $\mu$  den Wert  $0.08 \text{ Gauß}$  haben. Der aus Herrn Haalcks Theorie sich bei der rotierenden Erde günstigstenfalls ergebende Wert  $\mu_{\max}$  ist demnach mindestens  $10^{14}$  mal zu klein.

Auch die bei Laboratoriumsversuchen möglichen größeren Werte von  $\omega$  können den Wert von  $\mu_{\max}$  nicht derart heraufsetzen, daß er experimentell meßbar würde (für 200 Umdrehungen in der Sekunde ergibt sich bei Benutzung der obigen Zahlenwerte  $\mu_{\max} \sim 5 \cdot 10^{-9} \text{ Gauß}$ ). Der von Herrn Haalck herangezogene magnetische Rotationseffekt dürfte demnach weder in der allgemeinen, noch in der kosmischen Physik irgendeine Rolle spielen.

Greifswald, Physikalisches Institut der Universität, November 1931.

---

## Erwiderung

Von **H. Haalek**, Potsdam

Was zunächst die von mir für das Vorhandensein des rotationsmagnetischen Effektes abgeleitete Formel:

$$\mu = - \frac{ewL\sigma}{3A} \sum_{v=1}^{v=n} c_v a_v^2 \dots$$

anbelangt, so war es mir bekannt, daß die Formel bei den angegebenen Voraussetzungen nicht nur angenähert, sondern sogar streng gilt — was ja auch aus den Formeln S. 361 klar ersichtlich ist. Trotzdem habe ich die Reihenpunkte der Reihenentwicklung stehenlassen, weil in Wirklichkeit infolge der nicht mitberücksichtigten Exzentrizität der Elektronenbahnen, der Mitbewegung der Atomkerne usw. doch noch höhere Glieder kleinerer Ordnung vorhanden sein müssen.

Die Richtigkeit meiner mathematischen Beweisführung für das Vorhandensein des rotationsmagnetischen Effektes wird von Herrn Schlomka anerkannt. Bei der Einsetzung der numerischen Daten habe ich jedoch, worauf Herr Schlomka richtig hinweist, das elektrische Elementarquantum irrtümlicherweise in elektrostatischen statt in elektromagnetischen Einheiten ausgedrückt. Infolgedessen ergibt sich, daß der rotationsmagnetische Effekt für Eisen um mehr als von der Größenordnung  $10^{-5}$  kleiner sein muß als die magneto-mechanische Wirkung der Elektronen. Auf die Tatsache, daß der rotationsmagnetische Effekt den Erd- bzw. Sonnenmagnetismus bei dem Verhalten der Materie in dem bekannten Bereich der Temperatur- und Druckverhältnisse nicht erklären kann, wurde von mir bereits hingewiesen (vgl. S. 365). Dagegen bleibt die Möglichkeit, die Ursache des Erd- bzw. Sonnenmagnetismus physikalisch zu erklären durch die Beschaffenheit der unter dem Einfluß der hohen Temperaturen und Drucken stehenden Materie im Erd- bzw. Sonnenkern (vgl. z. B. meinen Aufsatz im Jahrg. 7, 1930, Heft 1/2 dieser Zeitschr.) — sei es nun infolge der magneto-mechanischen Wirkung der Elektronen oder sei es des rotationsmagnetischen Effektes — bestehen, auch für den geänderten numerischen Wert. Mehr als eine Erörterung einer solchen Möglichkeit kann es, da das Kernfeld eben doch hypothetischen Charakters ist, naturgemäß nicht bedeuten.

---



## Untersuchungen über die elektrische Raumladung und das elektrische Feld am Boden

Von **Irmgard Hahnfeld**, Göttingen — (Mit 10 Abbildungen)

Ein Instrument zur automatischen Registrierung der Erdoberflächenladung wurde konstruiert, Parallelregistrierungen von Luftpotential, Raumladung und Oberflächenladung ausgeführt. Die Theorie der Instrumente wurde diskutiert, sodann auf Grund der Potentialtheorie aus den Beobachtungen eine Raumladungsschicht am Boden nachgewiesen und ihre Dicke (wenige Meter) errechnet. Innerhalb dieser läßt sich unmittelbar am Boden eine zweite, wenige Dezimeter dicke Schicht von zehnmal höherer Raumladungsdichte vermuten.

Das Ziel der Arbeit war, die Beziehungen zwischen elektrischer Raumladung und dem elektrischen Feld am Boden zu untersuchen. Zu diesem Zwecke wurde folgendes photographisch registriert:

1. die elektrische Oberflächenladung der Erde,
2. die elektrische Raumladung der Luft,
3. die Potentialdifferenz zwischen der Erdoberfläche und einem Punkt in der Luft  $h$  m über dem Boden.

**I. Die Apparatur.** a) Der Raumladungskäfig. Die elektrische Raumladung  $\rho$  am Boden wurde nach der Thomsonschen Methode in einem geerdeten kugelförmigen Drahtkäfig von  $1 \text{ m}^3$  Rauminhalt gemessen. Als Kollektor diente eine Ioniumsonde, später eine Radiothorsonde (II), zur Registrierung wurde ein Lindemann-Elektrometer benutzt.

b) Die Luftpotentialsonde. Unter Benutzung einer Radiothorsonde (I) wurde die Potentialdifferenz  $V_h$  (kurz „Luftpotential“) in der Höhe  $h$  über dem Boden gegen die Erde gemessen.  $dV/dh = V_h/h$  ergibt den mittleren Potentialgradienten. Registriert wurde mit einem Pohlschen Einfadenelektrometer.

c) Der Erdladungsapparat. Zur automatischen Registrierung der Erdoberflächenladung  $\sigma$  wurde ein neuer Apparat konstruiert. Dieser ist aus dem von H. Mothes\*) \*\*) benutzten weiter entwickelt, der im Prinzip auf die Anordnung von Peltier zurückgeht.

Über einer runden Grundplatte ( $G$ ) aus Messing von 60 cm Durchmesser, welche dauernd geerdet ist und zunächst die Erdoberfläche ersetzen soll, befinden sich isoliert zwei Messingquadranten ( $M$ ), die sich diametral gegenüberstehen. Untereinander und mit der Nadel eines Lindemann-Elektrometers sind sie leitend verbunden. Der Flächeninhalt der beiden Quadranten beträgt  $1115 \text{ cm}^2$ , ihr Abstand von der Grundplatte 2 cm. Zwei sich diametral gegenüberstehende,

\*) H. Mothes: Göttinger Nachr., math.-phys. Klasse 1, 49 (1931.)

\*\*) C. Ramsauer: Ann. d. Phys. (4) 75, 449 (1924).

mit der Erde leitend verbundene Aluminiumflügel (*A*) über den Quadranten können durch einen Elektromotor in Rotation versetzt werden.

Während eines Umlaufs der Flügel liegen die Quadranten zweimal ganz frei, und zweimal sind sie völlig von den Flügeln überdeckt. Die an den hinteren Flügelkanten befindlichen Schleifbürsten (*Schl.*) erden die Quadranten, während die Flügelenden über die Quadranten hinstreichen, also während der Freilegung der Quadranten. Die völlig bedeckten und die ganz freien Quadranten sind nicht geerdet. Im letzten Augenblick vor der völligen Freilegung erhalten die Quadranten die ihnen zukommende Ladung  $Q$  von der Erde. Die Potentialdifferenz gegen Erde ist Null (Verbindung mit der Erde). Bei der Überdeckung hat der Apparat die Kapazität  $C$ , die auf den Quadranten befindliche Ladung  $Q$  erteilt ihnen

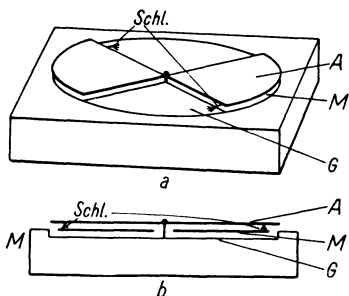


Fig. 1. Erdladungsapparat

das Potential  $V$  gegen Erde, welches vom Elektrometer angezeigt wird.  $Q$  berechnet sich nach

$$Q = C \cdot V.$$

Ist  $A$  die Größe der Quadranten, so ist die gesuchte Flächenladungsdichte

$$\sigma = Q/A.$$

Aus der bekannten Beziehung  $dV/dh = -4\pi\sigma$  ergibt sich das Potentialgefälle unmittelbar am Boden\*).

Die Umlaufzeit der Flügel beträgt 4 sec. Kürzer darf sie nicht sein, da das zum Messen benutzte Lindemann-Elektrometer, das während eines Umlaufs zweimal die Erdladung registrieren soll, eine Einstelldauer von 0.8 sec hat. Durch eine feste Zahnradübertragung zwischen dem Motor und der Flügelachse werden störende Windeinflüsse überwunden.

Die Kapazität des Apparates wurde mit Hilfe eines Harmschen Kondensators\*\*) durch Ladungsteilung bestimmt. Sie beträgt bei bedeckten Sektoren  $352 \text{ cm} \pm 0.4\%$  mittlerem Fehler.

Die Prüfung des Apparates im künstlichen Feld ergab eine lineare Abhängigkeit der beobachteten Elektrometerausschläge von den angelegten Feldstärken. Dabei zeigte sich im Felde  $0 \text{ V/m}$  ein Ausschlag von  $+0.2 \text{ Volt}$ , und die einzige Möglichkeit, einen derartigen Effekt zu erklären, war die Annahme einer Kontaktspannung  $V_x$  zwischen der Grundplatte und den Quadranten, trotzdem diese alle aus Messing bestehen\*\*\*).

\*) Wir setzen hier voraus, daß der Apparat das Feld nicht deformiert. Um ein homogenes Feld über den Quadranten zu erhalten, wurde der Apparat mit einem Schutzring versehen.

\*\*) F. Harms: Phys. Zeitschr. **5**, 47–50 (1904).

\*\*\*) Über Kontaktpotentiale an gleichen Metallen und ihre Ursache hat W. Ende berichtet. Phys. Zeitschr. **30**, 477–480 (1929).

Nimmt man an, daß diese Spannung zwischen Grundplatte und Erde liegt, so beträgt die bei Erdung der unbedeckten Quadranten auf diesen sitzende Ladung:

$$Q = C_1 \cdot V_x$$

( $C_1$  = Kapazität der Apparatur bei unbedeckten Quadranten). Das Elektrometer zeigt hierbei keinen Ausschlag.

Wird die Verbindung zwischen Erde und Quadranten gelöst und werden letztere bedeckt (Kapazität  $C_2$ ), so ist, wenn das Elektrometer die Spannung  $V$  (= 0.2 Volt) anzeigt,

$$Q = C_2 \cdot (V_x + V).$$

Aus den beiden Gleichungen läßt sich  $V_x$  mit Hilfe der experimentell bestimmten Werte von  $C_1$  und  $C_2$  berechnen. Es ergab sich  $V_x = -0.95$  Volt, d. h. die Kontaktspannung der Grundplatte gegen die Erde betrug 0.95 Volt.

Um bei geringer Laufgeschwindigkeit des Films (0.4 cm/min) gute Aufzeichnungen zu erhalten, wurde eine Vorrichtung eingebaut, die die Flügel zum Stehen bringt, wenn die Quadranten gerade überdeckt sind. Die Arretierung wird nach angemessener Zeit durch ein Uhrwerk gelöst. Die Dauer des Stillstandes kann zwischen 5 sec und 1 Min. gewählt und an dem Uhrwerk leicht eingestellt werden. Die Aufzeichnung besteht nur aus den Punkten, die das Elektrometer bei völlig bedeckten Quadranten registriert.

Der ganze Erdladungsapparat wurde in einen Aluminiumkasten eingekleidet. Eine Aluminiumplatte von 80 · 80 cm<sup>2</sup> Größe wurde mit einem kreisförmigen Loch von 60 cm Durchmesser versehen und in gleicher Höhe mit den Quadranten um den Apparat gelegt. Sie soll als Schutzring die Deformation des Feldes an den Rändern der Quadranten herabsetzen. An den Seiten wurden Aluminiumwände angebracht, von denen zwei gegenüberliegende aufgeklappt werden konnten.

d) Die Aufstellung der Apparatur. Die Registrierungen von  $V$  und  $q$  wurden zunächst auf der Plattform auf dem Dache und später auf der Wiese des Geophysikalischen Instituts ausgeführt. Die Elektrometer und der Lichtschreiber befanden sich in einer kleinen Holzhütte. Sämtliche Elektrometer und ihre Zuleitungen waren durch geerdete Drahtnetze gegeneinander elektrostatisch geschützt. Die Erdung war auf dem Turm an den Blitzableiter, auf der Wiese an ein einige Meter tief in die Erde gehendes totes Kabel angeschlossen. Die Isolation bestand aus poliertem Bernstein und wurde vor jeder Registrierung mit einem Fön getrocknet und dann geprüft.

Die Elektrometer wurden vor jeder Registrierung geeicht und geerdet, nach jeder Registrierung geerdet. Eich- und Erdungspunkte wurden mitregistriert. Die Empfindlichkeit der Elektrometer konnte leicht durch Änderung der Hilfsspannung an den Schneiden bzw. den Quadranten variiert werden. Die Einstell-dauer war in allen Fällen kleiner als eine Sekunde.

Es wurden die Kapazitäten  $c$  der Anordnungen, die Leitwerte  $\lambda$ , die Halbwertezeiten  $t_H$  und die Relaxationszeiten  $\tau$  experimentell bestimmt. Diese sind:

	Radiothor- kollektor I	Ionium- kollektor	Radiothor- kollektor II	Meßort
$c$	39 cm	20 cm	—	} Plattform
$\tau$	2.67 sec	15.4 sec	—	
$t_H$	1.86 sec	10.7 sec	—	
$\lambda$	14.6 cm/sec	1.3 cm/sec	—	
$c$	36 cm	—	20 cm	} Wiese
$\tau$	2.54 sec	—	1.7 sec	
$t_H$	1.74 sec	—	1.1 sec	
$\lambda$	14.6 cm/sec	—	11.8 cm/sec	

Das Feld auf der Wiese ist sehr schwach, da sie klein und von hohen Bäumen umgeben ist. Deshalb erwies es sich als notwendig, die Angaben der drei Apparaturen (Erldladungsapparat, Potentialsonde und Käfig) auf einer großen Wiese in der Nähe des Instituts zu vergleichen.

**II. Über die Trägheit der radioaktiven Sonden.** Bei schnellen Schwankungen hinkt die Aufzeichnung der Raumladung (Ioniumsonde,  $t_H = 10.7$  sec) der des Luftpotentials (Radiothorsonde,  $t_H = 1.9$  sec) zeitlich nach. Die Amplituden von  $\varrho$  werden dabei stärker verzerrt als die von  $V$ . Will man sie zeitlich aufeinander beziehen, so muß man wissen, um welche Zeit die eine Aufzeichnung der anderen nachhinkt.

Grundsätzlich kann man bei zwei oder mehreren Systemen  $\lambda$  und  $c$  stets so wählen, daß bei beiden Sonden  $\tau$  bzw.  $t_H$  gleichen Wert erhält. Indessen wird das oftmals praktisch auf Schwierigkeiten stoßen. Dann sind Überlegungen der nachfolgenden Art notwendig, so daß ihnen allgemeinere Bedeutung zukommt.

a) Die Theorie\*). Für die Aufladung einer radioaktiven Sonde im elektrischen Felde gilt ganz allgemein die Beziehung:

$$\frac{dV_S}{dt} = \frac{1}{\tau} (V_R - V_S) \dots \dots \dots (1)$$

( $\tau = c/\lambda =$  Relaxationszeit des Systems), worin  $V_R$  bzw.  $V_S$  das Potential im Referenzpunkt bzw. das Potential der Sonde bedeuten.

Setzt man voraus, daß  $V_R$  sinusförmig verläuft ( $V_R = A_1 \cdot \sin \omega t$ ) — das ist zwar selten erfüllt, jedoch wird man häufig eine Schwankung wie eine halbe Sinusschwingung behandeln können —, so erhält man als Lösung von (1):

$$V_S = A_2 \cdot \sin \omega(t - \delta) + C \cdot e^{-t/\tau}.$$

Hierin ist:

$$\omega \delta = \arctg \omega \tau \dots \dots \dots (a)$$

\*) Über die Theorie der Kollektoren siehe auch die Ausführungen von H. Bendorf: Wiener Sitzungsber. IIa, 118, 15 (1909).

der Phasenwinkel und

$$\delta = \frac{\arctg \omega \tau}{\omega}$$

die gesuchte Zeitkonstante.

$(\omega \delta)$  liegt zwischen Null und  $\pi/2$ , da sowohl

$$\sin \omega \delta = \frac{\omega \tau}{\sqrt{\omega^2 \tau^2 + 1}}$$

und

$$\cos \omega \delta = \frac{1}{\sqrt{\omega^2 \tau^2 + 1}}$$

stets positiv sind.

$$A_2 = A_1 \cdot \frac{1}{\sqrt{\omega^2 \tau^2 + 1}} \dots \dots \dots (b)$$

ist die Amplitude der erzwungenen Schwingung und

$$C = V_S(0) + A_2 \cdot \sin \omega \delta, \dots \dots \dots (c)$$

wobei  $V_S(0)$  das Sondenpotential bei Beginn der neuen Schwingung ( $t = 0$ ) bedeutet.

Wir gehen nun zur Diskussion der Formeln (a) bis (c) über.

$$\omega \delta = \arctg \omega \tau = \arctg \frac{2 \pi}{\mathfrak{T}} \cdot \tau \dots \dots \dots (a)$$

( $\mathfrak{T}$  = Periode der Schwingung von  $V_R$ ). Eine nähere Betrachtung von

$$(\omega \delta), \frac{d(\omega \delta)}{d\mathfrak{T}}, \frac{d\delta}{d\mathfrak{T}} \text{ und } \frac{d^2\delta}{d\mathfrak{T}^2}$$

ergibt den Verlauf der in Fig. 2 in Abhängigkeit von  $\mathfrak{T}/\tau$  graphisch dargestellten Funktionen  $(\omega \delta)$  und  $\delta$ .

Die Funktion  $(\omega \delta)$  verläuft monoton, ihr Anfangswert ( $\mathfrak{T} = 0$ ) beträgt  $\pi/2$ , sie fällt zunächst steil, wird flacher und erreicht schließlich den Grenzwert Null.

Die Zeitkonstante

$$\delta = \frac{\arctg \frac{2 \pi}{\mathfrak{T}} \cdot \tau}{2 \pi / \mathfrak{T}}$$

ist monoton steigend bei abnehmender Neigung. Ihre Anfangsneigung ist unabhängig von  $\tau$  und beträgt  $1/4$ . Für  $\mathfrak{T} = 0$  erhält man  $\delta = 0$ , für  $\mathfrak{T} \rightarrow \infty$  ergibt sich der Grenzwert

$$\delta_{\mathfrak{T} \rightarrow \infty} = \tau = \frac{c}{\lambda}$$

Das bedeutet:

Bei langsamen Schwingungen ( $\mathfrak{T} \rightarrow \infty$ ) hinkt das Sondenpotential dem Potential des Referenzpunktes um die Relaxationszeit der Sonde nach\*). Praktisch, d. h. bis auf 5%, ist das schon bei Schwingungen der Periode  $\mathfrak{T} = 12.5 \cdot \tau$  erfüllt.

Uns interessiert hier besonders die Differenz der Zeitkonstanten  $\delta_{(\tau_2)} - \delta_{(\tau_1)}$ , wobei  $\tau_1$  und  $\tau_2$  die Relaxationszeiten der beiden zu den Parallelregistrierungen von Luftpotential und Raumladung verwendeten Sonden sind. Es soll  $\tau_2 > \tau_1$  sein.

Es ist

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left( \frac{\partial \delta}{\partial \mathfrak{T}} \right) = \frac{8 \pi^2 \tau^2}{\mathfrak{T} (\mathfrak{T}^2 + 4 \pi^2 \tau^2)}$$

stets positiv, daher hat für ein und dasselbe  $\mathfrak{T}$  diejenige Kurve die größere Neigung, die dem größeren  $\tau$  entspricht. Hieraus geht hervor, daß die Differenz  $\delta_{(\tau_2)} - \delta_{(\tau_1)}$

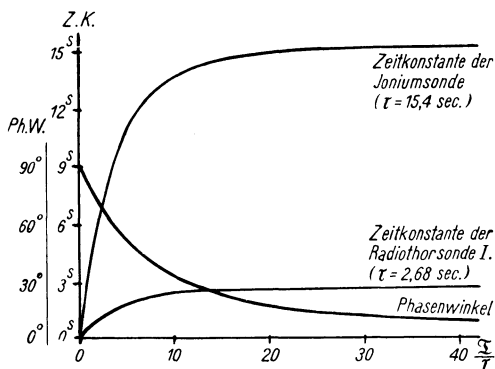


Fig. 2.

Phasenwinkel und Zeitkonstante der Ionium- und Radiothorsonde I als Funktion von  $\mathfrak{T}/\tau$

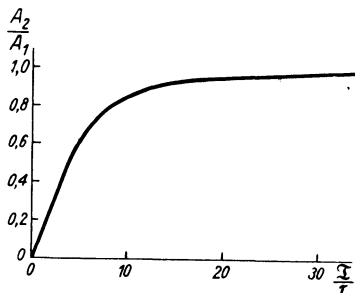


Fig. 3. Amplitudenverhältnis der erzwungenen ( $A_2$ ) zur erregenden ( $A_1$ ) Schwingung als Funktion von  $\mathfrak{T}/\tau$

bei zunehmendem  $\mathfrak{T}$  steigt und für  $\mathfrak{T} \rightarrow \infty$  ihren größten Wert, nämlich  $(\tau_2 - \tau_1)$  erreicht.

Gehen wir nun zu (b) über:

$$A_2 = \frac{A_1}{\sqrt{\omega^2 \tau^2 + 1}} = A_1 \cdot \frac{\mathfrak{T}}{\sqrt{\mathfrak{T}^2 + 4 \pi^2 \tau^2}} \dots \dots \dots (b)$$

Es ist

$$\frac{A_2}{A_1} = \frac{\mathfrak{T}}{\sqrt{\mathfrak{T}^2 + 4 \pi^2 \tau^2}} < 1,$$

ferner

$$\frac{A_2}{A_1} = \begin{cases} 0 & \text{für } \mathfrak{T} = 0 \\ 1 & \text{„ } \mathfrak{T} \rightarrow \infty, \end{cases}$$

\*) Vgl. H. Benndorf: Überall da, wo die Registrierkurve im Intervall merklich geradlinig ist, hinkt das Potential  $V_S$  dem wahren Wert um  $\tau$  sec nach. [Bei langsamen Schwingungen ( $\mathfrak{T}$  sehr groß gegen  $\tau$ ) kann man einen großen Teil der Kurve als geradlinig ansehen.]

d. h. kurze Schwankungen werden gar nicht auf die Sonde übertragen, sehr langsame dagegen mit unverzerrter Amplitude. Für  $\mathfrak{T} \geq 18.8 \tau$  ist  $A_2 \geq 0.95 A_1$ , der Fehler der Aufzeichnung also kleiner als 5%.

Aus

$$\frac{A_2}{A_1} \quad \text{und} \quad \frac{d A_2/A_1}{d \mathfrak{T}}$$

folgt, daß  $A_2/A_1$  als Funktion von  $\mathfrak{T}/\tau$  bei abnehmender Neigung monoton steigt (vgl. Fig. 3).

In Fig. 4 sind die erregenden und erzwungenen Schwingungen für  $\mathfrak{T} = 5 \tau$  und  $\mathfrak{T} = 10 \tau$  nach (a) und (b) dargestellt. Die Extrema der erzwungenen Schwingung liegen im Schnitt der beiden Kurven. Dies gilt allgemein auch bei nichtsinusförmigen Schwankungen, wie man leicht aus (1) ablesen kann. Es bedeutet, daß die Kurve der erzwungenen Schwingung steigt, solange  $V_R$  größer als  $V_S$  ist und umgekehrt.

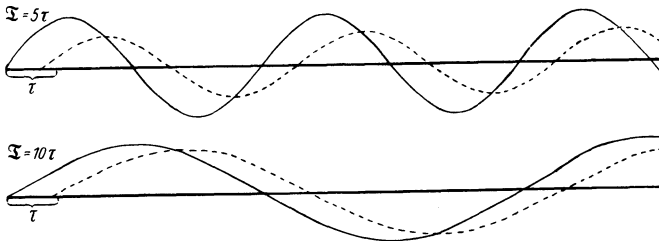


Fig. 4.  $V_R$  (ausgezogen) und  $V_S$  (gestrichelt) für  $\mathfrak{T} = 5 \tau$  und  $\mathfrak{T} = 10 \tau$

Zum Schluß der allgemeinen Betrachtung sei noch auf die Formel (c) eingegangen.  $C$  wurde bestimmt zu

$$C = V_S(0) + A_2 \cdot \sin \omega \delta.$$

Das Glied  $C \cdot e^{-t/\tau}$  ist in einer Zeit von  $\tau \cdot (-\ln 0.05)$  bis auf 5% seines Anfangswertes abgeklungen. Wählt man  $\tau$  so, daß die Aufladezeit  $t_1 = \tau \cdot (-\ln 0.05)$  klein ist gegen die Periode der Schwingung, die man untersuchen will, so kann das Glied  $C \cdot e^{-t/\tau}$  neben dem Hauptgliede  $A_2 \cdot \sin \omega(t - \delta)$  vernachlässigt werden, falls  $C$  etwa die Größe von  $A_2$  besitzt. Es kann jedoch auch der Fall eintreten, daß  $V_S(0)$  groß gegen  $A_2$  ist, z. B. wenn unmittelbar auf eine Schwingung großer Amplitude eine andere mit beträchtlich kleinerer Amplitude folgt. Das Glied  $C \cdot e^{-t/\tau}$  macht sich derart bemerkbar, daß einer fallenden Exponentialfunktion, deren Steilheit der Relaxationszeit der Apparatur entspricht, sich kleine Schwingungen der Amplitude  $A_2$  überlagern. Dann ist der exponentielle Abfall der registrierten Kurve durch die Trägheit der Apparatur vorgetäuscht. Hierauf ist gegebenenfalls Rücksicht zu nehmen.

b) Anwendung der Theorie auf die Registrierungen. Tabelle 1 gibt die Zeitkonstanten  $\delta$  für die Radiothorsonde I und die Ioniumsonde sowie die Differenz der beiden Zeitkonstanten an.

Tabelle 1

$\tau$ sec	$\delta_{\text{Ra Th I}}$ $\tau = 2.67 \text{ sec}$	$\delta_{\text{Ionium}}$ $\tau = 15.4 \text{ sec}$	$\delta_I - \delta_{\text{Ra Th}}$
0	0	0	0
20	2.26	4.36	2.10
40	2.54	7.52	5.0
80	2.64	11.22	8.6
120	2.66	13.04	10.4
160	2.67	13.98	11.3
240	2.67	14.80	12.1
400	2.67	15.24	12.6
600	2.67	15.42	12.75

Eine gleichzeitige Registrierung von Luftpotential und Raumladung auf der Plattform am 17. Dezember 1930 ergab:

$\rho$  verläuft während der Registrierdauer von 2 Stunden im allgemeinen ruhig, bisweilen zeigen sich kurze Schwankungen von etwa 15 sec Dauer (die entsprechende Periode beträgt 30 sec).  $V$  verläuft etwas weniger ruhig unter dem Einfluß der st-cu-Decke. Die Schwankungen in  $V$  sind von der Dauer einiger Minuten. Ihnen überlagert findet man deutlich Schwankungen in demselben kurzen Rhythmus wie bei  $\rho$ . Diese können ihre Ursache in den Raumladungsschwankungen haben. In der Registrierung erscheinen sie, abgesehen von der Parallaxe, in  $V$  3 bis 4 sec früher als in  $\rho$ . Nach Tabelle 1 ist für  $\tau = 30 \text{ sec}$  eine Verspätung von 3.5 sec für  $\rho$  gegenüber  $V$  zu erwarten. Dies kann als Bestätigung für die Anwendbarkeit der oben entwickelten Theorie gelten.

Der größtmögliche Wert von  $\delta_I - \delta_{\text{Ra Th}}$  beträgt 12.7 sec. Dies kann schon bei Perioden von einigen Minuten vernachlässigt werden.

Die Amplitudenverhältnisse  $A_2/A_1$  sind für den Radiothorkollektor I und den Ioniumkollektor in Tabelle 2 angegeben.

Tabelle 2

Periode sec	$A_2/A_1$ in $\%$ (Ra Th I) $\tau = 2.67 \text{ sec}$	$A_2/A_1$ in $\%$ (Ionium) $\tau = 15.4 \text{ sec}$
0	0	0
10	51.2	10.3
20	76.1	20.7
40	92.4	38.2
60	96.6	52.6
100	98.6	71.9
140	99.4	82.2
180	Grenz-	88.1
240	wert	92.8
320	100	95.8

Bei Perioden von  $\tau = 10 \text{ sec}$  werden die Amplituden der Schwankungen vom Radiothorkollektor I ( $\tau = 2.67 \text{ sec}$ ) mit 51 %, vom Ioniumkollektor ( $\tau = 15.4 \text{ sec}$ ) mit nur 10 % aufgezeichnet, für  $\tau = 100 \text{ sec}$  mit 99 % bzw. 72 %.



Bei der Aufstellung wurden später zwei RaTh-Sonden benutzt, für Luftpotential RaTh I ( $\tau_1 = 2.5$  sec), für Raumladung RaTh II ( $\tau_2 = 1.7$  sec). Die maximale Verspätung beträgt jetzt:

$$\delta_{\text{RaTh I}} - \delta_{\text{RaTh II}} = 0,8 \text{ sec.}$$

und entspricht 0.05 mm auf dem Film.

Amplituden von Schwingungen, deren Periode die Dauer von  $18.8 \tau$  sec übersteigt, werden praktisch unverkleinert (95%) aufgezeichnet. Für den Radiothorkollektor I, dessen Relaxationszeit die größere ist, beträgt diese kritische Periode 48 sec. Bei kürzeren Perioden muß eine Korrektion an den Amplituden angebracht werden.

**III. Die Versuchsergebnisse der Parallelregistrierungen von Luftpotential und Raumladung auf der Plattform und auf der Wiese.** a) Qualitative Ergebnisse. Der zeitliche Verlauf von  $V$  und  $\rho$  zeigt im allgemeinen keine Ähnlichkeit. Nur bei Störungen der Raumladung am Boden, bei Regen und schlechter Sicht, tritt bisweilen eine Ähnlichkeit in beiden Kurven auf, die dann aber auch sehr ausgeprägt ist\*).

Im allgemeinen ist eine Abbildung der Änderung der bodennahen Raumladungen im Verlauf des Luftpotentials nicht zu erwarten, denn das Luftpotential hängt von den gesamten Raumladungen der Luft und von der Eigenladung der Erde ab. Meistens verläuft  $\rho$  am Boden wesentlich ruhiger als  $V$  und gibt daher zu diesem einen nahezu konstanten Beitrag. Ist  $\rho$  einmal rascheren Änderungen unterworfen, so brauchen sich diese in  $V$  nicht abzubilden, da sie oftmals von gleich starken oder gar stärkeren Änderungen der Eigenladung der Erde oder der übrigen Raumladungen (Wolken) überdeckt werden.

Die Raumladungsdichte auf der Wiese zeigt im allgemeinen einen sehr viel ruhigeren Verlauf als auf dem Turm. Das entspricht den geringeren Luftbewegungen auf der Wiese. Bei einigen Registrierungen verlaufen  $\rho$  und  $V$  gleichzeitig glatt, und dann zeigen sich wieder gleichzeitig in beiden Kurven kurze Zacken von etwa 15 sec Dauer, die jedoch zeitlich nicht immer zusammenfallen. Daraus kann man schließen, daß derartig kurze Luftpotentialschwankungen durch örtlich und zeitlich rasch variierende Raumladungsschwankungen hervorgerufen werden, die etwa durch die Windstruktur bedingt sind.

Die im Käfig gemessene Raumladungsdichte besitzt die Größenordnung  $10^{-7}$  ESE  $\text{cm}^{-3}$ . Mothes<sup>1)</sup> fand an ungestörten Tagen auf der Plattform einen Mittelwert von  $6.6 \cdot 10^{-7}$  ESE  $\text{cm}^{-3}$ . Ungefähr dieselbe Zahl ( $5.8 \cdot 10^{-7}$ ) fand auch Kähler in Potsdam<sup>5)</sup>.

Nach einer Schätzung von Benndorf\*\*) enthalten die unteren 50 m der Atmosphäre schon die Hälfte der gesamten Raumladung mit der mittleren Dichte

\*) Das fand auch H. Mothes.

\*\*) H. Benndorf: Wien-Harms Handb. d. Experimentalphys. 25, 1, Artikel: Atmosphärische Elektrizität, S. 262.

$3.5 \cdot 10^{-8}$  ESE  $\text{cm}^{-3}$ . Die hier im Käfig gemessene Dichte ( $6.6 \cdot 10^{-7}$ ) ist fast 20mal größer. Über den Raumladungen mit der Dichte  $6.6 \cdot 10^{-7}$  ESE  $\text{cm}^{-3}$  müssen also, wenn sich im Mittel die von Benndorf geschätzte Dichte ergeben soll, Raumladungen von geringerer Dichte liegen.

Experimentelle Untersuchungen über die Verteilung der Raumladung mit der Höhe liegen nur von Norinder\*) vor, die mit vielen Potentialsonden in verschiedenen Höhen bis zu 10 m ausgeführt wurden und im allgemeinen eine negative Raumladung über dem Boden ergaben, die im Sommer noch in 10 m Höhe festzustellen war, im Winter aber schon in 4.5 m Höhe endigte und von einer positiv geladenen Schicht abgelöst wurde.

Sonst ist experimentell bisher wenig über Änderungen von  $\rho$  mit der Höhe ermittelt worden.

b) Die Berechnung der Höhe der Raumladungsschicht am Boden. Einen gewissen Aufschluß über die Höhe der Raumladungsschicht am Boden kann man aus denjenigen Registrierungen erhalten, die eine starke Ähnlichkeit der zeitlichen Schwankungen von  $V$  und  $\rho$  aufweisen, allerdings nur unter der Voraussetzung, daß die Eigenladung der Erde und die Raumladung der höheren Luftschichten sich gleichzeitig praktisch nicht ändern. Diese Voraussetzung wird nicht immer ganz erfüllt sein, daher werden die zu berechnenden Einzelwerte eine Streuung aufweisen.

1. Ableitung der Formeln für die Berechnung der Schichthöhe der Raumladung am Boden. Die Erde sei zunächst als Kugel betrachtet. Die der Apparatur benachbarte Raumladung sei in erster Annäherung dargestellt als Stück einer die leitende Erde umgebenden Raumladungskugelschale von der Dicke  $H$  mit kreisförmiger Berandung. Der Beobachtungsort liege auf der Achse dieser sphärischen Kreisscheibe. Die Kreisscheibe sei in bezug auf  $\rho$  homogen, ihr sphärischer Radius  $a = R \cdot \psi$ , worin  $\psi$  der halbe Öffnungswinkel des Achsenchnittes ist, sei klein gegen den Erdradius  $R$ , so daß die Erdkrümmung vernachlässigt werden kann.

Durch eine äußere positive Raumladung wird in einer neutralen Erdkugel eine Ladungsteilung hervorgerufen, deren Wirkung auf einen Außenpunkt ersetzt werden kann durch das Zusammenwirken

1. einer nach der bekannten Methode der elektrischen Bilder zu bestimmenden negativen Ladung unter der Erdoberfläche und
2. einer positiven, im Erdmittelpunkt vereinigt zu denkenden Ladung vom gleichen Betrage wie 1.

Wird die Krümmung der Erde nicht berücksichtigt, so sind die Vernachlässigungen klein von der Ordnung  $(a/R)$  und, wenn man  $a$  kleiner als 1 km annimmt, von der Größenordnung  $10^{-4}$ . Die im Mittelpunkt zu denkende Ladung ist klein von der Ordnung  $(a/R)^2$ .

\*) H. Norinder: Geografiska Annaler 3, 1921, Häft 1/2.

Vernachlässigt man beides, so ist die weitere Betrachtung für eine ebene Kreisscheibe endlicher Dicke und Ausdehnung und deren elektrisches Bild an einer leitenden Platte durchzuführen.

Eine elektrische Punktladung  $\varepsilon$  im Abstand  $E$  von der leitenden Platte wird so gespiegelt, daß ihr Bild die Ladung  $-\varepsilon$  hat und wie ein optisches Spiegelbild in der Entfernung  $E$  hinter der Platte liegt. So spiegelt sich auch die ganze Schicht. Ihr Spiegelbild hat die Dichte  $-\rho$ , und sie hat denselben Radius und dieselbe Dicke wie die Raumladungsschicht.

Für die elektrische Kraft, die eine von der Raumladungsdichte  $\rho$  erfüllte Kreisscheibe auf eine positive Einheitsladung im Abstand  $c$  über dem Mittelpunkt der Deckfläche ausübt, gilt bis auf Glieder höherer Ordnung:

$$-\frac{dv}{dc} = 2\pi\rho \cdot b \left(1 - \frac{b+2c}{2a}\right) \dots \dots \dots (1)$$

worin  $v$  das Potential der geladenen Kreisscheibe,  $a$  der Radius und  $b$  die Dicke der Scheibe bedeuten\*).

Ist 
$$\frac{b+2c}{2a} < \frac{1}{10},$$

d. h.  $a > 5(b+2c)$ , so ist der Fehler, der durch die Vernachlässigung dieses Gliedes entsteht, kleiner als 10%. Begnügt man sich mit dieser Genauigkeit, so ergibt sich:

$$-\frac{dv}{dc} = 2\pi\rho \cdot b \dots \dots \dots (2)$$

Die Kreisscheibe wird hier durch eine unendlich ausgedehnte Platte ersetzt. Es sei für die weitere Berechnung zunächst angenommen, daß diese Vernachlässigung statthaft ist.

Die Raumladungsschicht wird von einer durch die Sonde (Aufpunkt) gehenden Ebene in zwei Teilschichten zerlegt. Die Höhe der Sonde über dem Boden sei  $h$ , die gesuchte Dicke der Schicht sei  $H$  (Fig. 5).

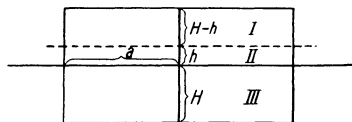


Fig. 5.  
Die Raumladungsschicht und ihr elektrisches Bild

Die Anziehungskräfte der Teilschicht oberhalb der Sonde (I) und der gespiegelten Schicht (III) im Referenzpunkt der Sonde sind gleichgerichtet und addieren sich daher, die Anziehungskraft der Teilschicht unterhalb der Sonde (II) ist ihnen entgegengesetzt gerichtet. Es ist

$$-\frac{dv}{dh} = -2\pi\rho H - 2\pi\rho \cdot (H-h) + 2\pi\rho \cdot h.$$

\*) Diese Formel ergibt sich aus der bekannten Darstellung der Anziehung einer Kreisscheibe auf einen Punkt der Achse. F. R. Helmert: Höhere Geodäsie II, S. 142.

Das Potentialgefälle im Referenzpunkt beträgt also:

$$-\frac{dv}{dh} = 4\pi\rho \cdot (H-h), \dots \dots \dots (4)$$

und mit Berücksichtigung der Eigenladung der Erde ist das gesamte Potentialgefälle

$$\frac{dV}{dh} = 4\pi\rho(H-h) - 4\pi\sigma, \dots \dots \dots (a)$$

wenn man den Beitrag der höheren Raumladungsschichten vernachlässigt.

Die Anziehung der Raumladungsschicht und ihres Spiegelbildes ist also gleich dem doppelten Betrag der Anziehung der über dem Aufpunkt liegenden Ladungen.

Aus (a) ergibt sich durch Integration das Potential zu

$$V = 4\pi\rho h\left(H - \frac{h}{2}\right) - 4\pi\sigma \cdot h \dots \dots \dots (b)$$

Liegt der Aufpunkt oberhalb der Raumladungsschicht, so heben sich die Anziehungswirkungen der Raumladung und ihres Spiegelbildes auf, d. h. eine am Boden befindliche Raumladungsschicht gibt keinen Beitrag zum Gefälle in

einem über ihr gelegenen Punkt, solange man die Kreisscheibe als unendlich ausgedehnt betrachten darf. Es ist dann

$$dV/dh = -4\pi\sigma.$$

Das Potential im Aufpunkt ergibt sich zu

$$V = -4\pi\sigma \cdot h + 2\pi\rho \cdot H^2,$$

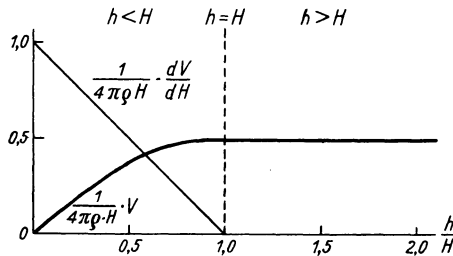


Fig. 6.  $1/4\pi\rho H \cdot dV/dh$  und  $1/4\pi\rho H^2 \cdot V$  für die Raumladungsschicht als Funktion von  $h/H$

d. h. der Beitrag der Raumladungsschicht zum Potential hängt nur von

der Raumladungsdichte der Schicht und ihrer Dicke, nicht aber von der Höhe des Aufpunktes über der Schicht ab. In Fig. 6 ist  $dV/dh \cdot 1/4\pi\rho H$  und  $V \cdot 1/4\pi\rho H^2$  ohne Berücksichtigung der Eigenladung der Erde dargestellt (in der Figur fehlt versehentlich der Exponent von  $H^2$ , ferner ist  $dV/dh$  statt  $dV/dH$  zu lesen).

Darf man die Raumladungsschicht nicht als unendlich ausgedehnt ansehen, so gilt für das Potentialgefälle in einem oberhalb der Schicht gelegenen Aufpunkt bei Berücksichtigung der Glieder erster Ordnung:

$$\frac{dV}{dh} = -4\pi\sigma - 4\pi\rho \cdot \frac{H^2}{a},$$

d. h. das Gefälle oberhalb positiver Raumladungsmassen von begrenzter horizontaler Ausdehnung wird durch diese verkleinert. Die Raumladungsschicht wirkt stärker als ihr Spiegelbild, welches vom Aufpunkt die größere Entfernung hat.

2. Berechnung der Schichtdicke. Aus den registrierten Kurven kann man entnehmen:

- zeitliche Änderungen der Raumladungsdichte ( $\dot{\rho}$ ) am Boden (Käfig),
- zeitliche Änderungen des Luftpotentials ( $\dot{V}$ ) in der Höhe  $h$  (Potentialsonde).

Durch Differentiation der Formeln (a) und (b) nach der Zeit ergibt sich für  $h < H$ :

$$\frac{d\dot{V}}{dh} = -4\pi\dot{\sigma} + 4\pi\dot{\rho}(H-h) \dots \dots \dots (a)$$

$$\dot{V} = -4\pi\dot{\sigma} \cdot h + 4\pi\dot{\rho} \cdot h \left( H - \frac{h}{2} \right) \dots \dots \dots (b)$$

Aus den Parallelregistrierungen von  $V$  und  $\rho$  sind zur Berechnung von  $H$  diejenigen Stellen zu wählen, die eine starke Ähnlichkeit aufweisen. [Es muß nach (b) mit wachsendem positiven oder fallendem negativen  $\rho$  das Potential  $V$  steigen und umgekehrt.] Ist diese Parallelität für mehrere aufeinanderfolgende Zacken der Kurven erfüllt, so darf wohl angenommen werden, daß sich  $\sigma$  nicht wesentlich ändert (desgleichen die nicht berücksichtigten Raumladungen höherer Luftschichten), sodaß  $\dot{\sigma}$  vernachlässigt werden kann. Setzt man  $\dot{\sigma} = 0$ , so ergibt sich für  $H$ :

$$H = \frac{1}{4\pi h} \cdot \left( \frac{\Delta V}{\Delta \rho} \right)_{\Delta t} + \frac{h}{2} \dots \dots \dots (c)$$

$\Delta V$  und  $\Delta \rho$  sind die Änderungen des Potentials und der Raumladungsdichte in ein und demselben Zeitabschnitt  $\Delta t$ .

Zur Auswertung wurden einige von H. Mothes im Mai 1928 und von mir im Dezember 1930 auf der Plattform des Geophysikalischen Instituts registrierte Kurven benutzt, welche die erforderliche Ähnlichkeit im Gang von  $V$  und  $\rho$  aufwiesen. 43 Werte wurden so für  $H$  gewonnen. Keiner widersprach der Annahme, daß die Sonde sich innerhalb der Schicht befindet. Im Mittel ergab sich  $H = 2.4 \text{ m} \pm 0.2 \text{ m}$  mittlerem Fehler.

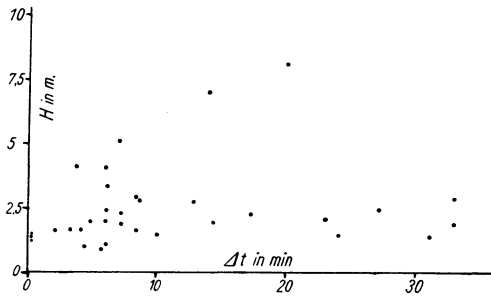


Fig. 7. Schichtdicke  $H$  als Funktion von  $\Delta t$

Da dieser Fehler nicht mehr als 10% beträgt, so kann man die Existenz einer besonderen Raumladungsschicht am Boden wohl als gesichert betrachten. Die Einzelwerte von  $H$  sind in Fig. 7 als Funktion von  $\Delta t$  dargestellt. Die Dauer der betreffenden Änderungen variierte von 15 sec bis zu etwa einer Stunde. Eine Abhängigkeit der errechneten Schichthöhe von  $\Delta t$  ist nicht zu erkennen.

Für die Höhe der Raumladungsschicht auf der meteorologischen Wiese ergaben sich die drei Einzelwerte 3.5, 4.6 und 5.1 m, als Mittel  $H = 4.4 \text{ m}$ .

Eine einfache Überschlagsrechnung zeigt, daß bei der ermittelten Schichthöhe die oben angeführten Vernachlässigungen zulässig sind, wenn der Durchmesser der Raumladungsschicht mindestens 45 m beträgt\*).

c) Die Elimination des Anteils der unteren Raumladungsschicht aus dem täglichen Gang des Luftpotentials. Unter der Annahme, daß eine Raumladungsschicht am Boden mit der zeitlich konstanten Höhe 2.4 m vorhanden ist\*\*), wurde mit Hilfe des von H. Mothes mitgeteilten täglichen Ganges von  $V$  und  $\varrho$  aus dem Luftpotential der Anteil der Raumladungsschicht nach

$$V_{RI} = 4\pi\varrho \cdot h \cdot (H - h/2)$$

eliminiert. Fig. 8 zeigt den reduzierten Gang des Luftpotentials, den täglichen Gang nach H. Mothes und den Anteil der Raumladungsschicht in Volt.

Der tägliche Gang des Luftpotentials hat nach den Untersuchungen von Mothes ein Minimum gegen 4 Uhr. Gleichzeitig hat die Raumladungsdichte ihr Maximum. Ein kausaler Zusammenhang besteht hier nicht, da die Sonde sich innerhalb der Schicht befand und demnach ein Anwachsen von  $\varrho$  einen Anstieg von  $V$  zur Folge haben muß.

Nach der Elimination des Beitrages der Raumladungsschicht am Boden

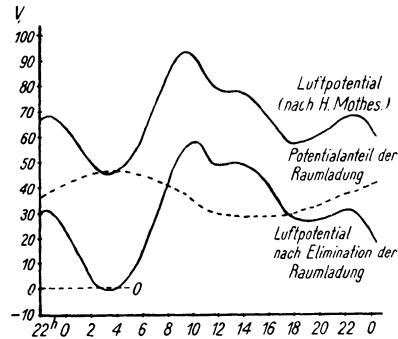


Fig. 8.

Täglicher Gang von  $V$ ,  $V_{RI}$ ,  $V - V_{RI}$  auf der Plattform des Geophysik. Instituts

bleibt der Charakter der Luftpotentialkurve erhalten. Das Minimum um 4 Uhr ist verstärkt und das Maximum um 22 Uhr etwas abgeschwächt. Es liegt der Schluß nahe, daß letzteres durch die Raumladung am Boden, das Minimum um 4 Uhr vielleicht durch die Eigenladung der Erde verursacht ist.

Die reduzierte Kurve zeigt im Morgenminimum schwach negative Werte. Diese können durch die zur Reduktion angewandte grobe Näherungsformel vertauscht sein. Trotzdem bleibt die Möglichkeit, daß nach der Elimination der gesamten Raumladungen einschließlich der bei der Reduktion noch nicht berücksichtigten höher gelegenen positiven Ladungen das Potential der Eigenladung der Erde zur Zeit des Morgenminimums negativ ausfällt. Dann muß  $\sigma$  zu dieser Zeit positiv sein. Sicheres läßt sich jedoch hierüber nicht aussagen.

Die zeitliche Änderung von  $\varrho$  kann auch verursacht sein durch Auflockern oder Schrumpfen der Schicht bei konstanter Gesamtladung. Eine leichte Rechnung

\*) Diese Bedingung ist auf dem Turm nicht erfüllt, daher bedarf  $H$  einer Korrektion. Hier soll indessen nur der Weg zur Ableitung von  $H$  gezeigt werden.

\*\*) Unter der Annahme eines zeitlich konstanten  $H$  können Änderungen von  $\varrho$  nur durch Änderungen der Zahl der überschüssigen Ionen eines Vorzeichens hervorgerufen werden.

zeigt, daß hier einer Vermehrung von  $\rho$  eine Verminderung von  $V$  entspricht und umgekehrt.  $V$  wird also im entgegengesetzten Sinne wie oben (konstantes  $H$ ) beeinflußt. Dieser Fall sei aber als die unwahrscheinlichere der beiden Möglichkeiten nicht weiter untersucht.

d) Schätzung der Raumladungsverteilung in den unteren 50 m. Nach der oben angeführten Schätzung von H. Benndorf\*) beträgt die mittlere Raumladungsdichte zwischen Null und 50 m Höhe  $3.5 \cdot 10^{-8}$  ESE  $\text{cm}^{-3}$ . Eine Säule von 50 m Höhe und  $1 \text{ cm}^2$  Querschnitt enthält demnach  $17.5 \cdot 10^{-5}$  ESE. In Göttingen betrug die im Käfig gemessene Raumladungsdichte an einem ungestörten Tage im Mittel  $6.6 \cdot 10^{-7}$  ESE  $\text{cm}^{-3}$ , die berechnete Höhe der unteren Schicht 2.4 m. Daraus ergibt sich für eine Säule von 2.4 m Höhe und  $1 \text{ cm}^2$  Querschnitt die Ladung  $15.8 \cdot 10^{-5}$  ESE. Als Rest bleibt zwischen 2.4 und 50 m die Ladung  $1.7 \cdot 10^{-5}$  ESE  $\text{cm}^{-2}$ , also 10 % der gesamten Raumladung der unteren 50 m. Demnach nimmt die Dichte über der unteren Schicht gewaltig ab. Für die mittlere Dichte der Raumladung zwischen 2.4 und 50 m Höhe ergibt sich  $3.6 \cdot 10^{-9}$  ESE  $\text{cm}^{-3}$ , d. h. ein Zehntel der mittleren Dichte zwischen Null und 50 m Höhe nach Benndorf oder ein Zweihundertstel der im Käfig gemessenen Raumladungsdichte am Boden.

Hieraus folgt, daß die Höhe der unteren Raumladungsschicht (2.4 m) trotz aller Vernachlässigungen der Rechnung größenordnungsmäßig richtig ist. Viel größer dürfte sie nicht sein, da diese Schicht sonst mehr Ladung enthielte, als der gesamten Säule bis zu 50 m zukommt.

Die angegebenen Zahlen führen zu der Vorstellung, daß die Erde von einer dünnen Haut hoher Raumladungsdichte umgeben ist. Oberhalb dieser Haut nimmt die Raumladungsdichte stark ab.

#### IV. Messungen mit dem Erdladungsapparat und einer Potentialsonde.

Erdladungsapparat und Potentialsonde wurden in der Mitte einer großen Wiese in der Nähe des Instituts aufgestellt. Der Erdladungsapparat befand sich direkt am Boden und die Sonde in 1 m Höhe. Die Erdungsdrähte wurden mit einem in die feuchte Erde getriebenen Eisenpflock verbunden. Elektrometer und Batterien standen auf dem Erdboden, die Beobachter lagen vor den Elektrometern am Boden. Während einer Stunde wurde zu jeder halben Minute an beiden Elektrometern gleichzeitig abgelesen.

Aus der gemessenen Oberflächenladung  $\sigma$  wurde das Potentialgefälle  $dV/dh$  am Boden, aus dem in 1 m Höhe gemessenen Luftpotential  $V$  das mittlere Potentialgefälle  $\Delta V/\Delta h$  zwischen dem Boden und 1 m Höhe berechnet, welches näherungsweise dem Potentialgefälle in 0.5 m Höhe gleichgesetzt werden kann. Im zeitlichen Verlauf beider zeigte sich große Ähnlichkeit. Meist betrug  $\Delta V/\Delta h$  50 bis 70 % von  $dV/dh$ . Im Verlauf von  $dV/dh$  traten die Einzelheiten deutlicher zutage als in  $\Delta V/\Delta h$ . Aus den beiden Gefällewerten wurde die Raumladungsdichte nach der Poissonschen Gleichung berechnet ( $\rho_{\text{ber}}$ ), sie ergab sich größen-

\*) Vgl. S. 97 unten.

ordnungsmäßig zu  $10^{-6}$  ESE  $\text{cm}^{-3}$ , also um eine Zehnerpotenz höher als die bei den anderen Versuchen im Käfig gefundene Dichte.  $\rho_{\text{ber}}$  weist in ihren Einzelheiten einen ähnlichen Gang auf wie  $dV/dh$  und  $\Delta V/\Delta h$  (vgl. Fig. 9).

Zur weiteren Untersuchung der Raumladung wurde bei einigen Versuchsreihen neben  $V$  und  $\sigma$  noch die Raumladungsdichte am Boden mit dem Käfig gemessen. Der Käfig wurde in 4 m Entfernung aufgestellt. Ein größerer Abstand war nicht zulässig, da der Käfig unter den gleichen lokalen Bedingungen (Windstöße) stehen sollte wie die übrige Apparatur.

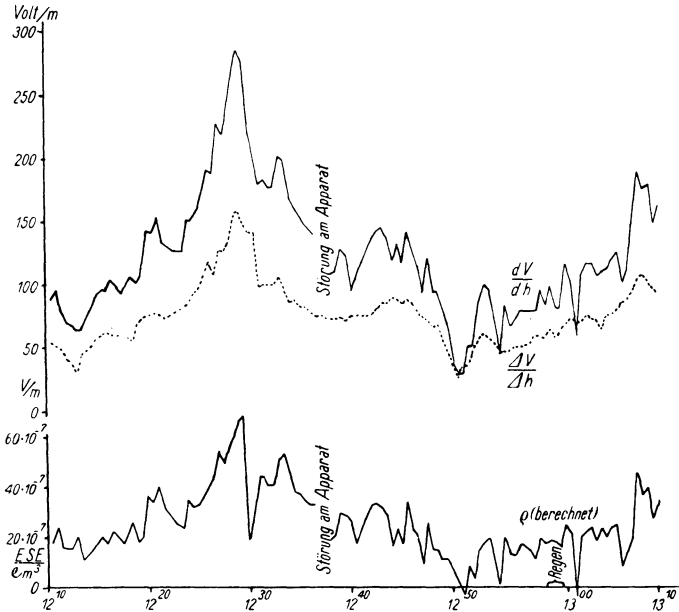


Fig. 9.  $dV/dh$  = Potentialgefälle am Boden,  $\Delta V/\Delta h$  = mittleres Potentialgefälle,  $\rho_{\text{ber}}$  = Raumladungsdichte, berechnet aus  $dV/dh$  und  $\Delta V/\Delta h$  (in ESE/ $\text{cm}^3$ )

Die im Käfig gemessene Raumladungsdichte  $\rho_{\text{gem}}$  ergab sich größenordnungsmäßig zu  $10^{-7}$  ESE  $\text{cm}^{-3}$  und wich in ihrem Verlauf von  $\rho_{\text{ber}}$ , welche zehnmal größer war, erheblich ab. Letztere zeigte immer große Ähnlichkeit mit  $dV/dh$ , was bei  $\rho_{\text{gem}}$  nicht der Fall war.

Da eine wesentliche Störung des Feldes durch die Apparatur kaum anzunehmen ist, bleibt zur Erklärung dieses Verhaltens der Raumladungsdichten nur die Annahme übrig, daß sich unmittelbar über dem Boden eine dünne Raumladungsschicht mit sehr hoher Dichte befindet, über der eine andere Schicht mit geringerer Dichte liegt. Die Mächtigkeit dieser neuen unteren Schicht kann nur wenige Dezimeter betragen. Eine solche Schicht am Boden muß auf die Potentialsonde stark einwirken, während sie sich im Käfig kaum bemerkbar macht. Es ist dann auch nicht zu erwarten, daß der Verlauf von  $\rho_{\text{ber}}$  mit  $\rho_{\text{gem}}$  übereinstimmt.



Für die Ähnlichkeit, die die Kurve von  $Q_{ber}$  mit der von  $dV/dh$  zeigt, läßt sich möglicherweise Elektrodenwirkung der Erde verantwortlich machen. Vorüberziehende Haufenwolken beeinflussen  $dV/dh$ , und jede Änderung dieses Gefälles verursacht eine entsprechende Änderung der Raumladungsdichte unmittelbar über der als Elektrode wirkenden Erde.

Dieser Einfluß kommt in der Registrierung vom 20. Juni 1931 zum Ausdruck (Fig. 10). Eine große Haufenwolke zog über die Meßstelle hinweg. Kurz bevor ihr Rand in den Zenith trat, stiegen beide Potentialgefälle etwas an, sanken dann plötzlich stark herab, um weniger rasch wieder anzusteigen.  $Q_{ber}$  macht diesen Verlauf deutlich mit, bei  $Q_{gem}$  ist er nur eben angedeutet.

Die angewandte Methode bedarf einer experimentellen Prüfung mit mehreren Sonden in verschiedenen Höhen nahe dem Boden, woraus sich durch Extrapolation die Feldstärke am Boden ergibt. Diese ist dann mit den Angaben des Erdladungsapparates zu vergleichen. Auch kann die Beeinflussung der Raumladung durch Influenzwirkung vorüberziehender Wolken rechnerisch verfolgt werden.

Ob eine Beeinflussung der Raumladung durch Spitzenwirkung der Gräser in Frage kommt, konnte nicht untersucht werden, da in der Nähe des Instituts kein geeignetes vegetationsfreies Gelände vorhanden ist.

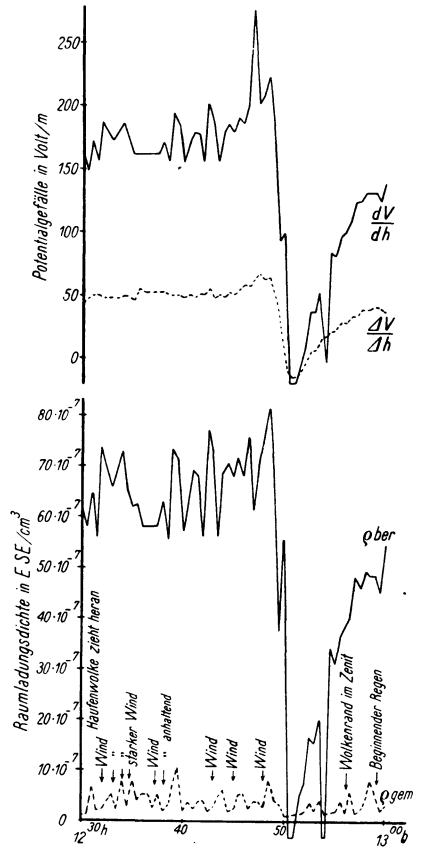


Fig. 10. Einfluß einer vorüberziehenden Wolke auf Potentialgefälle und Raumladung

### Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden Instrumente und Methoden zum Studium des Zusammenhanges zwischen Luftpotential  $V$  und Raumladung  $\rho$  entwickelt. Die wenigen Beobachtungsergebnisse dienen vorwiegend als Anwendungsbeispiele für die entwickelten Methoden. Ihre allgemeine Gültigkeit bedarf weiterer Prüfung, zumal die Aufstellung der Apparate nicht ungestörten Feldverhältnissen entspricht.

I. Ein neu konstruierter Apparat zur automatischen Registrierung der Oberflächenladung  $\sigma$  der Erde wird beschrieben.

II. Die durch die verschiedene Trägheit der beiden Apparaturen bedingte Phasenverschiebung und Amplitudenverkleinerung der aufgezeichneten Schwan-

kungen von  $V$  und  $\rho$  gegenüber dem wahren Verlauf wurden theoretisch berechnet und das Resultat experimentell bestätigt.

III. In den meisten Fällen stimmt der zeitliche Verlauf von  $V$  mit dem von  $\rho$  nicht überein. Zuweilen besteht indessen eine starke Ähnlichkeit bis in die einzelnen Zacken hinein. Hierfür wurde aus den Aufzeichnungen die Dicke der horizontal weit ausgedehnt angenommenen Raumladungsschicht am Boden berechnet. Sie ergab sich zu  $2.4 \pm 0.2$  m.

Mit Hilfe dieser berechneten Schichtdicke wurde aus dem von H. Mothes mitgeteilten täglichen Gang von  $V$  auf der Plattform des Instituts der Beitrag der Raumladungsschicht eliminiert. Die reduzierte Kurve zeigt ein verstärktes Minimum am Morgen und ein etwas abgeschwächtes Maximum am Abend.

IV. Im freien Gelände wurden gleichzeitig  $\sigma$ ,  $V$  in 1 m Höhe und  $\rho$  am Boden beobachtet. Die aus den Angaben des Erldladungsapparates und der Luftpotentialsonde errechneten Potentialgefällewerte zeigten gute Übereinstimmung, das mittlere Gefälle zwischen dem Boden und 1 m Höhe betrug meist 50 bis 70% des Gefälles am Boden. Die aus beiden Gefällewerten errechnete Raumladungsdichte zwischen 0 und 0.5 m Höhe ergab sich größenordnungsmäßig zu  $10^{-6}$  ESE  $\text{cm}^{-3}$  und stimmte in ihrem zeitlichen Verlauf mit den beiden Gefällewerten überein. Die im Käfig gemessene Raumladungsdichte war von der Größenordnung  $10^{-7}$  ESE  $\text{cm}^{-3}$  und wies im Gang keine Ähnlichkeit mit den beiden Potentialgefällen und der daraus berechneten Raumladungsdichte auf.

Es muß hiernach am Boden innerhalb der vorher angegebenen Raumladungsschicht von wenigen Metern Dicke eine Zunahme der Dichte nach unten bestehen, die zu einer besonders hohen Dichte in den untersten Dezimetern führt. Ihre Ursache kann in der Elektrodenwirkung der Erde vermutet werden.

#### Literatur

<sup>1)</sup> H. Mothes: Gleichzeitige Registrierung von Potentialgefälle, Raum- und Oberflächenladung. Göttinger Nachr., Math.-Phys. Klasse 1, 49 (1931).

<sup>2)</sup> C. Ramsauer: Über den unmittelbaren Nachweis der elektrischen Erldladung. Ann. d. Phys. (4) 75, 449 (1924).

<sup>3)</sup> F. Harms: Über eine Vorrichtung zur exakten Eichung von Elektrometern für Elektrizitätsmengen und ihre Anwendung auf die absolute Messung äußerst geringer Stromstärken. Phys Zeitschr. 5, 47 (1904).

<sup>4)</sup> W. Ende: Über Kontaktpotentiale an gleichen Metallen. Phys. Zeitschr. 30, 477 (1929).

<sup>5)</sup> K. Kähler: Die elektrische Raumladung der Atmosphäre in Potsdam. Meteorologische Zeitschr. 44, 1 (1927).

<sup>6)</sup> H. Benndorf: Zur Theorie der luftelektrischen Registrierungen I. Wiener Sitzungsber. 118, IIa. 1 (1909).

<sup>7)</sup> Derselbe: Atmosphärische Elektrizität. Wien-Harms Handb. d. Experim. Phys. 25 (1), 257.

<sup>8)</sup> H. Norinder: Geografiska Annaler 3, Häft 1/2, Stockholm 1921. — Referat von K. Kähler, Meteorol. Zeitschr. 39, 117 (1922).

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Januar 1932.

## Über einen Fall angeblicher Erdbebenvorgefühle

Von **H. Landsberg**, Taunus-Observatorium

Es ist eine noch sehr umstrittene Frage, ob überhaupt eine Möglichkeit besteht, daß der menschliche Organismus auf Spannungszustände in der Erdkruste, die für Erdbeben Vorbedingung sind, reagieren kann. Während W. Hellpach\*) keinerlei Zusammenhänge für erwiesen erachtet, will H. v. Hentig\*\*) mindestens eine entsprechende Möglichkeit gelten lassen. Durch Herrn Dr. F. Kaiser, Wiesbaden, wurde ich nun anfangs vorigen Jahres auf den Fall eines Herrn F. Z. aufmerksam gemacht, der vor dem Auftreten von Erdbeben bestimmte körperliche Symptome an sich zu beobachten glaubte. Da es zur Klärung der Frage wesentlich erscheint, allen erreichbaren Erscheinungen nachzugehen, bat ich Dr. Kaiser, Herrn Z. zu veranlassen, längere Zeit hindurch seine Beobachtungen aufzuzeichnen. Dies ist für die Zeit von Ende März bis Anfang Juli 1931 geschehen, indem Z. Datum und Stärke seiner körperlichen Schmerzgefühle aufschrieb. Es handelte sich nun darum, festzustellen, ob irgendwelche Möglichkeit der Verknüpfung mit Erdbebenerscheinungen gegeben war. Zum Vergleich herangezogen wurden die Berichte der Aufzeichnungen derjenigen europäischen Erdbebenwarten, die mit den empfindlichsten Seismographen ausgerüstet sind. Berücksichtigt wurden Beben, die innerhalb von 24 Stunden nach der Z.schen Beobachtung eintraten, gleichgültig aus welcher Entfernung sie herrührten. Die Fälle wurden dann verteilt auf schwache (I), mittelstarke (II) und starke (III). Als vollkommen negativ wurde die Beobachtung angesehen, wenn innerhalb von 24 Stunden überhaupt kein Beben verzeichnet wurde, als vollkommen positiv, wenn innerhalb dieser Zeit ein Beben entsprechender Stärke verzeichnet wurde. Der Rest der Fälle entfällt dann auf die Beobachtungen, bei denen ein Beben zwar eintrat, aber in seiner Stärke von der Z.schen Angabe erheblich abwich. Es muß betont werden, daß hierunter auch alle Fälle gezählt wurden, bei denen sich in den Seismogrammen nur Spuren von Erdbebenwellen fanden, es sich also um sehr schwache oder sehr ferne Beben handelte. Die folgende Tabelle zeigt das Ergebnis.

Stärke	Anzahl der Fälle	Positiv	Negativ
I . . . . .	3	0 = 0%	1 = 33%
II . . . . .	19	4 = 21%	7 = 37%
III . . . . .	9	1 = 11%	6 = 66%
Insgesamt . . . . .	31	5 = 16%	14 = 45%

\*) Geopsychische Erscheinungen, 3. Aufl., Anm. 219, S. 520.

\*\*) Über die Wirkung von Erdbeben auf Menschen. Arch. f. Psychiatrie 1923, S. 546ff.

Auffällig hieran ist besonders der Umstand, daß gerade in den Fällen starker Beschwerden in sechs Fällen tatsächlich überhaupt keine Beben innerhalb von 24 Stunden aufgetreten sind. Auch wenn man ohne Rücksicht auf die Stärkeklasse die Sache betrachtet, sind immer noch 45 % vollkommen negative Beobachtungen vorhanden. Andererseits muß auch noch erwähnt werden, daß in der Beobachtungsperiode zehn in Europa gespürte Beben auftraten, die oft mehrere Tage von den Beobachtungstagen des Herrn Z. entfernt liegen, außerdem fanden in der Zeit zwei ganz besonders schwere Fernbeben statt, die auch von Z. unerwähnt blieben. Es braucht zwar nicht gesagt sein, daß alle Beben gleichartig auf den (manchmal auch noch verschiedenen disponierten) Organismus wirken, man wird aber geneigt sein, diese Fälle auch noch den negativen zuzurechnen. Noch ungünstiger aber stimmt der Umstand, daß in der Beobachtungszeit zwei Nahbeben in der hiesigen Gegend auftraten (1. April 1931 Saarbeben, 11. Juli 1931 Rheinlandbeben), von denen sich in den Niederschriften des Herrn Z. nichts findet. Unter dem 8. Juli ist lediglich eine Notiz gemacht, daß er Gefühle habe, die er auf atmosphärische Störungen zurückführe. Als er dann am 12. Juli in den Zeitungen von dem Rheinlandbeben las, berichtigte er sich nachträglich, daß er seine Gefühle nun doch mit dem Erdbeben in Beziehung bringe. Wenn man nun aber eine Toleranz von gar drei Tagen zulassen wollte, um die Realität der Zusammenhänge zu prüfen, käme man zu gar keinem verwertbaren Resultat, da sich innerhalb von drei Tagen meist eine beträchtliche Anzahl von Erdbeben ereignet, selbst bei regionaler Begrenzung auf einen Erdteil. Jedenfalls erscheint es im vorliegenden Fall als ausgeschlossen, daß ein ursächlicher Zusammenhang mit Erdbeben besteht.

Da nun aber Herr Z. in dem einen erwähnten Fall selbst vermutet, daß seine Beschwerden mit atmosphärischen Störungen zusammenhängen, lag der Verdacht nahe, daß er überhaupt nicht auf Erdbeben, sondern auf solche Störungen reagiere. Aus den Wetterkarten der Öffentlichen Wetterdienst-Stelle, Frankfurt a. M., wurden daher die meteorologischen Verhältnisse an den betreffenden Tagen zusammengestellt. Es zeigte sich nun, daß tatsächlich an 24 Tagen, von denen Z. seine körperlichen Erscheinungen aufgezeichnet hat, Durchgänge von meteorologischen Fronten stattgefunden hatten. In zwei weiteren Fällen waren ziemliche Gewitter vor sich gegangen, so daß in 26 von den 31 erwähnten Fällen die Möglichkeit eines Zusammenhangs mit meteorologischen Elementen gegeben ist. In fünf Fällen ließen sich auffällige meteorologische Erscheinungen (Fronten, Luftkörperwechsel usw.) nicht nachweisen, und es soll auch nicht unerwähnt bleiben, daß in der Beobachtungsperiode eine ganze Anzahl von Frontdurchgängen stattfand, bei denen Herr Z. an sich keine Beobachtungen machte. Bemerkenswert ist jedenfalls, daß in vier Fällen, in denen Z. starke Beschwerden hatte, starke Fronten unsere Gegend passierten, bei denen Rückseiten von Depressionen mit Einbrüchen von Polarluft oder Polarmaritimluft, verknüpft mit Gewittern, auftraten. Es erscheint demnach viel wahrscheinlicher zu sein, die Gefühle des Herrn Z. mit atmosphärischen Störungen in Zusammenhang zu bringen

# Mitteilungen und Referate

A E F

**Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen**

(Geschäftsstelle: Elektrotechnischer Verein, Berlin W 35, Potsdamer Straße 118aII)

Bezug der Fortdrucke des A E F

Es ist häufig darüber geklagt worden, daß es sehr umständlich sei, die in der ETZ. verstreuten Veröffentlichungen des A E F. zu verfolgen. Es soll daher in Zukunft die Möglichkeit gegeben werden, „Fortdrucke“ (verbilligte Sonderdrucke) der Veröffentlichungen unentgeltlich zu beziehen. Wer an dieser Einrichtung teilnehmen will, gebe der Geschäftsstelle Nachricht. Er erhält dann ohne weiteren Schriftwechsel Fortdrucke sämtlicher neu erscheinenden Veröffentlichungen.

**B. Gutenberg:** Abkühlung und Temperatur der Erde. — G. Berg: Chemie der Erde. — A. Born: Alter der Erde und geologische Zeitalter. — B. Gutenberg: Der physikalische Aufbau der Erde. Handbuch der Geophysik, herausgegeben von B. Gutenberg, Bd. 2, Lief. 1. Mit 183 Abb. 564 S. Berlin, Gebr. Borntraeger, 1931.

(Über frühere Lieferungen vgl. Physikalische Berichte S. 121 und 2207.) Kap. 1 und 2 (Gutenberg, 35 S.) behandeln die Methode der Temperaturmessung in der Erdkruste und die in dem Begriff der geothermischen Tiefenstufe zusammengefaßten Ergebnisse, die Ursachen von Lokalvariationen der Temperatur des Untergrundes und die Fehlerquellen der Messung. Ferner: Die thermischen Eigenschaften der Gesteine, Wärmeleitfähigkeit, spezifische Wärme, Schmelzwärme, Schmelzpunkt, und die für die Wärmebilanz der Erdkruste besonders wichtigen radioaktiven Prozesse. Die von verschiedenen Autoren (Jeffreys u. a.) aus diesen Beobachtungstatsachen gezogenen Schlüsse werden behandelt, sie betreffen die Abkühlung der Erde bis zur Bildung einer festen Kruste, die weitere Abkühlung der Erdrinde und die jetzige Temperaturverteilung in ihr. — Kap. 3 bis 9 (Berg, 154 S.) sind eine zusammenhängende Darstellung der allgemeinen und speziellen Geochemie. Kap. 3 bespricht die chemische Zusammensetzung der verschiedenen Teile des Erdkörpers. Als Ergebnis der Diskussion der verschiedenen Hypothesen über den physiko-chemischen Zustand des Materials in verschiedenen Erdtiefen resultiert eine tabellarische Darstellung der wahrscheinlichen Lage der Diskontinuitätsflächen und der Dichteverteilung. Neben Atmo- und Hydrosphäre (Ausführliches Material über den Salzgehalt der Flüsse aus allen Erdteilen) steht an erster Stelle die prozentische Zusammensetzung der Kontinentalschollen (Sal). Mit der Besprechung des basischen Magmas (Sima) und der anschließenden Eklogitzone (Änderung der Kristallstruktur, untere Grenze in 1200 km Tiefe) betritt man, wie Verfasser ausdrücklich betont, zum erstenmal den Boden der Mutmaßungen. Im Mittelpunkt der Diskussion über die Oxyd-Sulfid-Schale (von 1200 bis 2900 km Tiefe) steht die Hypothese von Tammann, daß die drei Tiefenzonen der Erde den aus der Hüttenkunde wohlbekanntesten drei Entmischungsprodukten Regulus, Stein und Schlacke entsprechen, wobei Verfasser zu dem Schluß kommt, daß Oxyde neben den

Sulfiden eine wesentliche Rolle spielen. Die Zusammensetzung des Erdkernes (Eisen—Nickel mit etwas Kobalt und geringfügigen anderen Beimengungen) wird aus Analysen der Eisenmeteoriten abgeleitet. Kap. 4, die Wanderungen und die Verteilung der Elemente, zeigt, daß die Gliederung in die einzelnen Schalen im wesentlichen eine Gliederung nach dem spezifischen Gewicht ist, weshalb die Ordnungszahl der Elemente eine Hauptrolle spielt. Für die selteneren Elemente ist ihre isomorphe Vertretung in häufigeren Verbindungen für die Verteilung maßgebend. Bei den obersten Kilometern der Erdkruste sind die Verwitterung (Hydrolyse, Oxydation, Wirkung der Kohlensäure) und die Sedimentation (mechanische und organische Sedimentation und die Ausscheidung aus Lösungen) ausschlaggebende Faktoren. Kap. 5 untersucht die Gesetzmäßigkeiten der Verteilung vom atomphysikalischen Standpunkt, wobei die Untersuchungen von Goldschmidt eingehend behandelt werden. Kap. 6 bis 8 enthalten auf 86 Seiten ein reichhaltiges Material über die Geochemie jedes einzelnen Elementes, was hier nur erwähnt werden kann. — Kap. 10 bis 12 (Born, 250 S.) bringen einleitend die biologische Methode der Messung geologischer Zeiten (Vergleich des Fossilinhaltes zweier Schichten, Übereinstimmung bedeutet Gleichzeitigkeit) und die geophysikalisch viel wichtigere radioaktive Zeitbestimmung. Es wird begründet, warum die Heliummethode den pleochroitischen Höfen, die Bleimethode allen anderen Verfahren überlegen ist. In dem Abschnitt: Allgemeine Paläogeographie wird eine systematische Gliederung der Sedimentation vorgenommen nach den verschiedenen Bedingungen, unter denen sie erfolgt. Der Fossilinhalt und die Fazies der Sedimente sind die Grundlagen für die Rekonstruktion paläogeographischer Karten. Eingehend beschreibt Verfasser die Methoden zur Erforschung der Klimata der Vorzeit, die verschiedenen Klimazeugen wie klimatische Verwitterungserscheinungen, Merkmale für Eiszeiten, Transgressionen und Trockenperioden, floristische und faunistische Klimazeugen, Anhaltspunkte für Meeresströmungen der Vorzeit usw. Mit diesen Hilfsmitteln wird in einem sehr umfangreichen Kapitel (220 S.) die Geschichte der Erde durch die verschiedenen geologischen Zeitalter verfolgt vom Archaikum bis zum Alluvium. Für jede einzelne Formation ist dargestellt: die Faziesgliederung, die Verteilung von Land und Meer über die Erdkugel (mit sehr vielen Karten), Faltungen, Vulkanismus, glaziale Bildungen. Entwicklung der Tier- und Pflanzenwelt, Klima. Wichtige Fakten sind besonders ausführlich behandelt, z. B. die Verbreitung des produktiven Karbons, die Entwicklungsgeschichte des Menschen, die jüngeren und jüngsten Vereisungen, besonders in Nordeuropa. — Kap. 13 bis 19 (Gutenberg, 125 S.) bringen eine Zusammenfassung der in Bd. 4, Lief. 1 ausführlich dargestellten Begriffe und Grundgleichungen der Elastizitätstheorie. Ferner: Die Beobachtungstatsachen über Wellengeschwindigkeiten in der Erdkruste für verschiedene Erdteile und für Ozeanböden, Dichte, Schwere und Druck als Funktion der Tiefe bis zum Erdmittelpunkt. Ausführlich behandelt wird die Righeit (Torsionsmodul), ihre experimentell bestimmte Abhängigkeit von Druck und Temperatur, die Herleitung der Werte für das Erdinnere aus der Geschwindigkeit der Transversalwellen, der Polbewegung und den Gezeiten des Erdkörpers. Besonders diskutiert sind die auf Grund verschiedener Hypothesen durchgeführten Berechnungen von Prey, Schweydar, Hoskins, Jeffreys und anderen. Das Kapitel über Kompressibilität der Erde stützt sich stark auf die umfangreichen Untersuchungen von Adams und Williamson. Poissonsche Konstante und Elastizitätsmodul sind nur gestreift, weil weniger aufschlußreich für den Erdaufbau. Zähigkeit und innere Reibung bei Ölen, Glas, Eis, Zinn werden in Tabellen und Diagrammen vorgeführt, die Begriffe Fließgrenze und Fließwiderstand erläutert und von hier aus der Übergang auf die Viskosität und die innere Reibung im Erdkörper vorgenommen. Ein Schlußkapitel faßt die Hauptergebnisse noch einmal zusammen.

R. Köhler.

**F. Linke:** Meteorologisches Taschenbuch. Erste Ausgabe. Unter Mitarbeit von C. Kassner, K. Keil, E. Kleinschmidt, K. Knoch und G. Stüve. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig 1931. 89. XI, 316 S. Preis broschiert RM 13.—, gebunden RM 15.—.

Inhalt: I. C. Kassner, Meteorologische Geschichtstabellen. II. F. Linke, Die Meteorologischen Institute. III. F. Linke, Die wichtigsten meteorologischen Zeitschriften. IV. K. Keil, Verzeichnis der Funkstellen, die regelmäßig Wettertelegramme aussenden. V. K. Keil, Schlüssel für Wettertelegramme. VI. G. Stüve, Grundlagen der theoretischen Meteorologie. VII. E. Kleinschmidt, Meteorologische Apparate und Beobachtungsmethoden. VIII. K. Knoch, Monats- und Jahresmittel für Luftdruck, Temperatur und Niederschläge. IX. F. Linke, Konstanten und Tabellen. — Die Abschnitte I bis III behandeln Geschichte und Organisation der meteorologischen Forschung, IV und V die Organisation des Wettermeldedienstes; hierdurch ist eine sehr schöne Übersicht über das weitverzweigte Meldewesen gegeben. Stüve gibt in VI eine Sammlung aller wichtigen Formeln der theoretischen Meteorologie, vor allem der Dynamik der Atmosphäre. Besonders ausführlich werden von Kleinschmidt (VII) alle gebräuchlichen und auch selteneren meteorologischen Apparate nicht nur beschreibend, sondern auch in ihren Fehlerquellen und ihrer praktischen Brauchbarkeit dargestellt. Von den Ergebnissen der klimatischen Forschung gibt Knoch eine Übersicht von 262 Stationen auf der ganzen Erde. Einer zweiten Ausgabe sind die Methoden und Ergebnisse auf anderen meteorologischen Gebieten vorbehalten, nach dem Vorwort insbesondere die der Strahlung und Lufterlektrizität (wohl auch vom Aufbau und der Bewegung der Atmosphäre). Den Schluß und wohl den wichtigsten Teil des Bändchens bilden 61 Tabellen mit Konstanten aller Art, die so ausführlich sind, daß sie wohl jegliche anderen Nachschlagebücher ersetzen könnten. Diese Tabellen zusammen mit den Abschnitten über die meteorologische Praxis werden für den Meteorologen das sein, was für den Physiker seit langem der „Kohlrausch“ ist.  
K. Büttner-Kiel.

Handbuch der Klimatologie, herausgegeben von W. Köppen und R. Geiger.  
Berlin, Gebrüder Borntraeger.

Band 1, Teil A, S. 1 bis 171: Mathematische Klimalehre und Astronomische Theorie der Klimaschwankungen von M. Milankovitsch, bringt in Abschnitt 1 Ableitung, Berechnung und Tabellen der täglichen und jährlichen Strahlungsmengen, ferner Strahlungsmengen in beliebigen Zeitabschnitten, Bahnelemente der Erde mit ihrem säkularen Gang usw. Der Einfluß der Atmosphäre wird im 2. Abschnitt berücksichtigt (Strahlungstemperaturen der Breitenkreise, Strahlungsgleichgewicht und Thermodynamik, Wärmeleitung, Wärmeumsatz). Der 3. Abschnitt enthält eine Theorie der Klimaschwankung, welche aus dem säkularen Gang von Schiefe, Ekliptik und Perihellänge die mehrfachen Eiszeiten der letzten 600 000 Jahre erklärt.

Band 1, Teil D: Mikroklima und Pflanzenklima von R. Geiger, 46 Seiten, behandelt zunächst als Hauptfaktoren des Mikroklimas den Wärmeumsatz im Boden und Massenaustausch, ferner das „Selbständige bodennahe Klima“, und im Gegensatz dazu den Einfluß des Geländes, ferner den des Menschen (Pflanzenauslese und Stadtklima) und endlich Einwirkungen der Pflanzendecke.

In Band 1, Teil E: „Einfluß des Klimas auf den Menschen“, berichtet Dr. med. W. Borchardt, über mit dem Klima zusammenhängende Krankheiten usw. Es folgt ein Aufsatz von K. Wegener über Wirkungen des Klimas auf Körper und Seele des Menschen und von W. Köppen über Klima und Zivilisation.

Band 1, Teil F enthält als „Klimatologie der freien Atmosphäre“, von A. Wagner, auf 70 Seiten die erste Zusammenfassung des bis jetzt vorliegenden aerologischen Materials. Er bringt in acht Abschnitten Zahlenmaterial aus Nordamerika, Europa, Mittelmeergebiet, innerer Tropenzone, Atlantik, Indien, Polarländern und von einigen verstreuten Gebieten. Ein Meridianschnitt der nördlichen Halbkugel mit der berechneten Druckverteilung bis 24 km Höhe beschließt diese Zusammenstellung.

R. Mügge.

### Preisausschreiben

Die Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V. erläßt ein Preisausschreiben für eine wissenschaftliche Arbeit. Zugelassen sind alle wissenschaftlichen Arbeiten von Wert aus den Gebieten der Zeitmeßkunde und Uhrentechnik. Ein festes Thema wird nicht vorgeschrieben; jeder Bewerber kann sich das besondere Thema, das er bearbeiten will, selbst auswählen. Die Teilnahme ist offen für jedermann. — Für die beste Arbeit setzt die Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V. einen Preis von 500 RM (fünfhundert Reichsmark) aus. Die Arbeiten müssen spätestens am 31. März 1933 in einer für den Druck geeigneten Form bei der Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V., Berlin SW 68, Neuenburger Straße 8, eingehen. Es kommen nur solche Arbeiten in Frage, die bisher weder ganz noch teilweise veröffentlicht worden sind. Die Veröffentlichung der preisgekrönten Arbeit erfolgt (eventuell in gekürzter Form) auf Kosten der Gesellschaft. Falls gleich gute Preisarbeiten eingehen, behält die Gesellschaft sich eine Teilung des Preises vor. Die Entscheidung des Preisrichterkollegiums ist endgültig und unanfechtbar. Einer Verwendung aller eingereichten Arbeiten, auch der preisgekrönten, als Doktorarbeiten steht seitens der Gesellschaft nichts im Wege. — Weitere Auskünfte erteilt der Obmann des wissenschaftlichen Ausschusses der Gesellschaft, Prof. Dr. H. Mahnkopf, Potsdam, Geodätisches Institut. — Preisrichter sind die Mitglieder des wissenschaftlichen Ausschusses der Gesellschaft; das sind zur Zeit: Prof. Dr.-Ing. H. Bock, Hamburg; Oberstudiendirektor Dr. K. Giebel, Glashütte; Fabrikbesitzer Otto Lange, Glashütte; Prof. Dr. H. Mahnkopf, Potsdam; Regierungsrat Dr. A. Repsold, Hamburg; Dr. J. Weber, Leipzig.

### Berichtigungen

Zeitschr. f. Geophys., Jahrg. VII, Heft 7/8, 1931.

Auf S. 302, Zeile 8 von unten muß es in der zweiten Kolonne heißen: 15.75 statt 15.45.

Auf S. 308 lautet die letzte Formel:

$$t = \frac{2h}{v_1 \cos i} + \frac{d}{v_2} - \frac{2h \operatorname{tg} i}{v_2}.$$

Der Satz: „Bedeutung von  $\alpha$  siehe S. 302“ fällt weg.



# Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen

## IV. Über die Dispersion seismischer Oberflächenwellen

Von **Walter Rohrbach**, Göttingen — (Mit 14 Abbildungen)

Aus besonders deutlichen, in Göttingen, Apia (Samoa) und Zi-Ka-Wei (Schanghai) aufgenommenen Seismogrammen wird für die verschiedenen Perioden der Oberflächenwellen Wellenlänge und Fortpflanzungsgeschwindigkeit berechnet und dann die Dispersionskurve der einzelnen Beben gezeichnet. Es wird untersucht, von welchen Faktoren Lage und Gestalt der Dispersionskurve abhängen, wie die Geschwindigkeitsabnahme einer bestimmten Wellenlänge mit wachsender Herdentfernung zu erklären ist und wie und wann sich Quer- und Rayleighwellen voneinander trennen lassen. Schließlich wird aus der Dispersionskurve die Tiefe der obersten Schicht, sowie die Transversalgeschwindigkeit in den beiden obersten Schichten für den eurasiatischen Kontinent berechnet.

1. Einleitung. Die bekannten theoretischen Arbeiten von Lord Rayleigh<sup>1)</sup>, Lamb<sup>2)</sup> und Love<sup>4)</sup> haben gezeigt, daß bei einem Erdbeben an der Grenzfläche zweier Medien (Luft—Erde) die beiden als Rayleigh- und Quer-Wellen bezeichneten Wellentypen entstehen können. Bei der Auswertung der Seismogramme ist es äußerst schwierig, diese beiden Wellenarten voneinander zu trennen, da sie sich meistens beim Eintreffen an der Station überlagern.

Untersuchungen über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Oberflächenwellen werden dadurch erschwert, daß die genaue Identifizierung einer Phase an zwei Stationen mit verschiedener Epizentralentfernung wegen der unterwegs erlittenen Veränderung der Wellen Schwierigkeiten macht. Angenheister<sup>5)</sup>, Tams<sup>6)</sup> und Visser<sup>7)</sup> wiesen nach, daß sich Oberflächenwellen unter dem Pazifischen Ozean schneller fortpflanzen als unter dem Kontinent. Theoretische Untersuchungen, die bis auf Galitzin<sup>8)</sup> zurückreichen, ergeben, daß man bei den Oberflächenwellen normale Dispersion, d. h. größere Fortpflanzungsgeschwindigkeit bei langen Wellen, erwarten kann. Nach Gutenberg<sup>9)</sup>, Matuzawa<sup>10)</sup>, Byerly<sup>11)</sup> und Angenheister<sup>12)</sup> ist die experimentell gefundene Dispersion transpazifischer Wellen von der Dispersion der transkontinental gelaufenen verschieden, woraus man auf eine Verschiedenheit im Aufbau der Erdrinde unter dem Stillen Ozean und auf dem Festland schließen kann.

Im nachfolgenden soll die Dispersionskurve für verschiedene Untergründe (Ozean, Kontinent) an geeignet ausgewählten Beben eingehender untersucht werden. Dazu werden die Aufzeichnungen desselben Bebens an verschiedenen Stationen verglichen. Es soll dabei zwischen Rayleigh-Wellen  $L_R$  und Querschwingungen  $L_Q$  unterschieden werden.

2. Beobachtungsmaterial. Es wurden aus den Fernbebenaufzeichnungen der Stationsseismographen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen solche herausgesucht, welche eine größere Anzahl Oberflächenwellen besonders schön und ausgeprägt aufweisen. Dabei wurde besonderer Wert darauf gelegt, nach Möglichkeit je zwei oder mehr Beben von demselben Herd oder wenigstens aus eng benachbarten Herdgebieten zu benutzen, um bei der weiteren Bearbeitung der Diagramme die Merkmale, die für eine aus einem Herdgebiet stammende Bebengruppe charakteristisch sind, möglichst deutlich und klar ausgeprägt zu erhalten und auf diese Weise etwaige zufällige Erscheinungen in den Beben nach Möglichkeit auszuschalten. Es wurden folgende in Göttingen aufgezeichnete Beben bearbeitet:

Liste der bearbeiteten, in Göttingen registrierten Beben.

Nr.	Datum	Herd	Herd- entfernung Δ km	Azimet von Göttingen
1	22. I. 1905	Westlich Mindanao . . .	120 °E 8 °N	10650 N 70°E
2	9. VII. 1905	Mongolei . . . . .	98 E 37 N	6200 N 65 E
3	23. VII. 1905	Mongolei . . . . .	107 E 43 N	6100 N 65 E
4	15. IV. 1907	Mexiko, Chilpancingo . .	— —	9800 N 65 W
5	30. VII. 1909	Mexiko, Chilpancingo . .	— —	9800 N 65 W
6	22. V. 1910	Japan, Hokkaido, Nord- Nippon . . . . .	— —	8890 N 36 E
7	24. VI. 1910	Algerien . . . . .	3.7 E 36.5 N	1800 S 15 W
8	7. VI. 1911	Mexiko . . . . .	— —	9700 N 60 W
9	16. XII. 1911	Mexiko . . . . .	— —	9700 N 60 W
10	1. V. 1917	Kermadek-Inseln . . . . .	— —	17100 N 10 E
11	8. VII. 1918	Ost-Bengalen . . . . .	92.0 E 26.5 N	7220 N 80 E
12	3. V. 1919	Japan . . . . .	145.8 E 40.7 N	8780 N 30 E
13	6. V. 1919	Neu-Pommern-Vortiefe .	153.0 E 6.0 S	13900 N 45 E
14	2. II. 1920	Neu-Pommern-Vortiefe .	150.0 E 7.0 S	14000 N 50 E
15	13. VIII. 1922	Klein-Asien, Rhodos . .	28.0 E 36.0 N	2330 S 45 E
16	3. VII. 1924	Kwen-Lun-Gebirge . . .	85.3 E 37.3 N	5950 N 80 E
17	11. VII. 1924	Kwen-Lun-Gebirge . . .	85.3 E 37.3 N	5950 N 80 E
18	7. III. 1927	Japan . . . . .	135 E 35.6 N	8890 N 45 E
19	14. XI. 1927	Nord-Sibirien . . . . .	130 E 70 N	5560 N 20 E
20	14. XI. 1927	Nord-Sibirien . . . . .	130 E 70 N	5560 N 20 E
21	27. VI. 1929	Sandwich-Inseln . . . . .	29.6 W 54.0 S	12250 S 20 W
22	17. XII. 1929	West-Aläuten . . . . .	172 E 53 N	8220 N 10 E
23	2. VII. 1930	Ost-Bengalen . . . . .	90.0 E 27.5 N	7050 N 80 E
24	7. IX. 1918	Kurilen . . . . .	151.4 E 46.5 N	8330 N 30 E
25	8. XI. 1918	Kurilen . . . . .	151.4 E 44.9 N	8670 N 30 E

Bei dem Japanbeben Nr. 18 vom 7. März 1927 wurden außer den Göttinger Registrierungen die Aufzeichnungen der Seismographen von Wien, Budapest und Ljubljana (Laibach) verwendet.

Von den zehn Beben Nr. 4, 5, 6, 8, 9, 10, 11, 12, 13 und 14 wurden zur Bearbeitung auch die Göttinger Aufzeichnungen eines Horizontalseismographen

großer Eigenperiode (58 sec) hinzugenommen. Leider war nur die NS-Komponente vorhanden. Außerdem wurden noch verwendet:

a) die folgenden sechs in Apia auf Samoa registrierten Beben, die in je zwei Originalseismogrammen, der NS- und der EW-Komponente, vorlagen, und

b) die folgenden sechs in Zi-Ka-Wei (Shanghai) aufgenommenen Erdbeben, von denen getreue Reproduktionen<sup>13)</sup> vorlagen, und zwar von den Beben Nr. 32, 33, 34, 36 und 37 nur die Z-Komponente, von Nr. 35 nur die NS-Komponente.

Liste der bearbeiteten, auf Samoa registrierten Beben.

Nr.	Datum	Herd	$\Delta$ km
26	30. VII. 1909	Mexiko, Chilpancingo . . . . .	— — 8700
27	15. VI. 1911	Bei den Riu-Kiu-Inseln . . . . .	126°E 31°N 8150
28	16. XII. 1911	Mexiko, Chilpancingo . . . . .	— — 8700
29	7. VII. 1912	Alaska . . . . .	61 N 152 W 8850
30	29. IX. 1912	Bei den West-Carolinen . . . . .	134 E 6 N 6500
31	7. XI. 1912	Alaska . . . . .	— — 7900

Liste der bearbeiteten, in Zi-Ka-Wei registrierten Beben.

Nr.	Datum	Herd	$\Delta$ km
32	29. III. 1925	Westlich von Columbien . . . . .	79.0°W 7.5°N 15200
33	17. VII. 1925	Zwischen Marianen u. Carolinen . . . . .	141.5 E 12.0 N 3000
34	3. VIII. 1926	Westlich von Sumatra . . . . .	97.5 E 1.0 N 4100
35	9. IV. 1928	Peru . . . . .	69.5 W 13.0 S 17800
36	1. XII. 1928	Mittel-Chile, bei Talca . . . . .	72 W 35 S 18600
37	2. XII. 1928	Mittel-Chile, bei Talca . . . . .	72 W 35 S 18600

Die Epizentren der Beben wurden dem bekannten Erdbebenkatalog „The International Seismological Summary“, der für die Zeit vom 1. Januar 1918 bis 31. März 1927 vorlag, entnommen. In anderen Fällen wurde der Herd aus den Angaben mehrerer Stationen durch Triangulation ermittelt, und in den Fällen, wo eine genaue Feststellung des Herdes selbst nicht möglich war, wurde die Epizentralentfernung und die Herdzeit aus den Einsätzen der Vorläufer errechnet unter Benutzung der neuesten Laufzeit tabellen<sup>14)</sup>.

Nimmt man zur Fehlerabschätzung ein Beben von der Epizentralentfernung  $\Delta = 10000$  km und der zugehörigen mittleren Laufzeit  $t = 3300$  sec und setzt den möglichen Fehler in der Herdentfernung  $d\Delta$  mit  $\pm 100$  km, den möglichen Fehler in der Laufzeit  $dt$  mit  $\pm 5$  sec an, so ergibt die übliche Fehlerrechnung für die Laufzeitgeschwindigkeit  $v = d\Delta/dt$  als größten absoluten Fehler  $dv = \pm 0.035$  km/sec und als relativen Fehler  $dv/v = \pm 0,011$ , also ungefähr 1%. Einen größeren Betrag erreicht der Fehler beim Ausmessen der Periodenlänge  $T$  und damit in der Berechnung der Wellenlänge  $\lambda = v \cdot T$ . Die Genauigkeit, mit der man eine Periode des Diagramms ausmessen kann, hängt von der Periodenlänge selbst ab. Während es leicht ist, die kleinen, meist sehr deutlich und scharf ausgeprägten Perioden bis zur Länge von 25 sec auf eine halbe Sekunde genau

zu messen, ist eine Ausmessung der langen Perioden bis zu 70 sec mit einer Genauigkeit von 1 sec oft schon äußerst schwierig.

Setzt man für  $T_1 = 45$  sec den größten möglichen Fehler mit 1 sec, den für  $T_2 = 20$  sec mit 0.5 sec an, so ergeben sich mit den obigen Werten als größte mögliche Fehler in der Wellenlänge

$$d\lambda_1 = 5.2 \text{ km} = 3.2\% \quad \text{und} \quad d\lambda_2 = 2.0 \text{ km} = 3.6\%.$$

In den folgenden Diagrammen sind die gefundenen Werte für die Wellenlänge  $\lambda$  als Abszisse und die Fortpflanzungsgeschwindigkeit  $v$  als Ordinate für je ein Beben in ein rechtwinkliges Koordinatensystem eingetragen. Außerdem sind die von Angenheister<sup>12)</sup> gefundenen Dispersionskurven als Referenzkurven eingetragen. Von diesen beiden ausgezogenen Kurven gilt die links gelegene für Erdbeben, deren Wellen einen subozeanischen Weg durchlaufen haben, die rechte für Erdbebenwellen mit subkontinentalem Weg.

3. Subpazifischer und subkontinentaler Wellenweg. In Fig. 1 sind eingetragen die Punkte, die aus den Aufzeichnungen der NS-Komponente von zwei Ost-Bengalen-Beben in Göttingen erhalten wurden, und ferner die Punkte,

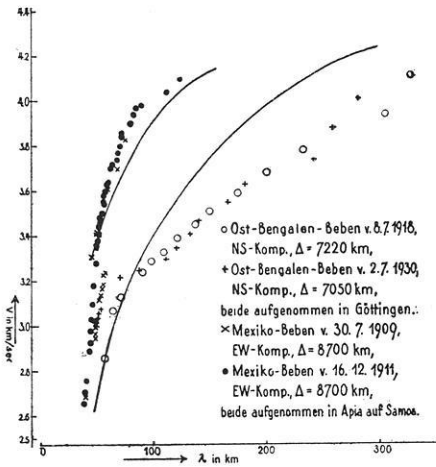


Fig. 1

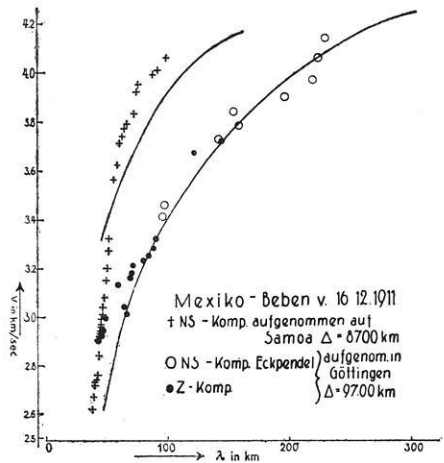


Fig. 2

Dispersionskurve der Oberflächenwellen für kontinentale und subozeane Wellenwege

die aus den Aufzeichnungen der EW-Komponente von zwei Mexiko-Beben in Apia auf Samoa gewonnen wurden. Man sieht, daß sich die Punkte je eines Bebens leicht zu einer Kurve ergänzen lassen und daß die Beben aus gleichen Herdgebieten, deren Wellen also denselben Weg gelaufen sind, auch dieselbe Dispersionskurve besitzen.

Fallen so in Fig. 1 die Kurven für Beben aus denselben oder eng benachbarten Herdgebieten zusammen, so ergibt sich im Verlauf der Kurven ein außerordent-

licher Unterschied zwischen den von Mexiko nach Samoa und den von Ost-Bengalen nach Göttingen gelaufenen Wellen. Nun verläuft der Weg für Erdbebenwellen von Mexiko nach Samoa in seiner ganzen Länge unter dem Stillen Ozean, während er von Ost-Bengalen nach Göttingen ununterbrochen durch Festland führt. Diese Tatsache gibt uns eine Erklärung für das Auseinanderlaufen der beiden Kurvenzüge. Während unter dem Stillen Ozean Erdbebenwellen von 90 km Wellenlänge sich bereits mit einer Geschwindigkeit von 4 km/sec fortpflanzen, wird diese Geschwindigkeit unter dem Kontinent erst bei einer Wellenlänge von 280 km erreicht. Auch fehlen bei den subpazifisch gelaufenen Beben Wellenlängen von mehr als 130 km. Es ergibt sich also aus dieser Figur: 1. daß Beben mit demselben Wellenweg dieselbe Dispersionskurve besitzen; 2. daß die Dispersionskurven sehr verschieden verlaufen, je nachdem der Wellenweg ein subpazifischer oder ein subkontinentaler ist.

Da die in Fig. 1 benutzten Beben ihre Herde paarweise in zwei geologisch sehr verschiedenen Gebieten haben, wäre die Annahme möglich, daß die Entstehungsursache dieser Beben eine nach den Herdgebieten verschiedene wäre, daß also die Dispersionskurven aller Mexiko-Beben den hier gezeigten steilen, die Dispersionskurven aller Ost-Bengalen-Beben den hier vorhandenen flachen Verlauf zeigen könnten. Auch die Intensität eines Bebens könnte für die Gestalt der Dispersionskurve maßgebend sein, da ja von ihr abhängen muß, bis zu welcher Tiefe Schichten erregt werden. Zur Klärung dieser Frage wurden in Fig. 2 die Punkte eingetragen, die sich aus den Aufzeichnungen ein und desselben Bebens (Mexiko-Beben, 16. Dezember 1911) ergaben, das einmal auf Samoa, das andere Mal in Göttingen aufgenommen wurde. Von Mexiko nach Samoa müssen die Wellen unter dem Pazifischen, von Mexiko nach Göttingen aber unter dem Atlantischen Ozean hindurchlaufen, und da sich auch hier wieder deutlich derselbe Unterschied der beiden Dispersionskurven zeigt, ist damit bewiesen, daß dieser allein auf die Verschiedenheit des Wellenweges und nicht etwa auf verschiedene Entstehungsursachen der Beben zurückzuführen ist.

Gleichzeitig ergibt sich aber aus Fig. 2 als weitere, wichtige Tatsache ein großer Unterschied in der Dispersionskurve zwischen subpazifischem und subatlantischem Wellenweg: Aus dem Vergleich mit Fig. 1 erkennt man, daß die Dispersionskurve von Beben, deren Wellen vorwiegend unter dem Atlantischen Ozean gelaufen sind, sich in ihrem Verlauf von der Kurve der Beben mit subkontinentalem Wellenweg nur wenig unterscheidet, jedenfalls um viel weniger als von der Kurve für subpazifischen Wellenweg. Während Oberflächenwellen von 100 km Länge unter dem Pazifischen Ozean mit einer Geschwindigkeit von über 4 km/sec laufen, erreichen sie unter dem Atlantischen Ozean noch nicht 3.5 km/sec, und erst bei einer Wellenlänge von über 200 km finden wir unter dem Atlantischen Ozean auch eine Fortpflanzungsgeschwindigkeit von 4 km/sec.

4. Getrennte Kurven aus verschiedenen Komponenten. In den beiden Fig. 3 und 4 sind — nach Komponenten getrennt — die sämtlichen Punkte

eingetragen, die sich aus der Auswertung aller drei Komponenten zweier Beben ergeben haben. Es handelt sich in Fig. 3 um das Kwen-Lun-Beben vom 11. Juli 1924,  $\Delta = 5950$  km, Azimut: N 80° E, und in Fig. 4 um das Ost-Bengalen-Beben vom 2. Juli 1930,  $\Delta = 7050$  km, Azimut: N 80° E, beide aufgenommen in Göttingen. Bei beiden ist der Wellenweg ein rein kontinentaler, und dementsprechend finden wir bei beiden den rein kontinentalen Charakter im Verlauf der Dispersionskurve. Sie verläuft in beiden Fällen fast geradlinig, und erst bei Wellenlängen über 200 km werden Geschwindigkeiten von 4 km/sec erreicht. Die Oberflächenwellen in der NS-Komponente besitzen eine höhere Fortpflanzungsgeschwindigkeit als die gleich langen Wellen der EW- und der Vertikal-Komponente. Da die Wellen beider Beben fast genau aus östlicher Richtung eintreffen

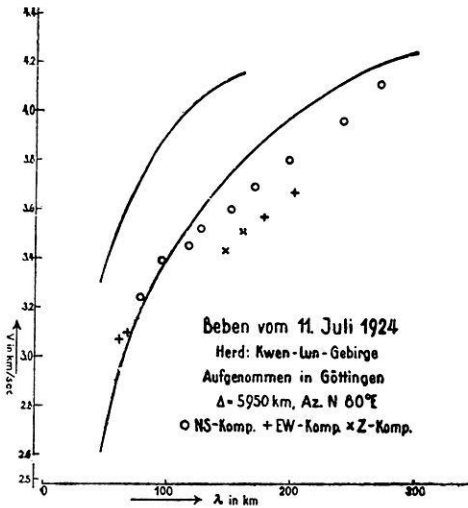


Fig. 3

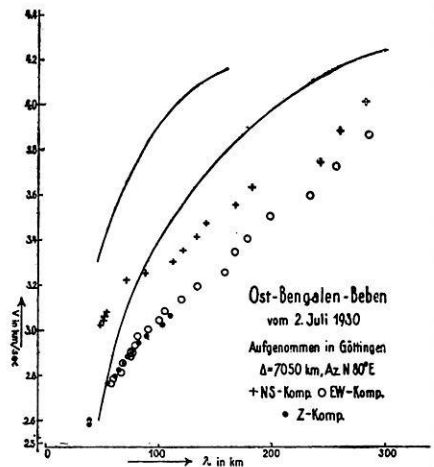


Fig. 4

Dispersionskurve für Quer- und Rayleighwellen

(N 80° E), ergibt sich, daß eine bestimmte Wellenlänge bzw. Periode in der horizontalen Querkomponente eine größere Geschwindigkeit besitzt als in den beiden anderen Komponenten.

Nun wissen wir, daß zwei verschiedene Arten von Oberflächenwellen zu erwarten sind, nämlich Querwellen und Rayleighwellen. Die hier vorliegenden getrennten Schwingungsrichtungen ordnen sich einander so zu, wie es die Theorie für diese Wellen verlangt. Es lag also die Vermutung nahe, daß wir es bei dem oberen Ast der Kurve in Fig. 3 und 4 mit Querwellen, in dem unteren Ast mit Rayleighwellen zu tun haben und daß also auf diese Weise eine Methode gefunden ist, diese beiden Wellenarten nach ihrer Wellenlänge und Fortpflanzungsgeschwindigkeit zu trennen.

Die Richtigkeit dieser Annahme läßt sich annähernd auch an den Amplituden der Bodenbewegung prüfen.  $Z$  sei die Amplitude der Vertikalbewegung,  $H_{\parallel}$  und  $H_{\perp}$  die Amplituden der Horizontalbewegung, parallel und senkrecht zur Richtung Herd—Station. Die Theorie verlangt nun für Querwellen  $Z = 0$  und  $H_{\parallel} = 0$ , also  $Z/H_{\perp} = 0$ ; für Rayleighwellen  $Z/H_{\parallel} = 1.4$ .

Da Quer- und Rayleighwellen nahe gleiche Geschwindigkeit haben und sich daher überlagern, ist die Bestimmung der zueinander gehörigen Ausschläge schwierig. Eine bestimmte Periode tritt gleichzeitig in  $Z$  und  $H_{\parallel}$  auf, und das zugehörige Amplitudenverhältnis  $Z/H_{\parallel}$  ist dann größer als 1. Zu derselben Zeit ist die Periode in  $H_{\perp}$  eine andere, so daß also für sie zu derselben Zeit eine entsprechende Bewegung in  $Z$  und  $H_{\parallel}$  nicht besteht. Schwingt der Seismograph mit der einen der beiden  $H$ -Komponenten im Azimut des Herdes und mit der anderen senkrecht dazu, so dient er selbst als Analysator der Bewegung. Diese Bedingung ist indessen fast immer nur angenähert erfüllt.

Eine erste Annäherung an die Forderung der Theorie, falls sie zu Recht besteht, muß man indessen auch dann schon erhalten, wenn man gleichzeitig vorhandene Ausschläge kombiniert und daraus  $Z/H_{\perp}$  und  $Z/H_{\parallel}$  bildet. Ist  $Z/H_{\perp}$  klein, so liegen Querwellen vor.

Es sind nun bei drei Beben für die einzelnen Schwingungen der Oberflächenwellen die Werte  $Z/H_{\perp}$  gebildet und daraus diejenigen ausgewählt, für die  $Z/H_{\perp} \leq 0.5$  ist. Für diese sind Wellenlänge und Geschwindigkeit in Fig. 5 eingetragen.

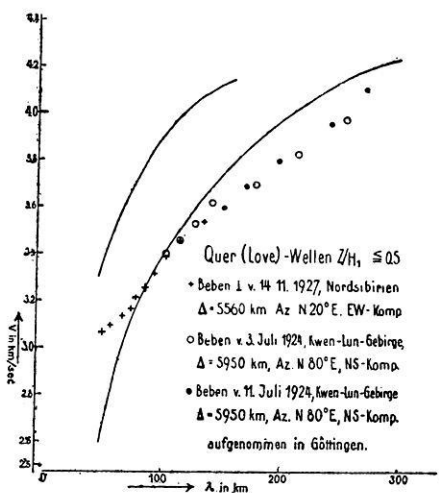


Fig. 5. Dispersionskurve der Querwellen

Die so erhaltenen Punkte liegen alle auf einer einheitlichen Dispersionskurve, die dem oberen Kurvenast des Kwen-Lun-Bebens (Fig. 3) entspricht.

Um zu prüfen, ob dem unteren Kurvenast der Fig. 3 und 4 Rayleighwellen entsprechen, wurden für die dort eingetragenen Punkte die Amplituden ausgemessen und  $Z/H_{\parallel}$  gebildet. Die so erhaltenen Werte liegen in der überwiegenden Mehrzahl zwischen 0.8 und 3.0, zum Teil noch höher.

Es ergibt sich somit eine neue Methode, die sich überlagernden Quer- und Rayleighwellen zu trennen. Die Darstellung der Geschwindigkeit  $v$  als Funktion der Wellenlänge  $\lambda$  für die aufeinanderfolgenden Schwingungen der Hauptphase führt auf zwei verschiedene, wohl definierte Kurvenäste, den Ast der Quer- und den Ast der Rayleighwellen.

Die Querwellen und die Rayleighwellen in Fig. 3 und 4 gehören zu Beben verschiedener Herdlage, doch liegt der von den Wellen zurückgelegte Weg in allen Fällen im asiatischen Kontinent. Ein Vergleich der Kurven zeigt, daß die Rayleighwellen durchweg eine um rund 10% geringere Geschwindigkeit besitzen als die Querwellen gleicher Wellenlänge und daß dieser Geschwindigkeitsunterschied auch für Geschwindigkeiten sehr langer und sehr kurzer Wellen gilt. Dies steht in guter Übereinstimmung mit der Theorie, welche für diese extremen Wellenlängen in geschichteten Medien eine um 9% geringere Geschwindigkeit für Rayleighwellen als für Querwellen verlangt.

Die folgende Tabelle gibt die Geschwindigkeiten von Quer- und Rayleighwellen aus einem und demselben Beben, und zwar für das Ost-Bengalen-Beben vom 2. Juli 1930 und für das Kwen-Lun-Beben vom 11. Juli 1924.

Ost-Bengalen-Beben vom 2. Juli 1930,  $\Delta = 7050$  km.

	$\lambda$ km:	50	80	100	150	200	250	290
$v_Q - v_R$	km/sec . .	0.35	0.23	0.24	0.20	0.18	0.17	0.16
$v_R/v_Q$	. . . . .	0.89	0.92	0.93	0.94	0.95	0.96	0.96

Kwen-Lun-Beben vom 11. Juli 1924,  $\Delta = 5950$  km.

	$\lambda$ km:	50	100	150	200	250
$v_Q - v_R$	km/sec . .	0.14	0.14	0.14	0.14	0.14
$v_R/v_Q$	. . . . .	0.95	0.96	0.96	0.96	0.96

Die Werte für  $v_R/v_Q$  schwanken von 0.89 bis 0.96. Die Theorie fordert den Wert 0.91.

5. Geschwindigkeit der Oberflächenwellen als Funktion der Herdfernung. Ein Vergleich der Fig. 3 und 4 zeigt, daß die Wellen des Kwen-Lun-Bebens eine etwas größere mittlere Fortpflanzungsgeschwindigkeit haben als die gleich langen Wellen des Ost-Bengalen-Bebens. Beide Beben haben dasselbe Azimut N 80° E, aber eine um 20% verschiedene Epizentralentfernung. Zur Klärung der Frage, ob die mittlere Geschwindigkeit von der Länge des durchlaufenen Weges abhängt, wurden zwei Beben von geringer Epizentralentfernung ausgewertet, nämlich das Algerien-Beben vom 24. Juli 1910,  $\Delta = 1800$  km (Fig. 6) und das Klein-Asien-Beben vom 13. August 1922,  $\Delta = 2330$  km (Fig. 7), beide aufgenommen in Göttingen.

Herd	Fig.	Epizentral- entfernung von Göttingen km	Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Oberflächenwellen in km/sec					
			$\lambda = 50$ km		$\lambda = 100$ km		$\lambda = 150$ km	
			Z	NS	Z	NS	Z	NS
Algerien . . . . .	6	1800	—	3.15	—	3.72	—	—
Klein-Asien . . . . .	7	2330	2.95	3.14	3.20	3.50	3.64	—
Kwen-Lun-Gebirge . . .	3	5950	—	—	—	3.38	3.44	3.60
Ost-Bengalen . . . . .	4	7050	2.73	3.03	3.01	3.27	3.24	3.48



Der Vergleich von Fig. 3, 4, 6 und 7 (s. Tabelle) zeigt, daß für gleiche  $\lambda$  der mittlere Wert von  $v$  mit wachsendem  $\Delta$  abnimmt, und zwar um so mehr, je größer  $\lambda$  ist.

In Fig. 8 ist  $v_Q$  als Funktion von  $\Delta$  für verschiedene  $\lambda$  eingetragen. Für kleine  $\lambda$  wird  $v_Q$  schon bei kleinem  $\Delta$  konstant, für große  $\lambda$  nimmt  $v_Q$  auch bei

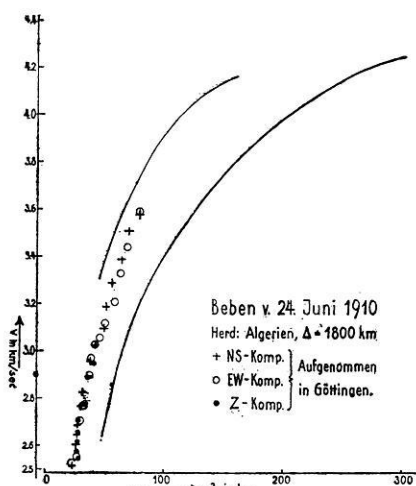


Fig. 6

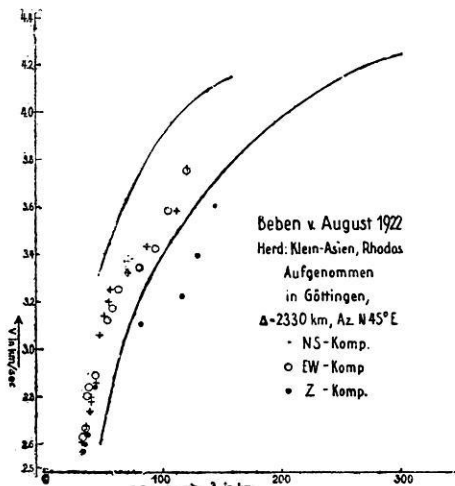


Fig. 7

Dispersionskurve der Oberflächenwellen für die Herdentfernungen  $\Delta = 1800$  und  $2330$  km

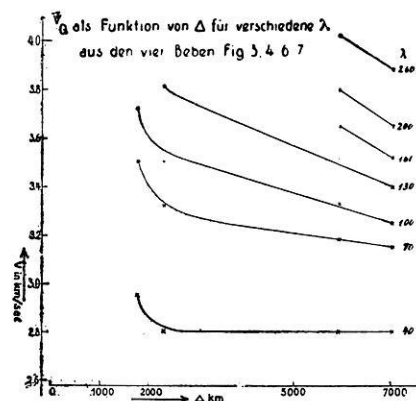


Fig. 8. Geschwindigkeit der Querwellen als Funktion von  $\Delta$  für verschiedene  $\lambda$

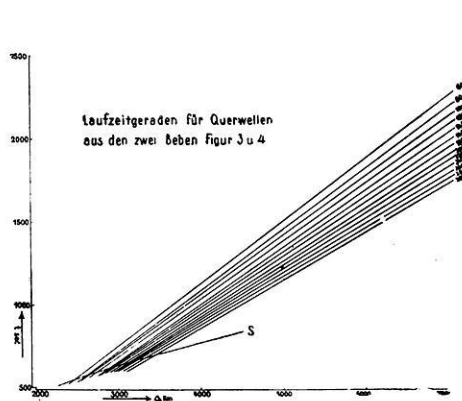


Fig. 9. Laufzeitgeraden der Querwellen verschiedener Wellenlänge  $\lambda$

großem  $\Delta$  weiter ab. So bleibt für die Wellenlänge  $\lambda = 40$  km die Geschwindigkeit oberhalb  $\Delta = 2500$  km konstant, während die Welle mit  $\lambda = 130$  km zwischen  $\Delta = 2500$  km und  $\Delta = 7000$  km eine Geschwindigkeitsabnahme von  $0.4$  km/sec, d. h. etwa  $10\%$  aufweist.

Die Auswertung anderer Beben mit großem  $\Delta$  ergibt, daß die Einwirkung von  $\Delta$  auf  $v$  bei Herdentfernungen von mehr als 6000 km nur noch eine untergeordnete Rolle spielt gegenüber dem großen Einfluß der geologischen Beschaffenheit des Wellenweges (ob kontinental oder subozeanisch).

Die Tatsache, daß der mittlere Wert von  $v$  mit wachsendem  $\Delta$  zunächst stark abnimmt, später aber einem konstanten Wert zustrebt, legt den Schluß nahe, daß diese Geschwindigkeitsabnahme gar nicht reell ist.

In den nahe dem Herd aufgenommenen Seismogrammen werden Quer- und Rayleighwellen mit so großen Wellenlängen wie die hier besprochenen nicht beobachtet. Die Energie, die sich später in größerer Entfernung als Oberflächenwellen äußert, läuft wohl zunächst eine Strecke als Raumwelle mit einer höheren Geschwindigkeit in größerer Tiefe durch das Erdinnere. Bei der Reflexion dieser Raumwellen an der Erdoberfläche wird ein Teil ihrer Energie allmählich in Oberflächenwellen umgewandelt, die dann in den obersten Schichten mit geringerer, konstanter Geschwindigkeit längs der Erdoberfläche laufen. Der mittlere Wert von  $v$ , berechnet aus der Laufzeit und der Herdentfernung, wird daher um so kleiner, je größer  $\Delta$  ist, und strebt bei großem  $\Delta$  einem konstanten Wert zu; um so deutlicher tritt dann der Einfluß der geologischen Beschaffenheit des Wellenweges hervor.

Als Erregerwelle der Oberflächenwellen kommen wohl nur die transversalen  $S$ -Wellen in Betracht. Es entstehen dabei Rayleighwellen oder Querwellen, je nachdem die  $S$ -Wellen in der Einfallsebene oder senkrecht dazu polarisiert sind. Dies letztere wird noch näher untersucht.

In Fig. 9 sind gemäß dieser Vorstellung die Laufzeitgeraden für Querwellen verschiedener Wellenlänge aus zwei Beben (Fig. 3 und 4) eingetragen. Ihre Herde liegen im selben Azimut in bezug auf die Aufnahmestation. Ihre Wellen haben gleichartige Wege verschiedener Länge durchlaufen. Wie man sieht, rücken die Schnittpunkte der Laufzeitgeraden mit der Laufzeitkurve der  $S$ -Wellen bei sinkender Wellenlänge kontinuierlich zum Herde, d. h. die kürzeren Wellen entstehen näher am Herd als die langen, und benachbarte Wellenlängen entstehen in benachbarten Epizentralentfernungen.

Fig. 9 zeigt ferner, daß die Laufzeitkurven für die verschiedenen Werte von  $\lambda$  verschiedene Neigung besitzen. Für kleine Werte von  $\lambda$  ergeben sich stärkere Neigungen, also kleinere Geschwindigkeiten als für große  $\lambda$ .

Nimmt man an, daß die Querwellen auf diese Weise in der Entfernung  $X$  vom Herd zur Zeit  $Y$  (Laufzeit der  $S$ -Welle bis  $X$ ) entstehen, so ist für ein bestimmtes  $\lambda$  die wahre, von  $\Delta$  unabhängige Geschwindigkeit

$$v_{\lambda} = \frac{\Delta - X}{t - Y} = \frac{\Delta_2 - \Delta_1}{t_2 - t_1},$$

worin  $\Delta_1$  und  $\Delta_2$ , beide  $> X$ , die Epizentralentfernungen für zwei Stationen, und  $t_1$  und  $t_2$  die dazugehörigen Laufzeiten der Querwellen bedeuten.

6. Folgerungen und Anwendungen. Der Verlauf der Dispersionskurve gestattet Rückschlüsse auf den von den Erdbebenwellen durchlaufenen Weg.

Fig. 10 zeigt Dispersionskurven, welche aus in Samoa aufgenommenen Seismogrammen erhalten wurden.

Kurve III, die aus einem Beben von den Riu-Kiu-Inseln stammt, entfernt sich in ihrem oberen Teile von den übrigen Kurven für subpazifischen Wellenweg mehr und mehr und zeigt eine deutliche Hinneigung zu der Kurvenrichtung für subkontinentale Beben. So wird in III  $v = 4.0$  km/sec erst bei  $\lambda = 150$  km erreicht, bei I und II schon bei 95 und 125 km. Nun haben die Wellen des Bebens von Kurve III ihren Weg zweifellos auch durch den Pazifischen Ozean genommen, aber nicht durch das offene Meer, wie dies bei den Wellenwegen der Kurven I

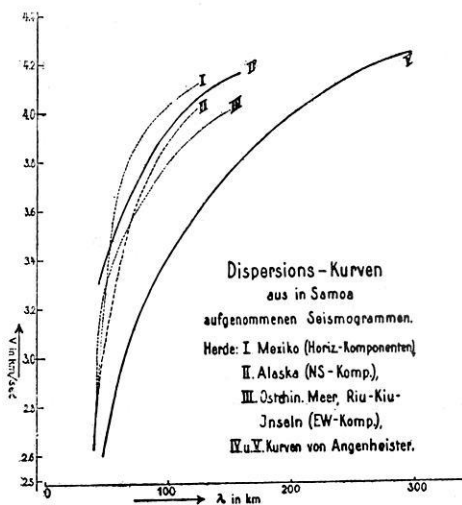


Fig. 10

Dispersionskurve für ganz oder teilweise subozeane Wege

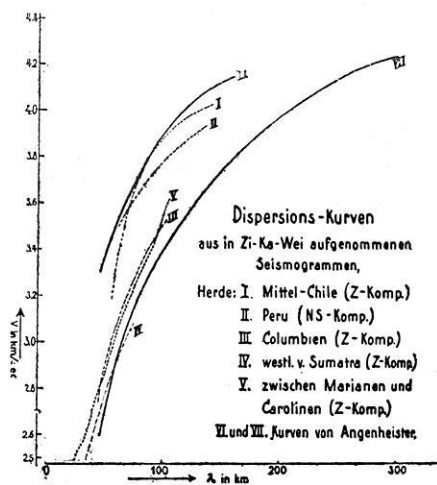


Fig. 11

und II der Fall ist, sondern durch die inselreiche Südsee. Die Lage der Kurve III berechtigt uns also zu dem Schluß, daß die obersten Erdschichten unter der Südsee qualitativ verschieden sind von dem Untergrund des offenen Pazifischen Ozeans und daß wir also strenggenommen nur den letzteren als subpazifisch im engeren Sinne bezeichnen dürfen.

Die Richtigkeit dieser Annahme wird bestätigt in Fig. 11. Hier sind in entsprechender Weise die Dispersionskurven verschiedener Beben eingetragen, die in Zi-Ka-Wei (Shanghai) aufgezeichnet wurden. Der Herd des Bebens, dessen Dispersionskurve mit IV bezeichnet ist, liegt westlich von Sumatra, während Kurve V aus einem Beben errechnet wurde, dessen Herd zwischen den Marianen und den Carolinen liegt. In beiden Fällen mußten also die Wellen den Boden der Südsee durchlaufen, und doch haben beide Kurven keineswegs den subpazifischen

Charakter. Sie zeigen einen Verlauf wie bei Beben mit subkontinentalem, mindestens aber subatlantischem Wellenweg (Fig. 2). Es ergibt sich hieraus, daß der Pazifische Ozean keineswegs in seiner ganzen Ausdehnung den gleichen, bisher subpazifisch genannten Untergrund hat. Vielmehr zeigt der westliche Teil des Stillen Ozeans vom asiatischen Festland bis nach Australien hin und weit in die Inselwelt der Südsee hinein einen Untergrund, der in seinem Aufbau den obersten Schichten unter dem Atlantischen Ozean oder dem Festland ähnlich ist. Solche Anschauungen sind aus geologischen Gründen oft vertreten worden.

Kurve I in Fig. 11 stammt aus einem Chile-Beben, dessen Wellen unter dem Stillen Ozean hindurchgelaufen sind, und dementsprechend zeigt auch die Kurve

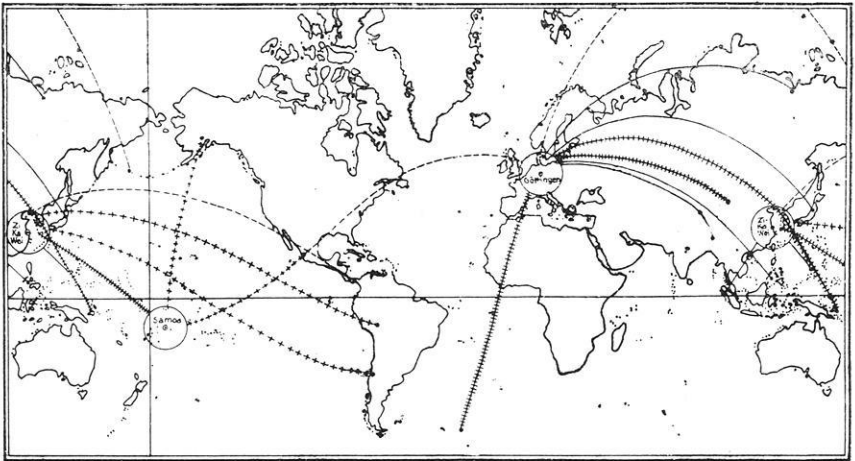


Fig. 12. Übersichtskarte über die Wellenwege einiger Beben

+++++	subpazifischer	} Charakter der Dispersionskurve
-----	subatlantischer	
—————	subkontinentaler	
	gemischter	

den rein subpazifischen Charakter. Die Wellen eines Peru-Bebens (II) und noch mehr die eines Columbiens-Bebens (III) haben ihren Weg zum Teil unter dem Stillen Ozean, zum Teil aber auch unter dem amerikanischen Festland genommen. Ihre Kurven liegen daher auch zwischen I und V, und besonders III zeigt gar nicht mehr den subpazifischen Verlauf, da die Wellen dieses Bebens beinahe ihren ganzen Weg über die Westküste Amerikas und die japanischen Inseln genommen haben. Also besitzt offenbar auch der Meeresgrund in der Nähe der ostasiatischen Inseln den eben besprochenen, subatlantischen Charakter.

In entsprechender Weise wurden auch die Dispersionskurven aus den in Göttingen aufgenommenen Seismogrammen untersucht.

Als Fig. 12 ist die Reproduktion einer Weltkarte beigegeben, in welche die drei Stationen Göttingen, Apia auf Samoa und Zi-Ka-Wei, sowie die Herde der meisten hier aufgeführten Beben und die Wellenwege derselben zur Station ein-

gezeichnet sind. Nach der Gestalt der erhaltenen Dispersionskurven wurden diese eingeteilt in die vier Gruppen:

- |                     |                        |
|---------------------|------------------------|
| 1. subpazifischer   | } Charakter der Kurve, |
| 2. subatlantischer  |                        |
| 3. subkontinentaler |                        |
| 4. gemischter       |                        |

und dementsprechend wurden auch die zugehörigen Wellenwege durch verschiedenartige Linien gekennzeichnet. Man sieht, daß sich durch die Behandlung weiterer an verschiedenen Stationen aufgenommener Beben in der oben angegebenen Art ein Urteil über den Aufbau der obersten Schichten an den verschiedensten Stellen der Erdoberfläche erhalten läßt. Nach Einsetzen bestimmter Werte für die Querkontraktionszahl und nach Annahme bestimmter Schwingungsvorgänge in den Schichten lassen sich die einzelnen Schichtdicken ausrechnen.

7. Berechnung von Schichtdicken aus Dispersionskurven. Nach Love zeigen Querwellen eine Dispersion bei geschichtetem Medium: insbesondere behandelt er den Fall, daß die Geschwindigkeit der Transversalwellen in der unteren Schicht größer ist als in der oberen. Aus der Dispersionskurve läßt sich die Tiefe der Schichtgrenze und damit die Dicke der obersten Schicht bestimmen. Berechnungen dieser Art sind schon von Love<sup>4)</sup>, Gutenberg<sup>16)</sup> und Stoneley<sup>17)</sup> durchgeführt worden. Hierbei ist es, worauf auch Stoneley und Jeffreys<sup>18)</sup> schon hingewiesen haben, von entscheidender Bedeutung, ob man aus den Aufzeichnungen Signalgeschwindigkeiten oder Gruppengeschwindigkeiten ableitet.

Unter Signalgeschwindigkeit  $c$  ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellenfront einer Wellengruppe von konstantem  $\lambda$  zu verstehen. Gruppengeschwindigkeit  $C$  entsteht, wenn Wellengruppen benachbarter Werte von  $\lambda$  sich überlagern.  $C$  ist dann die Geschwindigkeit der Maxima der Gruppen.

Ob die aus den Diagrammen bestimmten Geschwindigkeiten Signal- oder Gruppengeschwindigkeiten sind, ist schwer zu entscheiden. Wir wissen nicht, ob alle Perioden an einem bestimmten Ort gleichzeitig entstehen oder etwa durch eine Erreger-(S) Welle längs eines großen Teiles der Erdoberfläche kontinuierlich fortschreitend zeitlich nacheinander gebildet werden.

Entständen im Herd gleichzeitig wenige Schwingungen untereinander sehr verschiedener Periode (man könnte an Grund- und Oberschwingungen denken), so laufen sie mit den ihnen zukommenden Geschwindigkeiten weiter und trennen sich gleich, nachdem sie den Herd verlassen haben. In der Entfernung  $\Delta$  treffen nacheinander Wellen verschiedener Periode ein. Die erste Welle der Periode  $T$  erreicht  $\Delta$  mit Signalgeschwindigkeit. Die hier abgeleiteten Dispersionskurven würden dann der Signalgeschwindigkeit entsprechen.

Entstände aber im Herde gleichzeitig eine große Reihe von Schwingungen nahe benachbarter Perioden, so überlagern sie einander, die Maxima erreichen die Station mit Gruppengeschwindigkeit. Gibt es mehrere Gruppen  $\lambda_1 + \Delta\lambda_1$ ,

$\lambda_2 + \Delta\lambda_2$  usf., worin  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  usw. bis zum Vielfachen verschieden sein können, so treffen an der Station mehrere zu diesen  $\lambda_1, \lambda_2 \dots$  gehörige Maxima nacheinander ein. Die Ausmessung der Maxima gibt dann die Gruppengeschwindigkeit  $C_{\lambda}$ . In der Tat zeigen manche Beben Gruppen, in denen  $T$  nahezu konstant ist, während  $T$  sich von Gruppe zu Gruppe sprunghaft bis zu 20% oder mehr ändert. Mißt man alle Perioden aus, so erhält die Dispersionskurve ein treppenförmiges Aussehen, die Maxima ( $C$ ) werden dabei durch eine mittlere Kurve automatisch erfaßt.

Besonders schwierig wird die Entscheidung der Frage, ob unsere Kurven für  $C$  oder  $c$  gelten, dadurch, daß die Querwellen offenbar nicht im Herde entstehen. Infolgedessen erhält  $v_Q$  eine scheinbare Abhängigkeit von  $\Delta$ , was zunächst weder für  $C$  noch für  $c$  zutreffen sollte. Die notwendige genauere Untersuchung dieser Frage geht über den Rahmen dieser Arbeit hinaus. Es sollen hier, ohne über die Natur der Ausbreitung eine Entscheidung zu treffen, zwei Annahmen, nämlich  $v_Q = C$  und  $v_Q = c$ , der Rechnung zugrunde gelegt werden.

Bedeutet  $c_0$  und  $c_u$  die Geschwindigkeiten der Transversalwellen in der oberen bzw. unteren Schicht, so gibt Jeffreys<sup>18)</sup> eine Darstellung von  $c/c_0$  und  $C/c_0$  als Funktion von  $2\pi \frac{h}{\lambda}$ , worin  $h$  die Dicke der oberen Schicht in Kilometer

darstellt. Diese Figur zeigt auch, daß sich für sehr kleine Wellenlängen die Geschwindigkeiten  $c$  und  $C$  dem Wert  $c_0$  nähern, für sehr große Wellenlängen hingegen dem Wert  $c_u$ . Infolgedessen kann man aus der experimentell gefundenen Dispersionskurve für ein zweischichtiges Medium — unabhängig davon, ob es sich um Signal- oder um Gruppengeschwindigkeit handelt — die Geschwindigkeiten  $c_0$  und  $c_u$  der Transversalwellen unmittelbar ablesen, indem man für  $c_0$  die Geschwindigkeit sehr kleiner  $\lambda$ , für  $c_u$  die Geschwindigkeit sehr großer  $\lambda$  nimmt.

Aus Fig. 5 ergibt sich:  $c_0 = 3.1$  km/sec\*),  $c_u = 4.1$  km/sec. Der erwähnten Figur von Jeffreys liegen die Werte  $c_0 = 3.1$ ,  $c_u = 4.2$ ,  $\rho_0 = 2.7$ ,  $\rho_u = 3.4$  zugrunde, wobei  $\rho_0$  und  $\rho_u$  die entsprechenden Dichten bedeuten. Der Wert für  $\rho_u$  ist, wie Schweremessungen nahelegen, zu groß. Die Kurven von Jeffreys wurden daher neu berechnet für unsere Werte  $c_0 = 3.1$ ,  $c_u = 4.1$ , wobei die Dichten zu  $\rho_0 = 2.7$ ,  $\rho_u = 3.0$  angenommen wurden. Es ist

$$\text{tang} \frac{2\pi\sigma_0 h}{\lambda} = \frac{\mu_u \sigma_u}{\mu_0 \sigma_0} \dots \dots \dots (1)$$

worin  $\mu_0$  und  $\mu_u$  die Riegeigkeitskoeffizienten der oberen und der unteren Schicht bedeuten und  $\sigma_0$  und  $\sigma_u$  definiert sind durch

$$\sigma_0 = \sqrt{\frac{c^2}{c_0^2} - 1} \quad \text{und} \quad \sigma_u = \sqrt{1 - \frac{c^2}{c_u^2}} \dots \dots \dots (2)$$

\*) Theoretisch muß für kleine  $\lambda$  die Dispersionskurve horizontal in den Wert  $c_0$  einmünden. Dies ist bei unseren experimentell ermittelten Kurven nicht der Fall. Hiervon soll jedoch abgesehen und der kleinste gefundene Wert der Geschwindigkeit für  $c_0$  eingesetzt werden.

Aus der bekannten Beziehung

$$c_{tr} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$$

ergibt sich ferner

$$\frac{\mu_u}{\mu_0} = \frac{\rho_u c_u^2}{\rho_0 c_0^2} \dots \dots \dots (3)$$

Mit Hilfe dieser Formeln läßt sich  $c/c_0$  als Funktion von  $2\pi h/\lambda$  graphisch darstellen.

Die Gruppengeschwindigkeit  $C$  und die Signalgeschwindigkeit  $c$  sind verbunden durch

$$C = c - \lambda \frac{\partial c}{\partial \lambda}$$

Durch einfache Umformung ergibt sich daraus die von Jeffreys angegebene Beziehung

$$\frac{C}{c_0} = \frac{c}{c_0} + 2\pi \frac{h}{\lambda} \frac{d\left(\frac{c}{c_0}\right)}{d\left(2\pi \frac{h}{\lambda}\right)} \dots \dots \dots (4)$$

Da sich der Differentialquotient auf der rechten Seite leicht aus der Neigung der bereits vorliegenden Kurve für  $c/c_0$  ermitteln läßt, bietet die Berechnung von  $C/c_0$  als Funktion von  $2\pi \frac{h}{\lambda}$  keinerlei Schwierigkeiten. Das Ergebnis dieser Umrechnung ist in Fig. 13 dargestellt.

Zur Berechnung der Schichtdicke wird aus der Dispersionskurve für kontinentale Wellenwege (Fig. 5) für eine Wellenlänge  $\lambda$  die zugehörige Geschwindigkeit abgelesen. Nimmt man an, daß es sich um Signalgeschwindigkeit (bzw. Phasengeschwindigkeit) handelt, so ist der abgelesene Wert als  $c$  anzusehen. Da  $c$  bekannt ist, kann man nunmehr aus der Kurve für  $c/c_0$  in Fig. 13 den zugehörigen Wert von  $2\pi \frac{h}{\lambda}$  und damit also die Schichtdicke  $h$  bestimmen. Entsprechend geht man vor bei der Annahme, daß es sich um Gruppengeschwindigkeit  $C$  handelt, wobei sich eine andere Schichtdicke  $h$  ergibt.

Verfährt man in der angegebenen Weise mit verschiedenen Wellenlängen, so ergibt sich aus unserer Kurve die folgende Tabelle:

I. Unter Zugrundelegung von Signalgeschwindigkeit					
$\lambda$ km . . . . .	80	100	150	200	250
$h_c$ km . . . . .	60.6	43.1	40.6	37.6	31.0
II. Unter Zugrundelegung von Gruppengeschwindigkeit					
$\lambda$ km . . . . .	80	100	150	200	250
$h_C$ km . . . . .	17.5	17.2	20.3	20.4	17.9

Wie man sieht, streuen die Werte von  $h$ , die für alle Wellenlängen dieselben sein sollten, unter Annahme der Signalgeschwindigkeit weit stärker (um etwa 30 km) als bei Annahme der Gruppengeschwindigkeit (um etwa 3 km). Die Auffassung unseres  $v$  als Gruppengeschwindigkeit liefert also ein besseres Resultat. Rein theoretische Betrachtungen über die Frage, ob der Auffassung unserer Geschwindigkeit  $v$  als Signal- oder als Gruppengeschwindigkeit der Vorzug zu geben ist, wurden hier absichtlich außer acht gelassen; es sollten zunächst nur die experimentellen Ergebnisse dargestellt werden.

Fig. 14 gibt die beiden theoretischen Dispersionskurven für Gruppengeschwindigkeit mit den oben abgeleiteten Daten  $Q_0$ ,  $Q_u$ ,  $c_0$  und  $c_u$  wieder, einmal

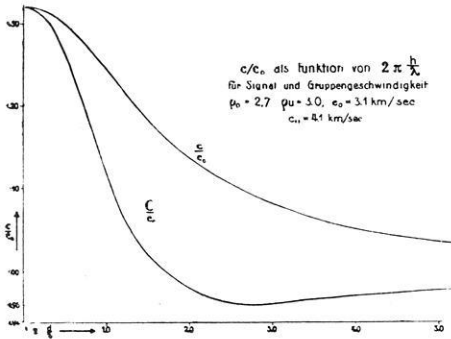


Fig. 13. Dispersionskurve für Signal- und Gruppengeschwindigkeit

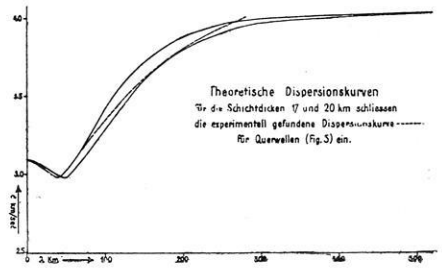


Fig. 14. Theoretische und experimentelle Dispersionskurve (für Signalgeschwindigkeit)

für  $h = 17$  km, das andere Mal für  $h = 20$  km, außerdem die experimentell gefundene Dispersionskurve der Querwellen für kontinentale Wellenwege (Fig. 5), aus der die obigen Werte  $c_0$  und  $c_u$  entnommen sind.

In den vorliegenden Betrachtungen wurde nicht berücksichtigt, daß, wie oben dargelegt, die Querwellen möglicherweise nicht im Epizentrum entstehen, die aus Fig. 5 abgelesenen Geschwindigkeiten also nicht die wahren Fortpflanzungsgeschwindigkeiten für Querwellen sind. Ein Versuch, die aus der Neigung der Laufzeitgeraden in Fig. 9 abzulesenden Werte für die reduzierte Geschwindigkeit zu verwenden, hat einstweilen nicht zu befriedigenden Ergebnissen geführt.

### Zusammenfassung

1. Die hier angewandte Methode der Konstruktion von Dispersionskurven für seismische Oberflächenwellen zeigt, daß es eine allgemeine, für alle Beben geltende Dispersionskurve nicht gibt. Die Dispersionskurven verschiedener Beben mit demselben Wellenweg fallen zusammen.

2. Die Gestalt und Lage der Dispersionskurve eines Bebens hängt in erster Linie davon ab, ob die Wellen auf ihrem Weg zur Station subpazifischen, subatlantischen oder subkontinentalen Untergrund durchlaufen haben. Der Atlantik und die Südsee (SW-Pazifik) zeigen Dispersionskurven, die Übergangsformen



sind zwischen denen des Pazifik und denen des Kontinents. Atlantik und Südsee haben vielleicht Sialschollen geringerer Dicke.

3. Die Geschwindigkeit einer bestimmten Wellenlänge nimmt mit wachsender Herdentfernung ab (auch bei gleichartigem Untergrund, z. B. subkontinentalem).

4. Wenn die eine Horizontalkomponente des Seismographen im Azimut des Herdes lag, gelang es, Quer- und Rayleighwellen nach ihrer Wellenlänge und Fortpflanzungsgeschwindigkeit voneinander zu trennen, auch wenn sie sich überlagerten.

5. Aus der Dispersionskurve wurde die Tiefe der obersten Schichtgrenze für den eurasiatischen Kontinent berechnet, einmal unter der Annahme, daß die beobachtete Geschwindigkeit als Gruppengeschwindigkeit, das andere Mal, daß sie als Phasengeschwindigkeit anzusehen ist. Die Annahme der Gruppengeschwindigkeit ergab für verschiedene Wellenlängen eine bessere Übereinstimmung der Resultate als die Annahme der Phasengeschwindigkeit, und zwar ergab sich dabei eine Schichtdicke von rund 20 km für den asiatischen Kontinent.

6. Unabhängig von der Annahme, ob Gruppen- oder Phasengeschwindigkeit vorliegt, ergab sich als Transversalgeschwindigkeit im asiatischen Kontinent für die obere Schicht 3.1 km/sec, für die untere 4.1 km/sec.

#### Literatur

- <sup>1)</sup> Lord Rayleigh: London Math. Soc. Proc., Vol. XVII (1885).
- <sup>2)</sup> N. Lamb: Phil. Transact. Roy. Soc., Vol. CCIII (1904).
- <sup>3)</sup> E. Wiechert: Über Erdbebenwellen I. Nachr. d. Kgl. Ges. d. Wiss. Göttingen 1907.
- <sup>4)</sup> A. E. H. Love: Some problems of geodynamics. Cambridge, University Press. 1911, Art. 176.
- <sup>5)</sup> G. Angenheister: Beobachtungen an pazifischen Beben. Nachr. d. Kgl. Ges. d. Wiss. Göttingen 1921.
- <sup>6)</sup> E. Tams: Centralbl. f. Mineralogie, Geologie und Paläontologie 1921.
- <sup>7)</sup> S. W. Visser: Kon. Magnet. en Met. Observatorium te Batavia 1921, Nr. 7. Batavia 1921.
- <sup>8)</sup> Fürst B. Galitzin: Vorlesungen über Seismometrie. Deutsch von O. Hecker. Leipzig und Berlin, Teubner, 1914.
- <sup>9)</sup> B. Gutenberg: Zeitschr. f. Geophys. I. Braunschweig 1925. S. 94. Siehe auch: Handb. d. Geophys., Bd. IV, S. 249.
- <sup>10)</sup> T. Matuzawa: Bulletin of the Earthquake Research Institute, Tokyo, VI (1929).
- <sup>11)</sup> P. Byerly: Gerlands Beitr. z. Geophys. **26**. Leipzig 1930.
- <sup>12)</sup> G. Angenheister: Seismik. Kap. 8 in Bd. VI des Handb. d. Phys. Berlin 1928.
- <sup>13)</sup> Notes des Sismologie. Par E. Gherzi: Zi-Ka-Wei, Chang-Hai, Nr. 7 (1925); Nr. 8 (1926); Nr. 10 (1928).
- <sup>14)</sup> B. Gutenberg: Handb. d. Geophys., Bd. IV, 215—217.
- <sup>15)</sup> Wiecherts Bemerkungen in: G. Angenheister: Seismische Registrierungen in Göttingen im Jahre 1905, S. 42; Nachr. d. Kgl. Ges. d. Wiss. Göttingen 1906.
- <sup>16)</sup> B. Gutenberg: Physikal. Zeitschr. **25**, 377 (1924); **27**, 111 (1926).
- <sup>17)</sup> R. Stoneley: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. Geophys. Suppl. 1925, S. 280; 1928, S. 521.
- <sup>18)</sup> H. Jeffreys: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Geophys. Suppl. 1928, S. 282.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Dezember 1931.

## V. Ein Beitrag zur Theorie der Reflexion und Brechung elastischer Wellen an Unstetigkeitsflächen

Von **Heinr. Blut** in Göttingen — (Mit 13 Abbildungen)

Es sind die Energieanteile berechnet, in die sich eine primäre longitudinale Welle aufteilt beim Auftreffen auf eine Grenzfläche zweier elastisch verschiedener Medien. Die Rechnung ist durchgeführt ohne und mit Vernachlässigung der sekundären transversalen Anteile. Es wird gezeigt, wie weit Vernachlässigungen bei der numerischen Rechnung gemacht werden dürfen.

Im Verlauf der Untersuchung der bei Steinbruchsprengungen aufgenommenen Seismogramme ergab sich die Notwendigkeit, theoretisch die Reflexion und Brechung einer seismischen Welle an einer Unstetigkeitsfläche im Erdinnern zu untersuchen und daran zu prüfen, wie weit die so gewonnenen Resultate mit der Beobachtung übereinstimmen. Hierfür in Betracht kommen zwei Unstetigkeitsflächen der obersten Erdrinde, die aus der Beobachtung von Nahbeben bereits bekannt sind:

1. die Grenzfläche zwischen Deckgebirge—Granitschicht in etwa 2 km Tiefe;
2. die Grenzfläche zwischen Granit- und Basaltschicht in etwa 8 km Tiefe.

Die Werte für die Tiefe sind die für den Göttinger Untergrund wahrscheinlichsten<sup>1)</sup>. Mit „Granitschicht“ ist das unter dem Deckgebirge liegende Grundgebirge gemeint. Es ist damit nicht gesagt, daß es lediglich aus Granit besteht.

In Anbetracht der vom Geophysikalischen Institut der Universität Göttingen wiederholt ausgeführten seismischen Messungen auf Gletschern, soll der Vorgang der Aufspaltung einer elastischen Welle an der Grenzfläche Eis—Fels hier ebenfalls untersucht werden.

**I. Berechnung der Amplitudenverhältnisse.** K. Zoeppritz<sup>2)</sup> führte bereits theoretisch die Berechnung der Amplituden der longitudinalen und transversalen reflektierten und gebrochenen Wellen aus, die beim Durchgang einer gegebenen longitudinalen oder transversalen Welle durch eine Unstetigkeitsfläche entstehen. Explizite Formeln zur Berechnung von Amplitudenverhältnissen stellte er nicht auf. Näherungsformeln hierfür wurden von Berlage jun. gegeben<sup>3)</sup>. Da Totalreflexionen außerhalb des Anwendungsbereiches seiner Interpolationsformeln liegen, kamen dieselben für meine Untersuchung nicht in Betracht.

H. Jeffreys<sup>4)</sup> untersuchte das Verhalten einer elastischen Welle an einer Grenzfläche unter Vernachlässigung der sekundären Wellen vom anderen Typ.

Daß diese Vernachlässigung nur in gewissen Fällen gemacht werden darf, soll nachher noch gezeigt werden.

Da ich direkt an die Arbeit von Zoeppritz anknüpfe, unter Beibehaltung seiner Bezeichnungsweise, will ich hier kurz die Ergebnisse anführen.

Bei der theoretischen Behandlung ist man gezwungen, weitgehende vereinfachende Annahmen zu machen. Die Dichten  $\rho_1, \rho_2$  und die Elastizitätskonstanten beider Medien, die als isotrop angenommen werden, seien verschieden; die Grenzfläche sei eben. Mit  $a, b$  sind die Geschwindigkeiten reiner Longitudinal- bzw. Transversalwellen gemeint, die mit den Laméschen Konstanten  $\lambda$  und  $\mu$  in der Beziehung stehen:

$$a = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}, \quad b = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}.$$

Legt man ein Koordinatensystem so, daß die  $x, y$ -Ebene mit der Diskontinuität zusammenfällt und die positive  $z$ -Achse ins Medium 2 weist, und sind  $u, v, w$  die Verrückungskomponenten, so lauten die Bewegungsgleichungen für elastische, isotrope Medien

$$\rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} (u, v, w) = (\lambda + \mu) \left( \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right) \delta + \mu \Delta (u, v, w) \dots (1)$$

wobei

$$\delta = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}$$

und

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

In der  $x, z$ -Ebene liege jeweils die Wellennormale. In der folgenden Rechnung soll stets das Medium, aus dem die primäre Welle auf die Grenzfläche trifft, mit dem Index 1 bezeichnet werden. Die einfallende Welle kann entweder longitudinal oder transversal sein. Die transversale Welle hat man in zwei Komponenten zu zerlegen, von denen die eine in der  $x, z$ -Ebene und die andere parallel der  $y$ -Achse schwingt. Die spitzen Winkel zwischen Strahlrichtung und Einfallslot werden mit zwei Buchstaben bezeichnet: der erste  $e, r$  oder  $d$  gibt die Richtung an (einfallend, reflektiert, durchgehend), der zweite  $l$  oder  $t$  die Wellenart (longitudinal, transversal). Die Winkel lassen sich nach dem Brechungsgesetz auf Grund der bekannten Geschwindigkeiten bestimmen. Die folgende Rechnung ist ähnlich der in der Optik zur Bestimmung der Fresnelschen Formeln.

Für die Grenzfläche sind folgende Grenzbedingungen zu erfüllen:

1. muß die Summe der Horizontal- und Vertikalverrückungen im einen Medium gleich der entsprechenden Summe im anderen Medium sein, d. h.

$$\sum \bar{u}_1 = \sum \bar{u}_2, \quad \sum \bar{v}_1 = \sum \bar{v}_2, \quad \sum \bar{w}_1 = \sum \bar{w}_2;$$

2. muß die Summe der Drucke an der Grenzfläche in beiden Medien gleich sein:

$$\sum \varrho_1 b_1^3 \overline{\left( \frac{\partial u_1}{\partial z} + \frac{\partial w_1}{\partial x} \right)} = \sum \varrho_2 b_2^3 \overline{\left( \frac{\partial u_2}{\partial z} + \frac{\partial w_2}{\partial x} \right)},$$

$$\sum \varrho_1 b_1^3 \overline{\left( \frac{\partial v_1}{\partial z} + \frac{\partial w_1}{\partial y} \right)} = \sum \varrho_2 b_2^3 \overline{\left( \frac{\partial v_2}{\partial z} + \frac{\partial w_2}{\partial y} \right)},$$

$$\sum \left[ \varrho_1 a_1^2 \bar{\delta}_1 - 2 \varrho_1 b_1^3 \overline{\left( \frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial y} \right)} \right] = \sum \left[ \varrho_2 a_2^2 \bar{\delta}_2 - 2 \varrho_2 b_2^3 \overline{\left( \frac{\partial u_2}{\partial x} + \frac{\partial v_2}{\partial y} \right)} \right].$$

Die Striche deuten an, daß der Wert für die Grenzfläche zu nehmen ist.

1. Einfallende Longitudinalwelle. Man macht für die primäre und die vier sekundären Wellen Ansätze, die der Gleichung (1) genügen. Für eine einfallende, ebene longitudinale Welle lautet derselbe z. B.:

$$\begin{aligned} u &= \xi_{el} \cdot \sin el \\ v &= 0 \\ w &= \xi_{el} \cdot \cos el \end{aligned} \quad \text{wobei } \xi_{el} = \Re \left( M_{el} e^{\frac{2\pi i}{\tau} \left( t - \frac{x \sin el + z \cos el}{a_1} \right)} \right),$$

und  $\Re$  bedeutet, daß von dem folgenden Ausdruck nur der Realteil zu nehmen ist. Geht man mit diesen fünf Ansätzen in die Grenzbedingungen ein, so erhält man vier lineare, homogene Gleichungen

$$\begin{aligned} M_{el} \sin el - M_{rl} \sin el + M_{rt} \cos et - M_{dl} \sin dl + M_{dt} \cos dt &= 0, \\ M_{el} \cos el + M_{rl} \cos el + M_{rt} \sin et - M_{dl} \cos dl - M_{dt} \sin dt &= 0, \\ - M_{el} \sin 2el - M_{rl} \sin 2el + M_{rt} \frac{a_1}{b_1} \cos 2et & \\ + M_{dl} \frac{\varrho_2}{\varrho_1} \left( \frac{b_2}{b_1} \right)^2 \frac{a_1}{a_2} \sin 2dl - M_{dt} \frac{\varrho_2}{\varrho_1} \left( \frac{b_2}{b_1} \right)^2 \frac{a_1}{b_2} \cos 2dt &= 0, \\ - M_{el} \cos 2et + M_{rl} \cos 2et + M_{rt} \frac{b_1}{a_1} \sin 2et & \\ + M_{dl} \frac{\varrho_2}{\varrho_1} \frac{a_2}{a_1} \cos 2dt + M_{dt} \frac{\varrho_2}{\varrho_1} \frac{b_2}{a_1} \sin 2dt &= 0. \end{aligned}$$

Setzt man die Amplitude der einfallenden Welle  $M_{el}$  als bekannt voraus, etwa = 1, so erhält man vier lineare inhomogene Gleichungen mit vier Unbekannten, woraus folgt, daß jede Unbekannte ihrer Unterdeterminante proportional ist. Setzt man die Unbekannten und Koeffizienten des Gleichungssystems zu einer quadratischen Matrix zusammen,

$$\begin{array}{cccccc} M_{el} & M_{rl} & M_{rt} & M_{dl} & M_{dt} & \\ + \sin el & - \sin el & + \cos et & - \sin dl & + \cos dt & \\ + \cos el & + \cos el & + \sin et & - \cos dl & - \sin dt & \\ - \sin 2el & - \sin 2el & + \frac{a_1}{b_1} \cos 2et & + \frac{\varrho_2}{\varrho_1} \left( \frac{b_2}{b_1} \right)^2 \frac{a_1}{a_2} \sin 2dl & - \frac{\varrho_2}{\varrho_1} \left( \frac{b_2}{b_1} \right)^2 \frac{a_1}{b_2} \cos 2dt & (2) \\ - \cos 2et & + \cos 2et & + \frac{b_1}{a_1} \sin 2et & + \frac{\varrho_2}{\varrho_1} \frac{a_2}{a_1} \cos 2dt & + \frac{\varrho_2}{\varrho_1} \frac{b_2}{a_1} \sin 2dt & \end{array}$$

so läßt sich hieraus jedes Amplitudenverhältnis berechnen, denn jede Amplitude ist ihrer Unterdeterminante proportional. So weit gehen die Zoeppritzschen Ausführungen. Eine Berechnung für den allgemeinen Fall wurde bis jetzt noch nicht durchgeführt.

Die Auswertung ergab, daß die Amplituden folgenden Ausdrücken proportional sind:

$$\left. \begin{aligned} -M_{el} &\approx \frac{1}{b} [e[4h(b-ka)^2 + g(2b+kc)^2] + f[g(d-kc)^2 + h(d+2ka)^2] \\ &\quad + k[\cos dl \sin dt \sin el \cos rt + \sin dl \cos dt \cos el \sin rt]]; \\ -M_{rl} &\approx \frac{1}{b} [-e[4h(b-ka)^2 + g(2b+kc)^2] + f[g(d-kc)^2 + h(d+2ka)^2] \\ &\quad + k[\cos dl \sin dt \sin el \cos rt - \sin dl \cos dt \cos el \sin rt]]; \\ +M_{rt} &\approx \frac{m}{b} [k[gc(kc+3b-l) + 2ha(2ka-3b+l)] - 2bd \cos(dl-dt)]; \\ +M_{al} &\approx \frac{m}{\varrho_1 b} [2(\varrho_1 b - \varrho_2 a) \sin(rt-dt) - (\varrho_1 \sin rt \cos dt + \varrho_2 \sin dt \cos rt)]; \\ +M_{at} &\approx \frac{m}{\varrho_1 b} [2(\varrho_1 b - \varrho_2 a) \cos(dl-rt) - (\varrho_1 - \varrho_2) \sin rt \sin dl]; \end{aligned} \right\} (3)$$

wobei zur Abkürzung gesetzt wurde

$$\begin{aligned} k &= \frac{\varrho_2}{\varrho_1}, & c &= \cos 2 dt, & f &= \sin el \sin rt, & l &= \cos^2 rt, \\ a &= \sin^2 dt, & d &= \cos 2 rt, & g &= \sin dl \cdot \sin dt, & m &= \sin 2 el. \\ b &= \sin^2 rt, & e &= \cos el \cos rt, & h &= \cos dl \cos dt, \end{aligned}$$

Ist der Einfallswinkel der Longitudinalwelle  $el = 0^\circ$ , so werden die auf die einfallende Welle bezogenen Ausdrücke der Amplitudenverhältnisse unbestimmt. Direkt aus der Matrix ergibt sich dafür

$$\frac{M_{rl}}{M_{el}} = \frac{1 - k \frac{a_2}{a_1}}{1 + k \frac{a_2}{a_1}}; \quad \frac{M_{al}}{M_{el}} = \frac{2}{1 + k \frac{a_2}{a_1}}; \quad \frac{M_{rt}}{M_{el}} = 0; \quad \frac{M_{at}}{M_{el}} = 0.$$

Ist  $el = 90^\circ$ , so ergeben die expliziten Formeln richtig  $M_{rl}/M_{el} = 1$  und für die anderen Verhältnisse Null.

Aus (3) folgt für  $M_{at}/M_{al}$  ein verhältnismäßig einfacher Ausdruck\*). Bei der Bildung der Amplitudenverhältnisse hebt sich in jedem Fall der Faktor  $1/b$ .

Wird beim Durchgang ins Medium mit höherer Geschwindigkeit der Grenzwinkel überschritten, so behalten die obigen Formeln (3) ihre Gültigkeit. Der  $\sin$  wird  $> 1$ , der  $\cos$  imaginär. Von den auftretenden komplexen Amplituden

\* In der Arbeit von Visser-Berlage, Gerlands Beitr. 19, 149 (1928) befindet sich in der Formel für diesen Ausdruck ein Druckfehler für ein Winkelargument.

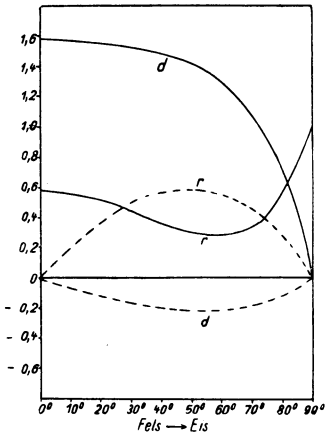


Fig. 1

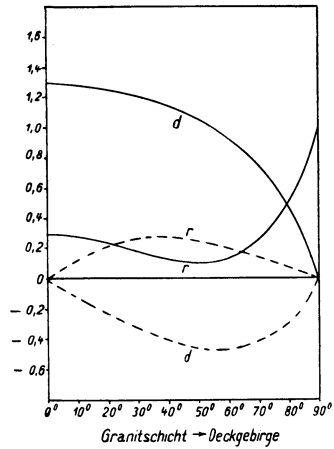


Fig. 2

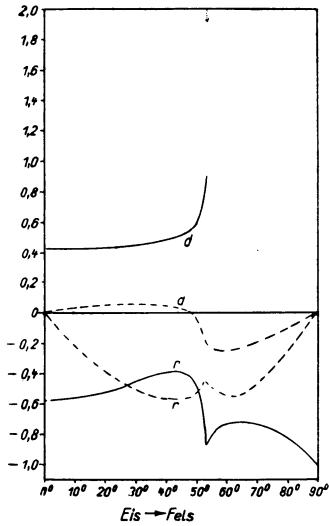


Fig. 3

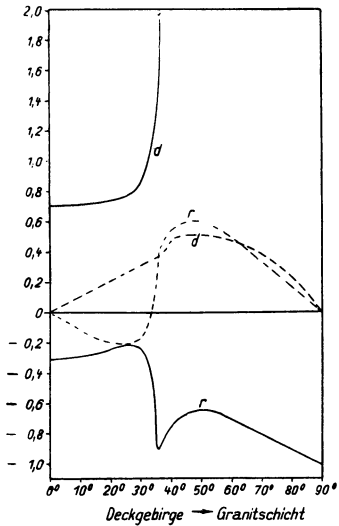


Fig. 4

Fig. 1 bis 4

Amplituden bei Reflexion und Brechung an einer ebenen Grenzfläche in Bruchteilen der Amplitude einer einfallenden longitudinalen Welle als Funktion des Einfallswinkels. Der Pfeil bezeichnet die Stelle der Grenzschicht

— longitudinaler Anteil, ..... transversaler Anteil, d durchgehend, r reflektiert

$M = p + iq$  hat man am Schluß der Rechnung den absoluten Betrag zu bilden  $\sqrt{p^2 + q^2}$ . Wie Zoeppritz<sup>2)</sup> in einem einfachen Fall gezeigt hat, erfährt die reflektierte Welle nach Überschreiten des Grenzwinkels eine Phasenänderung um einen bestimmten Winkel. Außerdem tritt eine Grenzflächenwelle mit in vertikaler Richtung exponentiell abnehmender Amplitude auf.

Die unter Verwendung der auf S. 139 angegebenen Konstanten berechneten Amplitudenverhältnisse sind in den Fig. 1 bis 4 graphisch dargestellt und stehen zum Vergleich nebeneinander.

2. Einfallende Transversalwelle. Nach demselben Verfahren wie in 1. ergibt sich die folgende Matrix für eine einfallende transversale Welle, die in der Einfallsebene polarisiert ist\*):

$$\begin{array}{ccccc}
 M_{et} & M_{rt} & M_{rl} & M_{dt} & M_{dl} \\
 + \sin et & + \sin et & + \cos rl & - \sin dt & - \cos dl \\
 + \cos et & - \cos et & + \sin rl & - \cos dt & + \sin dl \\
 - \sin 2et & + \sin 2et & + \frac{a_1}{b_1} \cos 2et & + \frac{Q_2}{Q_1} \frac{b_2}{b_1} \sin 2dt & + \frac{Q_2}{Q_1} \frac{a_2}{b_1} \cos 2dt \\
 - \cos 2et & - \cos 2et & + \frac{b_1}{a_1} \sin 2rl & + \frac{Q_2}{Q_1} \frac{b_2}{b_1} \cos 2dt & - \frac{Q_2}{Q_1} \frac{b_2}{b_1} \frac{b_2}{a_2} \sin 2dl
 \end{array} \quad (4)$$

Aus dieser Matrix wurde das Amplitudenverhältnis der beiden durchgehenden Wellen bestimmt. Es ergab sich dafür:

$$\frac{M_{dt}}{M_{dl}} = \frac{\sin rl \cos dl [\rho_1 (\cos^4 et - \sin^4 et) + 2 \rho_2 \sin^2 dt] + \cos rl \sin dl (\rho_2 \cos 2dt + 2 \rho_1 \sin^2 et)}{\sin rl \sin dt [\rho_1 (\sin^4 et - \cos^4 et) + \rho_2 \cos 2dt] + 2 \cos rl \cos dt (\rho_1 \sin^2 et - \rho_2 \sin^2 dt)}. \quad (5)$$

Erfolgen die Verrückungen der einfallenden Transversalwelle senkrecht zur Einfallsebene, so treten keine andersartigen Wellen auf. Dieser Fall soll hier unberücksichtigt bleiben.

**II. Berechnung der Energieanteile.** Aus den Amplitudenverhältnissen lassen sich die Energieanteile der sekundären Wellen berechnen. Dazu kann man anknüpfen an die Formel für den Energiefluß bei schwingender Bewegung, wie sie Love<sup>5)</sup> angibt. Ist  $T$  die kinetische und  $V$  die potentielle Energie eines von einer geschlossenen Fläche  $S$  begrenzten Teiles eines Körpers, so läßt sich das Raumintegral über die Gesamtenergie mittels der Greenschen Transformation in ein Raum- und Oberflächenintegral zerlegen. Wirken keine Massenkräfte — wobei die Schwerkraft unberücksichtigt bleiben soll —, so fällt das Raumintegral fort, und es folgt für die zeitliche Änderung der Energie nach Love:

$$\frac{d(T + V)}{dt} = \iint_S (\dot{u} X_v + \dot{v} Y_v + \dot{w} Z_v) dS.$$

\*) Bei Zoeppritz und Berlage steht  $el$  statt  $rl$ ; ich ziehe es jedoch vor, die sinngemäßere Bezeichnung  $rl$  beizubehalten.

$X, Y, Z$  sind die Spannungskomponenten,  $u, v, w$  die Verrückungskomponenten und  $\dot{u} = du/dt$  usw.  $\nu$  gibt die Richtung der äußeren Flächennormalen an. Man wählt zweckmäßig als Zeitintervall, über das zu integrieren ist, die Periode  $\mathfrak{T}$ :

$$E = T + V = \iint_S \int_0^{\mathfrak{T}} (\dot{u} X_\nu + \dot{v} Y_\nu + \dot{w} Z_\nu) dS d\mathfrak{T} \dots \dots \dots (6)$$

$E$  ist das  $S$  durchsetzende Energiequantum im Zeitabschnitt einer Periode.

Ein einfallender longitudinaler, begrenzter Strahl einer ebenen Welle wird beim Auftreffen auf die Grenzfläche in vier Anteile gespalten (Fig. 5). Um den Auftreffpunkt sei eine Fläche  $S$  so gelegt, daß alle fünf Strahlen senkrecht durchgeschnitten werden; die Schnittflächen sollen sich dabei nicht überschneiden. Der Energiefluß ist dann nur auf den ebenen Schnittflächen von Null verschieden.

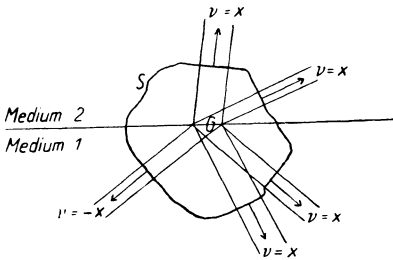


Fig. 5

Zur Berechnung des Energieflusses durch eine solche Schnittfläche legt man ein Koordinatensystem so, daß die  $x$ -Achse in die Strahlrichtung fällt. In (6) ist dann für die austretenden Strahlen  $\nu = x$  zu setzen, d. h.

$$E = \iint_S \int_0^{\mathfrak{T}} (\dot{u} X_x + \dot{v} Y_x + \dot{w} Z_x) dS d\mathfrak{T}.$$

Die Berechnung der Spannungskomponenten  $X_x, Y_y, Z_z$  geschieht auf übliche Weise nach dem Hookeschen Gesetz

$$\begin{aligned} X_x &= \lambda (x_x + y_y + z_z) + 2\mu x_x, & -Y_z &= -Z_y = \mu y_z \\ Y_y &= \lambda (x_x + y_y + z_z) + 2\mu y_y, & -Z_x &= -X_z = \mu z_x \dots (7) \\ Z_z &= \lambda (x_x + y_y + z_z) + 2\mu z_z, & -X_y &= -Y_x = \mu x_y \end{aligned}$$

worin die Dehnungen  $x_x, y_y, z_z$  und Gleitungen  $y_z, z_x, x_y$  nach

$$\begin{aligned} x_x &= \frac{\partial u}{\partial x} & y_z = z_y &= \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \\ y_y &= \frac{\partial v}{\partial y} & z_x = x_z &= \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \dots \dots \dots (8) \\ z_z &= \frac{\partial w}{\partial z} & x_y = y_x &= \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \end{aligned}$$

aus den Verrückungskomponenten  $u, v, w$  zu bestimmen sind. Für eine longitudinale Welle ist

$$\begin{aligned} u &= M \cos \frac{2\pi}{\mathfrak{T}} \left( t - \frac{x}{a} \right), \\ v &= 0, \\ w &= 0. \end{aligned}$$



Hieraus ergibt sich mittels (7) und (8)

$$X_x = -(\lambda + 2\mu) M \frac{2\pi}{\mathfrak{T} a} \sin \frac{2\pi}{\mathfrak{T}} \left( t - \frac{x}{a} \right); \quad Y_x = Z_x = 0.$$

Also

$$\begin{aligned} E_t &= \iint_S \int_0^{\mathfrak{T}} (\lambda + 2\mu) M^2 \frac{4\pi^2}{\mathfrak{T}^2 a} \sin^2 \frac{2\pi}{\mathfrak{T}} \left( t - \frac{x}{a} \right) dS d\mathfrak{T} \\ &= \frac{2\pi^2 S M^2 (\lambda + 2\mu)}{\mathfrak{T} a} = \frac{2\pi^2 S M^2 \rho a}{\mathfrak{T}}, \end{aligned}$$

wobei  $S$  den Querschnitt des Strahles darstellt.

Für eine transversale Welle, die in der  $y$ -Richtung polarisiert ist, gilt

$$\begin{aligned} u &= 0, \\ v &= M \cos \frac{2\pi}{\mathfrak{T}} \left( t - \frac{x}{b} \right), \\ w &= 0. \end{aligned}$$

Hieraus ergibt sich in gleicher Weise

$$E_t = \frac{2\pi^2 S M^2 \rho b}{\mathfrak{T}},$$

also das gleiche wie bei einer longitudinalen Welle.

Einfacher gelangt man zum gleichen Ergebnis auf folgendem Wege. Die Energie, die im Zeitraum einer Periode  $\mathfrak{T}$  durch den Querschnitt  $S$  geht, ist gleich dem Energieinhalt eines Zylinders vom Querschnitt  $S$  und der Länge  $\lambda$  (= Wellenlänge) zu einem beliebigen Zeitpunkt. Ist

$$\xi = M \sin \frac{2\pi}{\mathfrak{T}} \left( t - \frac{x}{a} \right)$$

die Elongation eines Massenteilchens dieses Zylinders, so ergibt sich die in ihm enthaltene kinetische Energie zu

$$\frac{1}{2} \rho S \frac{4\pi^2}{\mathfrak{T}^2} M^2 \int_0^{\lambda} \cos^2 \frac{2\pi}{\mathfrak{T}} \left( t - \frac{x}{a} \right) dx = \frac{\pi^2 S M^2 \rho a}{\mathfrak{T}},$$

einerlei, ob es sich um eine longitudinale ( $\xi$  in Richtung  $x$ ) oder um eine transversale ( $\xi$  senkrecht zu  $x$ ) Welle handelt. Nach allgemeinen Prinzipien ist im Mittel die potentielle Energie einer Periode gleich der kinetischen. Man erhält also für die potentielle Energie ebenfalls den Ausdruck

$$\frac{\pi^2 S M^2 \rho a}{\mathfrak{T}}$$

und also für die Summe von potentieller und kinetischer Energie

$$2 \cdot \frac{\pi^2 S M^2 \rho a}{\mathfrak{T}}.$$

Bedeutet  $G$  das vom Strahl getroffene Stück der Grenzfläche (Fig. 5), so ist  $S_{rl} = G \cos rl$  usw. Ferner ist

$$a_2 = \frac{a_1}{\sin el} \sin dl$$

(analog für  $b_1, b_2$ ). Berücksichtigt man dies, so wird:

$$\begin{aligned} E_{rl} &= \frac{2\pi^2}{\mathfrak{I}} \cdot S_{rl} \cdot M_{rl}^2 \cdot \varrho_1 \cdot a_1 = \frac{\pi^2 a_1 G}{\mathfrak{I} \sin el} \sin 2el \cdot \varrho_1 \cdot M_{rl}^2 \\ E_{rt} &= \frac{2\pi^2}{\mathfrak{I}} \cdot S_{rt} \cdot M_{rt}^2 \cdot \varrho_1 \cdot b_1 = \quad \text{„} \quad \sin 2rt \cdot \varrho_1 \cdot M_{rt}^2 \\ E_{dl} &= \frac{2\pi^2}{\mathfrak{I}} \cdot S_{dl} \cdot M_{dl}^2 \cdot \varrho_2 \cdot a_2 = \quad \text{„} \quad \sin 2dl \cdot \varrho_2 \cdot M_{dl}^2 \\ E_{dt} &= \frac{2\pi^2}{\mathfrak{I}} \cdot S_{dt} \cdot M_{dt}^2 \cdot \varrho_2 \cdot b_2 = \quad \text{„} \quad \sin 2dt \cdot \varrho_2 \cdot M_{dt}^2 \end{aligned} \quad \dots \dots (9)$$

Für den einfallenden Strahl ist  $\nu = -x$  zu setzen, also

$$E = \iiint_S \int_0^{\mathfrak{I}} (\dot{u} X_{-x} + \dot{v} Y_{-x} + \dot{w} Z_{-x}) dS d\mathfrak{I}$$

nach den bekannten Formeln

$$\begin{aligned} X_\nu &= X_x \cdot \cos(\nu x) + X_y \cdot \cos(\nu y) + X_z \cdot \cos(\nu z) \\ &\dots \dots \dots \end{aligned}$$

folgt für  $\nu = -x$

$$X_{-x} = -X_x, \quad Y_{-x} = -Y_x, \quad Z_{-x} = -Z_x;$$

dann ist

$$E_{el} = -\frac{2\pi^2}{\mathfrak{I}} \cdot S_{el} \cdot M_{el}^2 \cdot \varrho_1 \cdot a_1 = -\frac{\pi^2 a_1 G}{\mathfrak{I} \sin el} \cdot \sin 2el \cdot \varrho_1 \cdot M_{el}^2 \quad (9')$$

und analog

$$E_{et} = -\frac{2\pi^2}{\mathfrak{I}} \cdot S_{et} \cdot M_{et}^2 \cdot \varrho_1 \cdot b_1 = -\frac{\pi^2 b_1 G}{\mathfrak{I} \sin et} \cdot \sin 2et \cdot \varrho_1 \cdot M_{et}^2 \quad (9'')$$

Das Gleichungssystem (9) besagt, daß der Energiestrom  $E$  proportional ist dem Querschnitt, dem Quadrat der Amplitude, der Dichte, der Geschwindigkeit und der Frequenz.

Da der gesamte Energiefluß verschwinden muß,

$$E_{rl} + E_{rt} + E_{dl} + E_{dt} + E_{el} = 0,$$

ergibt sich die Bedingung ( $k = \varrho_2/\varrho_1$ ):

$$\left(\frac{M_{dl}}{M_{el}}\right)^2 \cdot k \cdot \frac{\sin 2dl}{\sin 2el} + \left(\frac{M_{dt}}{M_{el}}\right)^2 \cdot k \cdot \frac{\sin 2dt}{\sin 2el} + \left(\frac{M_{rl}}{M_{el}}\right)^2 + \left(\frac{M_{rt}}{M_{el}}\right)^2 \cdot \frac{\sin 2rt}{\sin 2el} = 1 \dots (10)$$

**III. Numerische Behandlung.** Zur numerischen Auswertung wurde eine elektrische Mercedes-Rechenmaschine benutzt. Aus (3) wurden die vier Verhältnisse

$$\frac{M_{dl}}{M_{el}}, \frac{M_{rl}}{M_{el}}, \frac{M_{dt}}{M_{el}}, \frac{M_{rt}}{M_{el}}$$

berechnet und sodann nach (10) die Energieanteile. Eine Vernachlässigung gewisser Glieder bei der Rechnung wäre möglich gewesen, wurde aber unterlassen, um am Schluß eine Kontrolle für die Richtigkeit zu haben, da (10) immer erfüllt sein muß.

Als aneinander angrenzende Medien wurden gewählt

- a) Deckgebirge/Granitschicht,    b) Eis/Fels.

Es sind alle vier Fälle gerechnet für den Einfall einer Longitudinalwelle. Die zugrunde gelegten Daten sind:

	$q$	$a$	$b$	$a/b$
Deckgebirge . . . . .	2.45	3.5	2.0	1.750
Granitschicht . . . . .	2.7	5.9	3.4	1.735
Eis . . . . .	0.9	3.6	1.7	2.118
Fels . . . . .	2.7	4.5	2.2	2.045

Geschwindigkeiten (a, b) in km/sec.

Die nach (10) errechneten Energieanteile mit den zugehörigen Brechungs- und Reflexionswinkeln sind für den Durchgang:

a) von der Granitschicht ins Deckgebirge (Fig. 7):

$el$	$E_{el}$	$E_{rl}$	$dl$	$E_{dl}$	$dt$	$E_{dt}$	$rt$	$E_{rt}$
0°	1	0.0977	0°00'	0.9023	0°00'	0	0°00'	0
10	1	0.0859	5 54	0.9029	3 23	0.0038	5 44	0.0074
20	1	0.0600	11 42	0.9000	6 39	0.0140	11 22	0.0260
30	1	0.0372	17 15	0.8820	9 46	0.0333	16 47	0.0475
40	1	0.0195	22 24	0.8626	12 35	0.0597	21 44	0.0582
50	1	0.0126	27 01	0.8399	15 03	0.0931	26 11	0.0544
60	1	0.0170	30 54	0.8104	17 04	0.1305	29 53	0.0421
70	1	0.0546	33 52	0.7604	18 35	0.1590	32 46	0.0260
80	1	0.2320	35 43	0.6240	19 30	0.1303	34 33	0.0137
90	1	1	36 22	0	19 49	0	35 10	0

b) vom Deckgebirge in die Granitschicht (Fig. 9):

$el$	$E_{el}$	$E_{rl}$	$dl$	$E_{dl}$	$dt$	$E_{dt}$	$rt$	$E_{rt}$
0°	1	0.0924	0°00'	0.9076	0°00'	0	0°00'	0
10	1	0.0822	17 01	0.8997	9 42	0.0105	5 42	0.0076
20	1	0.0621	35 12	0.8725	19 24	0.0426	11 16	0.0228
30	1	0.0559	57 27	0.8183	29 03	0.1007	16 36	0.0251
36 23'	1	0.8178	90	0	35 11	0.1276	19 49	0.0546
40	1	0.5363	imaginär		38 38	0.2487	21 33	0.2150
50	1	0.3802			48 05	0.3339	25 57	0.2859
60	1	0.4796			57 16	0.2800	29 39	0.2404
70	1	0.6485			65 54	0.1880	32 29	0.1635
80	1	0.8270			73 03	0.1035	34 15	0.0695
90	1	1			76 16	0	34 51	0

c) vom Fels ins Eis (Fig. 6):

$el$	$E_{el}$	$E_{rl}$	$dl$	$E_{dl}$	$dt$	$E_{dt}$	$rt$	$E_{rt}$
$0^{\circ}$	1	0.3352	$0^{\circ}00'$	0.6648	$0^{\circ}00'$	0	$0^{\circ}00'$	0
10	1	0.3358	7 58	0.6502	3 45	0.0004	4 52	0.0136
20	1	0.2653	15 53	0.6641	7 26	0.0018	9 38	0.0688
30	1	0.2010	23 35	0.6561	10 53	0.0039	14 09	0.1390
40	1	0.1411	30 57	0.6521	14 04	0.0050	18 19	0.2018
50	1	0.0954	37 47	0.6578	16 49	0.0083	21 59	0.2385
60	1	0.0825	43 54	0.6525	19 06	0.0107	25 03	0.2543
70	1	0.1283	48 48	0.6060	20 48	0.0121	27 21	0.2536
80	1	0.2977	51 59	0.5020	21 51	0.0103	28 47	0.1900
90	1	1	53 08	0	22 12	0	29 16	0

d) vom Eis in Fels (Fig. 8):

$0^{\circ}$	1	0.3354	$0^{\circ}00'$	0.6646	$0^{\circ}00'$	0	$0^{\circ}00'$	0
10	1	0.3202	12 32	0.6663	6 06	0.0006	4 42	0.0129
20	1	0.3037	25 18	0.5868	12 04	0.0037	9 12	0.1058
30	1	0.2244	38 41	0.6098	17 48	0.0066	13 39	0.1592
40	1	0.1475	53 28	0.6569	23 08	0.0035	17 40	0.1921
50	1	0.1906	73 14	0.6020	27 55	0.0011	21 12	0.2063
53 08'	1	0.7547	90	0	29 16	0.0954	22 12	0.1499
60	1	0.5503	imaginär		31 58	0.1942	24 08	0.2555
70	1	0.5346			35 03	0.1834	26 21	0.2820
80	1	0.7097			37 00	0.1063	27 43	0.1840
90	1	1			37 40	0	28 11	0

Fig. 6 und 7 zeigen, wie sich der Dichteunterschied bei der Reflexion und Brechung auswirkt. Bis  $el = 60^{\circ}$  gelangen ins Deckgebirge 89 % longitudinale Energie, ins Eis nur 66 %. Die reflektierten Anteile  $E_{rl}$ ,  $E_{rt}$  sind beim Eis erheblich. Beim Deckgebirge sind sie zu vernachlässigen, wogegen hier  $E_{dt}$  größer als beim Eis ist.

Die Fig. 8 und 9 zeigen das Verhalten der einfallenden Longitudinalwelle ins Medium mit größerer Geschwindigkeit. Dieser Fall kommt für Sprengungen in Betracht. Sieht man von dem schmalen Bereich in der Umgebung des Grenzwinkels der Totalreflexion ab, so überwiegt für kleine Einfallswinkel in beiden Fällen wieder die durchgehende longitudinale Energie: in der Granitschicht ganz ausgesprochen, im Fels weniger extrem, da hier die reflektierten Anteile größer sind als beim Deckgebirge. Wird der Grenzwinkel der Totalreflexion erreicht, wird  $E_{dl} = 0$  und  $E_{rl}$  steigt sprunghaft. Die Kurven  $E_{rl}$  zeigen dann in beiden Fällen ein Minimum, wo  $E_{rt}$  und  $E_{dt}$  ihr Maximum haben. Dabei geht ins Deckgebirge wieder mehr transversale Energie als in den Fels, oder mit anderen Worten: ins Eis wird im Bereich  $el = 70^{\circ}$  neben der longitudinalen Energie auch ein beträchtlicher Teil transversale Energie reflektiert, der im Maximum allerdings nur 50 % der longitudinalen erreicht. In Fig. 9 sind die Unterschiede zwischen  $E_{rl}$ ,  $E_{rt}$ ,  $E_{dt}$  im Bereich von  $el = 50^{\circ}$  gering. Bei streifender Inzidenz ( $el = 90^{\circ}$ ) ist in allen

Fällen  $E_{rl} = 1$ , d. h. die einfallende Welle läuft verlustlos weiter. Dieses Ergebnis stimmt bekanntlich nicht mit der experimentellen Erfahrung überein.

Bei senkrechter Inzidenz ( $el = 0^\circ$ ) zeigt sich, daß im Gegensatz zum Deckgebirge, wo nur 9% der einfallenden longitudinalen Energie reflektiert wird, beim Eis auf  $E_{rl}$  der hohe Betrag von 34% entfällt, und zwar beim Durchgang in beiden Richtungen durch die Grenzfläche.

Das Ergebnis ist also, daß bei primärer longitudinaler Welle die gleichartigen Energieanteile im allgemeinen überwiegen; beim Deckgebirge mehr als beim Eis, wo die reflektierten Anteile stärker hervortreten.

Für eine primäre Transversalwelle hat man Analoges zu erwarten. Ein solcher Fall wurde für Medien ohne Dichteunterschied von C. G. Knott<sup>6)</sup> behandelt.

Jeffreys<sup>4)</sup> untersuchte rechnerisch das Verhalten einer Longitudinalwelle an der unteren Grenze der Granitschicht. Die transversalen Anteile blieben dabei wegen der Kompliziertheit der Rechnung unberücksichtigt. In diesem Falle macht man mathematisch dieselben Ansätze wie für flüssige Medien. Nach Jeffreys ist  $A$  die Amplitude der einfallenden longitudinalen Welle,  $\rho$  die Dichte,  $\alpha = \tan(90 - el) = \cotg el$ . Der Index 1 deutet die reflektierten und der Strich die gebrochenen Anteile an. Dann sind die Amplitudenverhältnisse der Verrückungspotentiale gegeben durch

$$\frac{A_1}{A} = \frac{\frac{\rho'}{\rho} - \frac{\alpha'}{\alpha}}{\frac{\rho'}{\rho} + \frac{\alpha'}{\alpha}}, \quad \frac{A'}{A} = \frac{2}{\frac{\rho'}{\rho} + \frac{\alpha'}{\alpha}} \dots \dots \dots (11)$$

und die Energiegleichung

$$\left(\frac{A_1}{A}\right)^2 + \left(\frac{A'}{A}\right)^2 \frac{\rho' \cdot \alpha'}{\rho \cdot \alpha} = 1 \dots \dots \dots (12)$$

Nach (12) wurden unter Benutzung derselben Konstanten von S. 139 die zu den Kurven in Fig. 6, 7, 8, 9 gehörigen Kurven in Fig. 10, 11, 12, 13 gerechnet. Vergleicht man Fig. 6 und 10, 7 und 11, 8 und 12, 9 und 13, so sieht man, welche Fehler man begeht, wenn man die andersartigen Energieanteile nicht berücksichtigt.

Die Fig. 10 bis 13 zeigen spiegelbildliche Symmetrie zur Linie  $E = 0,5$ , weil  $E_{dl} + E_{rl} = 1$ , also

$$\frac{E_{dl} + E_{rl}}{2} = 0,5.$$

Am erträglichsten ist die Vernachlässigung in den in Fig. 10 und 11 dargestellten Fällen: Fels  $\rightarrow$  Eis, Granitschicht  $\rightarrow$  Deckgebirge. Im Gebiete der Totalreflexionen sind die Fehler am größten. In den Bereichen, in denen die gestrichelt gezeichneten Kurven der transversalen Energieanteile Maxima haben, macht man bei Vernachlässigung die größten Abweichungen.

Vorstehende Untersuchungen wurden ausgeführt auf Veranlassung von Prof. Angenheister. — Die Anwendung der obigen Ergebnisse auf seismische Aufzeichnungen soll in einer weiteren Mitteilung folgen.

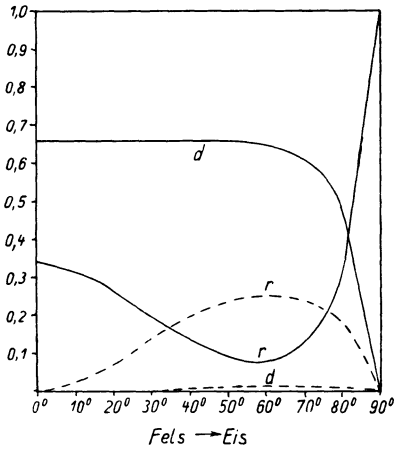


Fig. 6

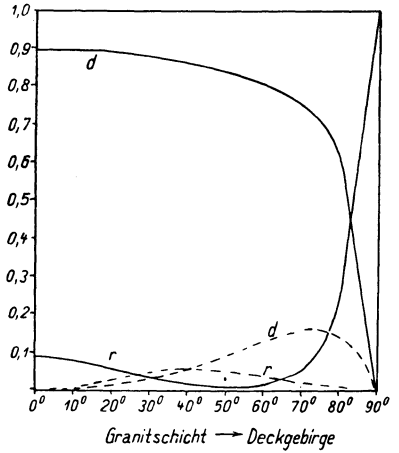


Fig. 7

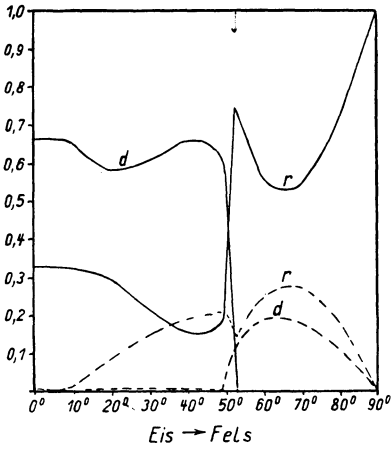


Fig. 8

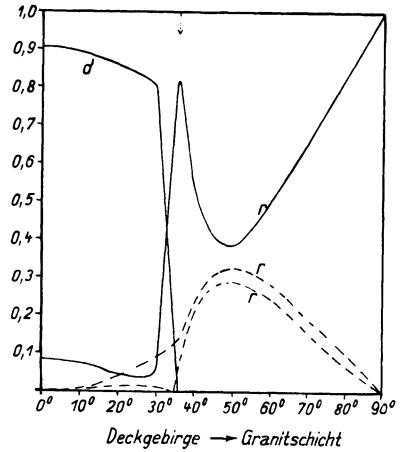


Fig. 9

Fig. 6 bis 9

Energieanteile bei Reflexion und Brechung an einer ebenen Grenzfläche in Bruchteilen der einfallenden Energie als Funktion des Einfallswinkels; für eine einfallende longitudinale Welle mit Berücksichtigung der transversalen Anteile. Der Pfeil bezeichnet die Stelle des Grenzwinkels

— longitudinaler Anteil, ..... transversaler Anteil, *d* durchgehend, *r* reflektiert

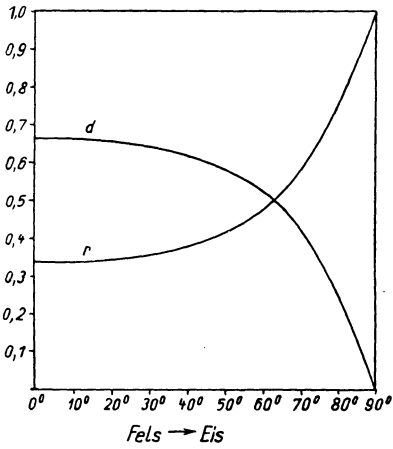


Fig. 10

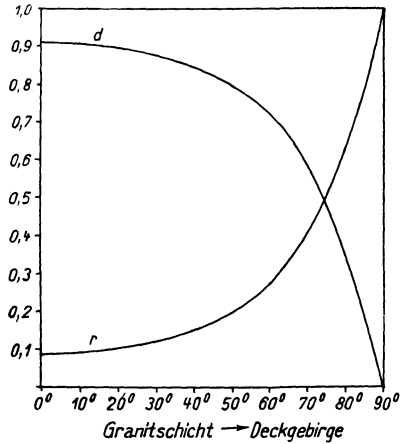


Fig. 11

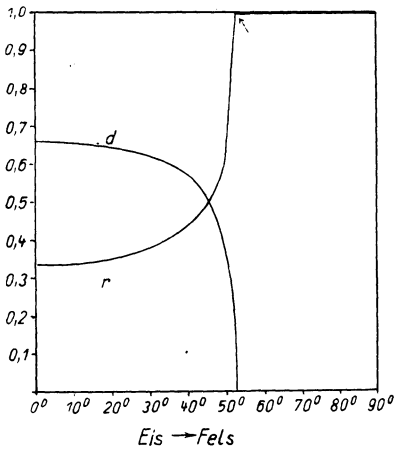


Fig. 12

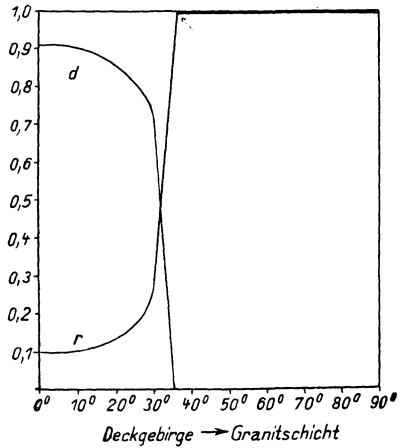


Fig. 13

Fig. 10 bis 13

Energieanteile bei Reflexion und Brechung an einer ebenen Grenzfläche in Bruchteilen der einfallenden Energie als Funktion des Einfallswinkels; für eine einfallende longitudinale Welle ohne Berücksichtigung der transversalen Anteile. Der Pfeil bezeichnet die Stelle des Grenzwinkels

— longitudinaler Anteil,  $d$  durchgehend,  $r$  reflektiert

### Literatur

<sup>1)</sup> Brockamp-Wölcken: Bemerkungen zu den Beobachtungen bei Steinbruchsprengungen. Zeitschr. f. Geophys. 1928.

<sup>2)</sup> K. Zoeppritz: Erdbebenwellen. VII. Über Reflexion und Durchgang seismischer Wellen durch Unstetigkeitsflächen. Göttinger Nachr. 1919.

<sup>3)</sup> H. P. Berlage jun.: Näherungsformeln zur Berechnung der Amplituden der elastischen Wellen, die beim Durchgang einer seismischen Welle durch eine Unstetigkeitsfläche entstehen. Gerlands Beitr. 1930.

<sup>4)</sup> H. Jeffreys: The Reflexion and Refraction of elastic waves. M. N. R. A. S. 1926, S. 330ff.

<sup>5)</sup> A. E. H. Love: Lehrbuch der Elastizität, deutsch von A. Timpe. 1907.

<sup>6)</sup> C. G. Knott: Reflexion and Refraction of elastic waves with seismological applications. Phil. Mag. 48 (1899).

<sup>7)</sup> E. Wiechert: Erdbebenwellen I. Theoretisches über die Ausbreitung der Erdbebenwellen. Göttinger Nachr. 1907.

Göttingen, 12. März 1932. Geophysikalisches Institut der Universität.

---

## VI. Das Nordtiroler Beben vom 8. Oktober 1930. I. Teil

Von **H. Gräfe**, Göttingen — (Mit 4 Abbildungen)

Auf Grund von 57 Diagrammen von 27 Stationen wurde eine Bearbeitung des Bebens vorgenommen. Es konnte gezeigt werden, daß der Bebenherd eine linienförmige Ausdehnung von 25 km Länge hatte, mit Richtung N 30° O. Die Herdlinie fällt mit einer großen Verwerfungslinie von über 40 km Länge und einer Richtung N 40° O zusammen. Die Herdtiefe berechnet sich nach zwei Methoden zu 35 km. Es werden Laufzeitgleichungen aufgestellt und mit denen von früher bearbeiteten europäischen Beben verglichen. Die Tiefe der  $\bar{P}$ -Schicht berechnet sich zu  $d = 48$  km.

**Die Auswertung der Diagramme.** Zur Bearbeitung des Bebens standen die Diagramme von 28 Stationen zur Verfügung. 23 davon waren für die Bearbeitung zu verwenden. Die Namen dieser Stationen sind weiter unten angeführt. Um die Genauigkeit der Ausmessung der Diagramme der heute durch drahtlose Zeitübermittlung bequem zu erreichenden Uhrgenauigkeit von 0.1 bis 0.2 sec anzupassen, wurde die Ausmessung in großen Zeitpausen viermal mittels eines Zeisschen Mikrokomparsators vorgenommen. Bei der geringen Registriergeschwindigkeit der Seismogramme reichte ein Glasmaßstab für diese Genauigkeit nicht mehr aus. Das Instrument, das allen Anforderungen genügt, erlaubt es, eine Ablesegenauigkeit von 0.03 bis 0.05 sec zu erreichen. Abweichungen von diesem Genauigkeitsgrad, bedingt durch unregelmäßigen Gang des Registrierwerkes und durch unscharfe Einsätze, sind später besonders erwähnt. Im allgemeinen mag der Fehler, der einem Einsatz anhaftet, nicht mehr als 0.2 sec betragen.

**Der Herd.** Obgleich das Beben in weiten Teilen Süddeutschlands bis zum Thüringer Wald gespürt wurde, ließ sich eine makroseismische Herdbestimmung



von Göttingen aus nicht durchführen. Zur Berechnung der Herdkoordinaten auf Grund der seismischen Registrierungen wurden diejenigen Stationen verwendet, die nach Zeitungsnachrichten im Gebiet größter seismischer Erschütterungen lagen. Zur Berechnung wurde vorerst die Methode von V. Inglada<sup>1)</sup> benutzt.

Es wurde ein rechtwinkliges Koordinatensystem 48° N (X-Achse) und 10° E (Y-Achse) gelegt. Die Umrechnung der Längen- und Breitendifferenzen auf geradlinige Koordinaten erfolgte auf Grund einer von E. Wiechert<sup>2)</sup> angegebenen Formel. Man erhält

Station	X km	Y km	Z m	P-Eintrittszeiten (M. E. Z.)
Innsbruck . . . . .	- 110	- 80	+ 575	23h27m 8.3s
Ravensburg . . . . .	- 29	- 24	+ 400	15.0
München . . . . .	+ 120	+ 16	+ 528	17.4
Zürich . . . . .	- 107	- 70	+ 604	26.4
Nördlingen . . . . .	+ 37	+ 95	+ 432	26.5
Chur . . . . .	- 35	- 147	+ 630	24.8

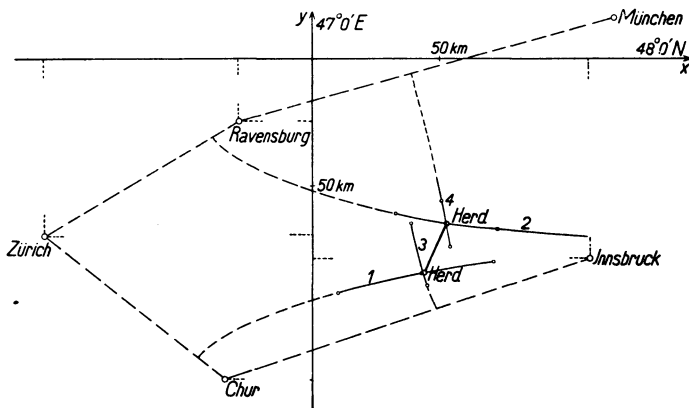


Fig. 1

Bestimmung der Herdpunkte nach der Methode von Mohorovičić  
Hyperbeläste 1.3 und 2.4 aus den Differenzen der Einsatzzeiten von  $\bar{P}$

Setzt man diese Werte in die von Inglada gegebenen Gleichungen ein, so ergibt sich für die Koordinaten des Epizentrums

$$x_0 = + 49 \pm 10 \text{ km}$$

$$y_0 = - 75 \pm 18 \text{ ,,}$$

Der nach der Methode der kleinsten Quadrate ermittelte Fehler scheint im Verhältnis zur Meßgenauigkeit zu groß zu sein. Da eine nochmalige Wiederholung der Rechnung zu keinem anderen Resultat führte, so lag der Gedanke nahe, daß dieser Fehler durch die Struktur des Herdes bedingt sein mußte.

Mit Hilfe der Methode von Mohorovičić<sup>1a)</sup> zeigt sich, daß bei Zusammenfassung von je zwei Stationspaaren von benachbartem Azimut mit großer

Genauigkeit zwei extrem auseinanderliegende Herdpunkte bestimmt werden können. Es wurden folgende Stationen verwendet (Fig. 1):

- Südlicher Herdpunkt: Zürich—Chur (1),  
Chur—Innsbruck (3).  
Nördlicher Herdpunkt: Zürich—Ravensburg (2),  
Ravensburg—München (4).

Nach diesen Stationen ergeben sich die beiden Herdpunkte:

$$\begin{array}{l} x_1 = 54 \pm 5 \text{ km} \\ - y_1 = 66 \pm 4 \text{ ,,} \end{array}$$

$$\begin{array}{l} x_2 = 44 \pm 6 \text{ km} \\ y_2 = 85 \pm 5 \text{ ,,} \end{array}$$

also eine Herdlinie von 25 km Länge und einer Richtung N 30° E.

Auch aus den Bodenbewegungen in der  $\bar{P}$ -Phase an den einzelnen Stationen läßt sich eine Herdlinie ableiten, die in N 40° E verläuft. Hierüber wird in einer späteren

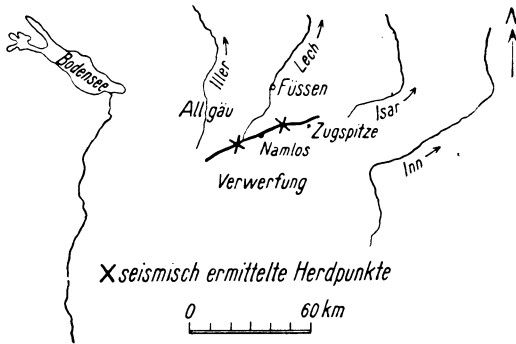


Fig. 2

Seismotektonische Linie nach E. Kraus im Gebiet der größten makroseismischen Erschütterung des Bebens vom 8. Oktober 1930 und die aus den Laufzeiten bestimmten Herdpunkte  $x$ — $x$

Arbeit berichtet. Für die Herdbestimmung ist es sehr wichtig, daß die Herdlinie mit Hilfe zweier voneinander völlig unabhängiger Methoden bestimmt werden konnte.

Wie sich aus einer kürzlich erschienenen Arbeit von E. Kraus<sup>3)</sup> (Die seismotektonischen Linien der Tiroler Alpen) entnehmen läßt, liegen die oben bestimmten Herdpunkte auf einer großen Verwerfungslinie von über 40 km Länge N 40° E (Fig. 2).

Es ist somit gelungen, aus den Registrierungen eines Nahbebens Rückschlüsse auf die Form und Ausdehnung eines Bebenherdes zu ziehen. Die Annahmen stimmen durchaus mit geologischen Beobachtungen an Ort und Stelle überein. Der hier erzielte Fortschritt ist im wesentlichen einmal auf die große Zeitgenauig-

keit, mit der heute die Einsätze ermittelt werden können, andererseits auf die genaue Kenntnis der Fortpflanzungsgeschwindigkeit zurückzuführen.

Es soll ausdrücklich betont werden, daß die Berechnung der beiden Herdpunkte ein halbes Jahr vor der Veröffentlichung von E. Kraus abgeschlossen war. Wäre die Arbeit von Kraus vorher bekannt gewesen, so könnte man bei der Geringfügigkeit der hier verwendeten Differenzen leicht einer subjektiven Täuschung unterliegen.

Während der Drucklegung dieser Arbeit wurde mir die makroseismische Beschreibung des Bebens von v. Klebelsberg<sup>3a)</sup> zugänglich. v. Klebelsberg bezeichnet als die Linie größter makroseismischer Erschütterung die Strecke Namlos—Berwang. Die Richtung fällt bis auf  $10^0$  genau mit der in Fig. 1 bestimmten Herdlinie zusammen, und zwar fällt Berwang nahezu mit dem nördlichen der bestimmten Herdpunkte zusammen und Namlos liegt in der Mitte der beiden errechneten Herdpunkte.

Zur Aufstellung der Laufzeitkurven ist es aus Mangel an südlichen Stationen zunächst noch nötig, einen punktförmigen Herd anzunehmen. Es wurde der Punkt benutzt, der sich aus den nördlichen Stationen Ravensburg, München, Zürich und Nördlingen nach der rechnerischen Methode von Inglada bestimmt.

Der Nulppunkt des Koordinatensystems wurde in den nördlichen Herdpunkt gelegt. Die X-Achse liegt wieder wie oben parallel zum Breitenkreis, die Y-Achse parallel zum Längenkreis. Es ergibt sich für die Rechnung folgende Tabelle:

Zeichen	Station	X km	Y km	$\bar{P}$ -Einsatzzeiten (M. E. Z.) $t_p$
1	Ravensburg . . . . .	— 82	+ 41	0h 27m 25s
2	München . . . . .	+ 68	+ 81	27.4
3	Zürich . . . . .	— 160	— 5	36.4
4	Nördlingen . . . . .	— 16	+ 159	36.5

und daraus das Gleichungssystem:

$$\begin{aligned} -150 x_{00} - 40 y_{00} - 78.5 \tau &= -1285.8 \\ +228 x_{00} + 86 y_{00} - 294.5 \tau &= -5188.7 \\ -144 x_{00} - 164 y_{00} - 3.3 \tau &= + 81.6 \end{aligned}$$

Hierbei sind  $x_{00}$ ,  $y_{00}$  die Koordinaten des punktförmigen Herdes,  $t_0$  die Herdzeit,  $t_p$  die Eintrittszeit der  $\bar{P}$ -Welle an der Station  $\nu$ ,  $\tau = t_1 - t_0$ .

Die Auflösung des Gleichungssystems ergibt:

$$\begin{aligned} x_{00} &= -0.23 \text{ km} \\ y_{00} &= -0.49 \text{ ,,} \\ \tau &= 17.2 \text{ sec} \end{aligned}$$

Die Korrekturen  $x_{00}$  und  $y_{00}$  können vernachlässigt werden, da sie innerhalb der Beobachtungsgenauigkeit liegen. Dieses Ergebnis zeigt also, daß für nördlich vom Herd gelegene Stationen der graphisch bestimmte nördliche Herdpunkt verwendet werden kann. So ergeben sich für die Epizentralkoordinaten die Werte:

$$\varphi_H = 47^0 27' \text{ N}, \quad \lambda_H = 10^0 47' \text{ O},$$

und aus dem Wert für  $\tau$  berechnet sich die Herdzeit zu:

$$t_H = 23^h 27^m 7.8^s \text{ M. E. Z.}$$

**Herdtiefe.** Geht man von der geradlinigen Ausbreitung des Erdbebenstrahles aus, dann erhält man für die Herdtiefe nach Inglada:

$$h = \sqrt{\frac{1}{n} [\Sigma v^2 (t_v - t_0)^2 - \Sigma (x_v - x_0)^2 - \Sigma (y_v - y_0)^2]},$$

wobei  $h$  die Herdtiefe und  $n$  die Anzahl der verwendeten Stationen bedeutet. Setzt man die oben angegebenen Werte ein, so erhält man:

$$h = 36 \text{ km} \pm 9 \text{ km.}$$

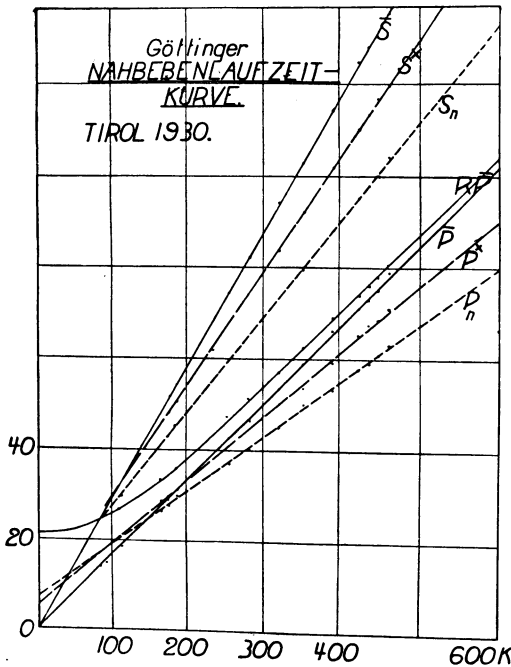


Fig. 3

Eine andere Bestimmung der Herdtiefe basiert auf der Tatsache, daß die Epizentralentfernung des Inflexionspunktes  $\Delta_m$  von der Herdtiefe abhängt. Der Inflexionspunkt ist wie immer schwer zu erkennen, und zwar liegt er wahrscheinlich bei:

$$\Delta_m = 330 \text{ km}$$

dem entspricht die Herdtiefe:

$$h = 35 \text{ km.}$$

**Laufzeitkurven.** In Fig. 3 sind die angegebenen Einsatzzeiten als Laufzeitkurve dargestellt.

Zeiten der wichtigen Einsätze

Ort	Δ km	Eintrittszeiten							
		P <sub>n</sub>	P*	P̄	S <sub>n</sub>	S*	S̄	R P̄	
Innsbruck . . . . .	60.4	0h27m	—	0h27m 18.7s	0h27m 48.4	—	0h27m	—	0h27m
Ravensburg . . . . .	91.4	—	—	25.2	—	—	33.5s	—	—
München . . . . .	105.9	—	—	27.1	—	—	+	—	—
Chur . . . . .	108.5	—	—	24.7	—	—	36.7	—	28.8s
Nördlingen . . . . .	160.0	35.1s	37.6s	36.5	49.1s	—	+	—	40.6
Zürich . . . . .	160.1	35.6	38.0	36.4	48.4	—	53.1	—	41.0
Hohenheim . . . . .	182.2	37.7	41.4	39.8	54.0	—	+	—	—
Stuttgart . . . . .	187.9	37.8	42.2	40.7	55.3	0 28	1.2	—	46.1
Karlsruhe . . . . .	245.9	46.9	50.1	52.0	—	0 28	—	—	55.7
Venedig . . . . .	254.1	49.0	—	54.6	10.8	—	—	—	—
Straßburg . . . . .	255.4	—	50.8	53.6	+	—	22.4	—	58.2
Heidelberg . . . . .	264.5	—	—	55.0	0 28	14.0	24.0	—	—
Neuchâtel . . . . .	289.4	50.2	0 28	56.8	19.3	—	31.0	—	—
Eger . . . . .	320.7	55.0	1.2	4.0	—	—	33.2	40.0	0 28
Ljubljana . . . . .	328.8	57.7	1.6	6.1	27.1	—	36.1	41.8	19.2
Frankfurt . . . . .	352.6	59.4	4.4	10.4	32.0	43.0	48.0	13.2	13.2
Graz . . . . .	359.4	59.3	5.6	9.5	33.6!	—	45.4	50.9	15.7
Jena . . . . .	396.5	0 28	3.8	10.9	42.0	—	54.6	+	20.6
Florenz . . . . .	406.7	9.3	12.7	19.2	49.8	—	57.6	66.0	—
Wien . . . . .	433.9	8.3	+	23.9	50.0	0 29	5.8	0 29	27.4
Zagreb . . . . .	441.9	9.3	19.3	25.3	—	—	4.7	14.5	28.5
Leipzig . . . . .	452.5	10.7	19.0	—	+	—	9.9	17.6	30.8
Göttingen . . . . .	462.8	12.3	20.4	29.9	57.9	—	13.8	20.1	32.6
Bochum . . . . .	518.2	—	—	—	—	—	—	—	—
Potsdam . . . . .	577.9	—	—	—	—	—	—	—	—
de Bilt . . . . .	654.8	—	—	—	—	—	—	—	—
Hamburg . . . . .	685.3	—	—	—	—	—	—	—	—

+ Minutenlitke.

Der Nullpunkt der Zeitachse liegt bei 0<sup>h</sup> 27<sup>m</sup> 8.1<sup>s</sup> M. E. Z., der Herzzeit des Bebens. Den Einsatzzeiten genügen am besten folgende linearen Beziehungen:

$$t_{P_n} = (7.9 \text{ sec} \pm 0.2) + \frac{\Delta}{8.3 \pm 0.2} \dots \dots \dots (1)$$

$$t_{P^*} = (8.1 \text{ sec} \pm 0.2) + \frac{\Delta}{6.7 \pm 0.2} \dots \dots \dots (2)$$

$$t_{\bar{P}} = (0.9 \text{ sec} \pm 0.2) + \frac{\Delta}{5.7 \pm 0.3} \dots \dots \dots (3)$$

$$t_{S_n} = 4.7 \text{ sec} + \frac{\Delta}{4.4} \dots \dots \dots (4)$$

$$t_{S^*} = 1.7 \text{ sec} + \frac{\Delta}{3.6} \dots \dots \dots (5)$$

$$t_{\bar{S}} = 0.0 \text{ sec} + \frac{\Delta}{3.5} \dots \dots \dots (6)$$

Die Einsätze der transversalen Wellen konnten wegen der Größe der Amplituden nicht mikroskopisch ausgemessen werden. Sie sind mit dem Glasmaßstab ausgemessen und besitzen deshalb nicht die Genauigkeit der longitudinalen Phase.

**$\bar{P}$  und  $\bar{S}$ .** Die Laufgeschwindigkeit der  $\bar{P}$ -Phase ist im Zusammenhang mit der anderer Beben in einer später erscheinenden Arbeit: Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit elastischer Wellen im europäischen Grundgebirge vom Verfasser eingehend behandelt worden.

Die additiven Konstanten der Zeitgleichungen  $t_{\bar{P}}$  und  $t_{\bar{S}}$  stimmen, wie es auch die Theorie verlangt, gut überein. Für die Geschwindigkeit der  $\bar{S}$ -Phasen in Europa wurden bisher ermittelt:

- 3.39 km/sec Schwadorfer Beben, Conrad,
- 3.3 „ Jersey-Beben, Jeffreys,
- 3.3 „ Herfordshire-Beben, Jeffreys,
- 3.5 „ Nordtiroler Beben, Gräfe.

Die Übereinstimmung der Werte kann als gut bezeichnet werden.

Die folgende Tabelle gibt die Differenz der beobachteten minus der ausgeglichenen Werte bei  $\bar{P}$  und  $\bar{S}$  nach Gl. (3) und (6).

In der Nähe von  $\bar{P}$  liegt ein weiterer Einsatz, dessen Laufzeitkurve ein Hyperbelast zu sein scheint. Da er sich mehr und mehr der  $\bar{P}$ -Laufzeitkurve nähert, wurde der Einsatz mit  $R\bar{P}$  bezeichnet. Der Hyperbelast schneidet die Zeitachse (s. Fig. 3) bei etwa 22 sec, d. h. die Reflexionsfläche dieser Phase liegt in einer Tiefe von etwa 80—95 km. Das wäre dann die Grenze zwischen der  $P^*$ - und der  $P_n$ -Schicht. Dann müßten sich aber die  $P_n$ - und  $R\bar{P}$ -Laufzeitkurve in einem Punkt berühren<sup>5)</sup>. Das ist aber nicht der Fall. Es ist daher wohl anzunehmen, daß es sich um eine Wechselwelle handelt. Ist die Welle vom Herd zur Unstetigkeitsfläche als longitudinale Phase und von der Unstetigkeitsfläche weiter transversal gelaufen, dann errechnet sich die Tiefe der Schicht zu 60 km.

Station	$\delta t_{\bar{P}}$ sec	$\delta t_{\bar{S}}$ sec
Ravensburg . . . . .	+ 0.5	0.0
München . . . . .	+ 0.2	—
Chur . . . . .	+ 2.7	— 1.1
Zürich . . . . .	— 0.2	—
Nördlingen . . . . .	— 0.1	— 0.3
Hohenheim . . . . .	+ 0.1	—
Stuttgart . . . . .	+ 0.3	0.0
Karlsruhe . . . . .	+ 0.3	+ 0.9
Straßburg . . . . .	+ 0.4	+ 0.8
Heidelberg . . . . .	— 0.2	—
Neuchâtel . . . . .	— 0.4	0.0
Cheb . . . . .	— 0.2	— 0.1
Ljubljana . . . . .	+ 0.3	+ 0.2
Frankfurt . . . . .	+ 0.5	— 1.1
Graz . . . . .	— 0.4	0.0
Jena . . . . .	+ 0.1	+ 1.2
Florenz . . . . .	— 0.8	—
Wien . . . . .	— 0.3	+ 0.1
Zagreb . . . . .	— 1.2	— 0.3
Leipzig . . . . .	+ 0.5	— 0.1
Göttingen . . . . .	— 1.1	— 0.4

***P<sub>n</sub>* und *S<sub>n</sub>*.** Es wurden bisher für den *P<sub>n</sub>*-Einsatz ermittelt:

- $T^s = 4.0 + \Delta/8.12$  km Schwadorfer Beben, Conrad,
- $T = 4 + \Delta/8.21$  „ Süddeutsches Beben, Gutenberg,
- $T = 5.2 + \Delta/7.87$  „ Mohorovičić,
- $T = 4 + \Delta/7.83$  „ Tauern-Beben, Conrad,
- $T = 7.9 + \Delta/8.3$  „ Nordtiroler Beben, Gräfe.

Die folgende Zusammenstellung gibt die Differenz zwischen den beobachteten minus den mit den obigen Gleichungen (1) und (4) gerechneten Eintrittszeiten:

Station	$\delta t_{P_n}$ sec	$\delta t_{S_n}$ sec
Nördlingen . . . . .	— 0.3	— 0.3
Zürich . . . . .	+ 0.1	— 0.4
Hohenheim . . . . .	— 0.3	+ 0.4
Stuttgart . . . . .	— 1.0	0.0
Karlsruhe . . . . .	+ 1.1	+ 1.0
Heidelberg . . . . .	— 0.1	+ 0.8
Neuchâtel . . . . .	— 0.8	+ 0.1
Eger . . . . .	+ 0.3	— 1.4
Ljubljana . . . . .	+ 1.9	+ 0.1
Frankfurt . . . . .	+ 0.7	— 0.2
Graz . . . . .	— 0.1	+ 0.1
Jena . . . . .	— 0.2	+ 0.1
Wien . . . . .	— 0.2	— 0.5
Zagreb . . . . .	— 0.2	— 0.1
Leipzig . . . . .	— 0.1	—
Göttingen . . . . .	+ 0.3	+ 0.6

Für geradlinige Strahlen, die unter dem Grenzwinkel der Totalreflexion auf eine horizontale Grenzfläche treffen, ergibt sich die Dicke der obersten  $\bar{P}$ -Schicht für eine größere Entfernung  $\Delta$  (so daß  $h^2$  klein gegen  $\Delta^2$  wird) aus

$$d_{\bar{P}} = \frac{\Delta - \frac{\Delta}{a_{P^*}} - \delta}{\sqrt{\frac{1}{a_{\bar{P}}} - \frac{1}{a_{P^*}}}} + \frac{h}{2}$$

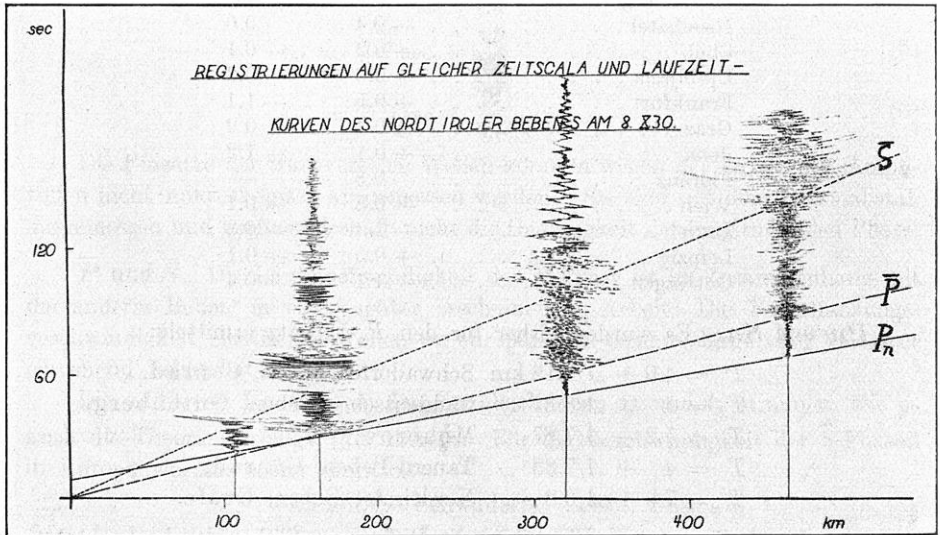


Fig. 4

Von links nach rechts Seismogramme von Chur (E-W), Zürich (Z), Eger (N-S), Göttingen (N-S)

Hierin ist die Herdtiefe  $h = 35$  km,  $a_{\bar{P}} = 5.7$  km/sec<sup>-1</sup>,  $a_{P^*} = 6.7$  km/sec<sup>-1</sup>,  $\delta = T_{P^*} - T_{\bar{P}}$ . Für  $\Delta = 396.5$  km (Jena) ist  $\delta = 7.1$  sec und man erhält

$$d_{\bar{P}} = 48 \text{ km.}$$

Jeffreys erhält bei Annahme geringerer Herdtiefe für europäische Beben  $d_{\bar{P}} = 12$  km.

Gutenberg	für europäische Beben	. . .	20 km
"	"	"	30—40 "
Conrad <sup>4)</sup>	"	"	40 "

**P\* und S\*.** Es steht noch nicht sicher fest, ob die P\*-Phase durch eine Diskontinuitätsfläche entstanden ist. Setzt man entsprechend früheren Daten



$\frac{a_{\bar{P}}}{a_{P^*}} = \frac{5.6}{6.3}$ ,  $h = 30$  km,  $d_{\bar{P}} = 60$  km, so müßte  $P^*$  von einer Auftauchdistanz  $\Delta' = 190$  km an auftreten. Setzt man dagegen entsprechend den Beobachtungen des Tiroler Bebens vom 8. Oktober 1930  $\frac{a_{\bar{P}}}{a_{P^*}} = \frac{5.7}{6.7}$ ;  $d_{\bar{P}} = 48$  km,  $h = 35$  km, so ergibt sich  $\Delta' = 100$  km. Nach den Beobachtungen wurde  $P^*$  gefunden bei folgenden und größeren Entfernungen:

Tauern-Beben . . . . .	220 km
Schwadorfer Beben . . . . .	252 „
I. Süddeutsches Beben . . . . .	330 „
Jersey-Beben . . . . .	297 „
Herfordshire-Beben . . . . .	181 „
Nordtiroler Beben . . . . .	160 „

Die bisher ermittelten Geschwindigkeiten bei der  $P^*$ -Phase sind:

I. Süddeutsches Beben . . . . .	7.1 km/sec
Tauern-Beben . . . . .	6.3 „
Jersey-Beben . . . . .	6.3 „
Herfordshire-Beben . . . . .	6.3 „
Schwadorfer Beben . . . . .	6,47 „
Nordtiroler Beben . . . . .	6.7 „

Die beobachteten minus den nach Gl. (2) und (5) ausgeglichenen Einsatzzeiten sind in folgender Tabelle angegeben:

Station	$\delta t_{P^*}$ sec	$\delta t_{S^*}$ sec
Nördlingen . . . . .	— 0.4	— 0.3
Zürich . . . . .	— 0.1	0.0
Hohenheim . . . . .	+ 0.2	— 0.2
Stuttgart . . . . .	+ 0.2	+ 0.2
Karlsruhe . . . . .	0.0	— 1.1
Straßburg . . . . .	— 0.5	+ 0.2
Neuchâtel . . . . .	—	— 0.1
Eger . . . . .	+ 0.6	— 0.8
Ljubljana . . . . .	0.0	+ 0.2
Frankfurt . . . . .	— 0.2	+ 0.2
Graz . . . . .	— 0.4	+ 0.4
Jena . . . . .	0.0	— 0.2
Florenz . . . . .	+ 0.2	+ 0.8
Zagreb . . . . .	+ 0.4	— 1.7
Leipzig . . . . .	+ 0.2	— 0.2
Göttingen . . . . .	— 0.2	+ 0.2

In Fig. 4 sind die Registrierungen einiger Stationen auf gleiche Zeitskala gebracht. In den entsprechenden Epizentralentfernungen nebeneinander gelegt zeigen sie dann, wie sich die verschiedenen Phasen mit wachsender Entfernung verschieben.

### Literatur

<sup>1)</sup> V. Inglada: Die Berechnung der Herdkoordinaten eines Nahbebens. Gerlands Beitr. z. Geophys., Bd. XIX, Heft 1, 1928.

<sup>1a)</sup> A. Mohorovičić: Die Bestimmung des Epizentrums eines Nahbebens. Gerlands Beitr. z. Geophys., Bd. XIV, S. 199—205, 1916.

<sup>2)</sup> E. Wiechert: Entfernungsberechnung von Orten bei kleineren Abständen. Zeitschr. f. Geophys. 1924/25, S. 177.

<sup>3)</sup> E. Kraus: Die Seismotektonik der Tiroler Alpen. Gerlands Beitr. z. Geophys., Bd. XXX, S. 101, 1931.

<sup>3a)</sup> R. v. Klebelsberg: Das Nordalpenbeben vom 8. Oktober 1930. Mitteilungen des Deutschen und Österreichischen Alpenvereins Nr. 12, 1930.

<sup>4)</sup> V. Conrad: Das Schwadorfer Beben. Gerlands Beitr. z. Geophys., Bd. XX, 1928.

<sup>5)</sup> F. Gerecke: Messungen auf dem Rhône-gletscher. 1. Laufzeitkurve. Zeitschr. f. Geophys. 8, 112, 1932.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, 22. März 1932.

---

## Über die physikalische Natur des magnetischen Rindenfeldes der Erde

Von **H. Haalek**, Potsdam — (Mit 1 Abbildung)

Unter der Annahme, daß das permanente magnetische Feld des festen Erdkörpers aus einem primären rotationssymmetrischen Kernfeld besteht, welches in der äußeren Erdrinde ein sekundäres Rindenfeld induziert, das von der von Ort zu Ort verschiedenen Magnetisierbarkeit der Erdkruste abhängt, wird die Frage untersucht, welche Teile der Erdkruste stärker bzw. schwächer magnetisierbar als die benachbarten Krustenteile sind. Es ergeben sich vier ausgeprägte Gebiete stärkerer Magnetisierbarkeit: Nordamerika, Asien, Australien und Afrika, und ein Gebiet schwächerer Magnetisierbarkeit der Südwestatlantik. Als Ursachen dieser Magnetisierbarkeitsunterschiede werden Materialverschiedenheiten (die stärkere Suszeptibilität der Tiefen- und Eruptivgesteine gegenüber derjenigen des Meerwassers oder der Sedimente, vielleicht auch verschieden starker Magnetitgehalt einzelner Teile der äußeren Erdkruste) und Temperaturunterschiede gefunden.

Die Analyse des erdmagnetischen Feldes hat ergeben, daß sich das permanente Feld des festen Erdkörpers rechnerisch in folgende Teile zerlegen läßt: 1. das rotationssymmetrische Feld, das ist eine homogene Magnetisierung parallel der Rotationsachse der Erdkugel; 2. eine Quermagnetisierung, welche die Abweichung der magnetischen Pole von den Rotationspolen bedingt; hierüber lagern sich 3. die regionalen Störungsfelder bis zu kontinentalem Ausmaß, und auf diese sind 4. die lokalen Störungen aufgesetzt. Längs- und Quermagnetisierung verhalten sich etwa wie 5:1.

Was die physikalischen Ursachen dieser einzelnen sich überlagernden Teilfelder anbelangt, so ist die Natur der rotationssymmetrischen Magnetisierung noch unbekannt. Vermutlich wird sie — analog wie die ganz demselben Sinne entsprechende Magnetisierung der Sonne — irgendwie durch die Erdrotation

selbst hervorgerufen und steht möglicherweise mit der Beschaffenheit des Erdkerns in Beziehung. Für die folgenden Untersuchungen ist die Frage nach ihrer Ursache nicht wesentlich; als Grundlage genügt die Tatsache des Vorhandenseins einer primären homogenen Magnetisierung der Erdkugel parallel zur Erdachse.

Während sich das Auftreten der regionalen und lokalen Störungen fast ausnahmslos durch den geologischen Bau des Untergrundes erklären läßt — dadurch, daß das Erdfeld in den geologischen Formationen einen Magnetismus induziert, der von der Form und der Magnetisierbarkeit der betreffenden Gesteinsmassen abhängt —, ist die rechnerisch festgestellte Quermagnetisierung nur als formales Rechenergebnis aufzufassen. Ihre physikalische Ursache ist wahrscheinlich — eine Vermutung, welche schon oft ausgesprochen wurde — darin zu suchen, daß das primäre Kernfeld in der Erdrinde ein sekundäres Rindenfeld induziert, dessen Richtung durch die von Ort zu Ort verschiedene Magnetisierbarkeit der Rinde bestimmt ist und von der Richtung der Rotationsachse abweicht. Kernfeld und Rindenfeld zusammen bestimmen dann die tatsächliche Lage der magnetischen Erdachse. Die Hauptstütze dieser Annahme ist freilich nur negativer Art: es läßt sich keine andere gleich wahrscheinliche Ursache für jene Abweichungen aufzeigen. Eine quantitativ durchgeführte Berechnung, um auf Grund dieser Annahme die verschieden starke Magnetisierbarkeit der einzelnen Teile der Erdkruste zu erforschen, stößt auf große Schwierigkeiten und ist bisher auch noch nicht gegeben worden.

Einen Anhaltspunkt darüber gewinnen wir aus den Untersuchungen von L. A. Bauer\*), der das permanente Erdfeld in eine Längs- und eine Quermagnetisierung zerlegte, wobei die Anteile aus den Beobachtungen je eines Breitenkreises für sich berechnet wurden. Es zeigte sich, daß der Betrag der Längsmagnetisierung von beiden Polen nach dem Äquator hin anwächst, der der Quermagnetisierung vom Nordpol zum Südpol stetig abnimmt. Da die letztere Abnahme mit der Abnahme der Festlandsbedeckung parallel geht, so läßt es den Schluß zu, daß die Quermagnetisierung in erster Linie ihren Sitz in der stärkeren Magnetisierung der Festländer hat.

Genau formuliert lautet die vorliegende Aufgabe:

Eine homogen magnetisierte Kugel ist umgeben von einer dünnen Schale, welche sich aus Teilen verschieden starker Magnetisierbarkeit zusammensetzt und infolgedessen das Magnetfeld stark verzerrt. Es sollen jetzt aus der auf der Oberfläche dieser Hülle ausgemessenen Größe und Richtung der totalen magnetischen Feldstärke die Magnetisierbarkeitsunterschiede der Hülle ermittelt und ihre möglichen Ursachen erörtert werden.

Im Prinzip ist es dieselbe Aufgabe, wie in der praktischen Geophysik die magnetische Aufschlußmethode sie zu lösen hat, wenn aus den lokalen erd-

---

\*) L. A. Bauer, Terr. Magn. 28 (1923).

magnetischen Störungen auf den geologischen Bau — oder streng genommen zunächst nur auf die Unterschiede in der Magnetisierbarkeit — im Untergrund geschlossen werden soll. Die Aufgabe liegt im vorliegenden Falle jedoch insofern bedeutend schwieriger, als es sich nicht mehr um Ausdehnungen handelt, welche man noch als horizontal auffassen kann, sondern um eine Kugelfläche, welche das Primärfeld an jedem Punkte unter einem anderen Winkel schneidet.

Zunächst ist es erforderlich, das Rindenfeld für sich darzustellen, d. h. es ist von den erdmagnetischen Elementen, welche man für jeden Ort aus den Karten mit den isomagnetischen Linien entnehmen kann, die Wirkung des Primärfeldes in Abzug zu bringen. Bedeuten  $H$ ,  $J$  und  $D$  die Elemente des erdmagnetischen Feldes in der üblichen Bezeichnung (die Horizontalintensität  $H$  positiv in Richtung magnetisch-nord, die Inklination  $J$  positiv von der Horizontalen nach unten, die Deklination  $D$  positiv von der geographischen Nordrichtung nach Osten), so findet man die magnetischen Kraftkomponenten des Rindenfeldes nach den Formeln:

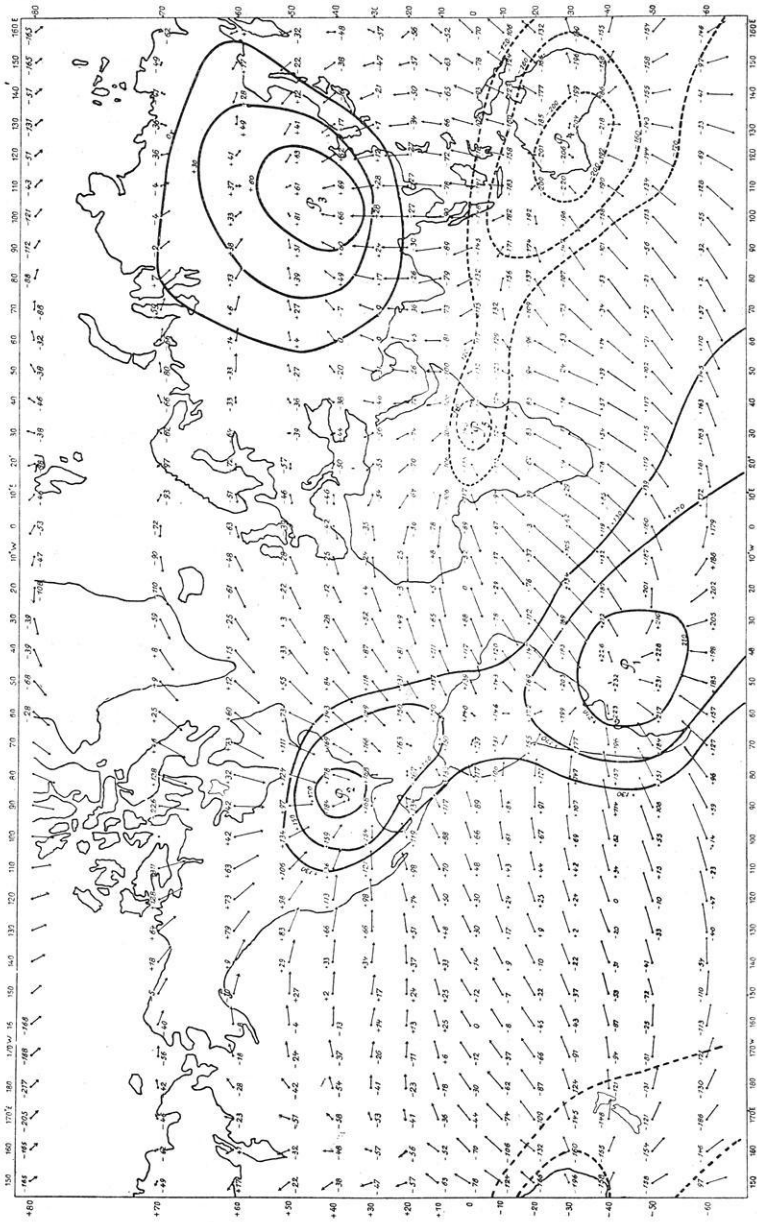
$$\begin{aligned} X &= H \cos D - m \cdot \cos \varphi, \\ Y &= H \sin D, \\ Z &= H \operatorname{tg} J - 2 m \cdot \sin \varphi, \end{aligned}$$

wobei die geographische Breite  $\varphi$  auf der nördlichen Halbkugel positiv, auf der südlichen negativ zu rechnen ist. Als numerischen Wert für den Faktor  $m$  setzen wir  $m = 0.305$  cgs, der sich aus der mathematischen Analyse für die Epoche 1922 ergeben hat.

Karte 1 zeigt die Verteilung der magnetischen Kraftkomponenten des Rindenfeldes in Abständen von  $10$  zu  $10^0$  für die Epoche 1920. Die Zahlen bedeuten die vertikale Komponente (in Einheiten von  $100 \gamma$ ); die Pfeile geben Richtung und Größe der Horizontalkomponente an.

Suchen wir die Orte der Erdoberfläche auf, welche den Charakter eines Pols zeigen — d. h. also, in welchen die vertikale Komponente ein Maximum oder Minimum bildet, die horizontale Komponente gleich Null wird —, so ergibt sich, daß das magnetische Rindenfeld der Erde fünf ausgeprägte Pole besitzt:

1.  $P_1$  (Südwestatlantik) charakterisiert durch die  $+ 21000 \gamma$ - und durch die  $+ 17000 \gamma$ -Linie.
2.  $P_2$  (Nordamerika) charakterisiert durch die  $+ 17000 \gamma$ - und die  $+ 15000 \gamma$ -Linie; die  $+ 13000 \gamma$ -Linie umschließt beide Pole.
3.  $P_3$  (Asien) charakterisiert durch die  $0 \gamma$ -,  $+ 3000 \gamma$ - und  $+ 6000 \gamma$ -Linien.
4.  $P_4$  (Australien) charakterisiert durch die  $- 20000 \gamma$ - und  $- 16000 \gamma$ -Linien.
5.  $P_5$  (Afrika) charakterisiert durch die  $- 14000 \gamma$ -Linie; die  $- 12000 \gamma$ -Linie umschließt die beiden Pole  $P_4$  und  $P_5$ .



Karte 1

Von diesen fünf Polen des Rindenfeldes sind die Pole  $P_1$ ,  $P_2$  und  $P_3$  Nordpole (—), d. h. die Vertikalintensität hat in diesen Gebieten ein Maximum, die Horizontalintensität ist nach diesen Gebieten hin gerichtet; die Pole  $P_4$  und  $P_5$  sind Südpole (+), d. h. die vertikale Komponente hat in diesen Gebieten ein Minimum, die Horizontalintensität ist von diesen Gebieten fort gerichtet.

Wenn die einzelnen Pole auch ein deutliches Zentrum besitzen, so darf man sie — wenn man den Begriff Pol überhaupt beibehalten will — doch nicht als punktförmige Pole ansehen; sie haben einen ausgeprägt flächenhaften Charakter. In den Gebieten hoher Inklinationswerte (z. B. Nordkanada, Grönland) wird die Berechnung der  $Z$ -Werte unsicher. Aus diesem Grunde vermute ich, daß das Gebiet des Pols  $P_2$  sich nicht nur auf die südliche Hälfte Nordamerikas beschränkt, sondern in Wirklichkeit auch den nördlichen Teil des nordamerikanischen Kontinents mit umfaßt.

Die Größe der Magnetisierung der Erdkruste hängt von zwei Umständen ab:

1. von der Stärke der magnetisierenden Kraft, also des Primärfeldes;
2. von der Größe der Magnetisierbarkeit des betreffenden Krustenteils.

Das Primärfeld ist an den Polen doppelt so stark wie am Äquator. In einer geologischen Formation wird also am Pol ein doppelt so starkes Feld induziert, als wenn diese selbe Formation am Äquator gelegen wäre. Besteht eine geologische Formation aus Material von stärkerer Magnetisierbarkeit, so ist auf der nördlichen Halbkugel die horizontale Komponente  $H$  zur Scholle hin gerichtet; ihre extremen Werte liegen am Rand der Scholle. Die vertikale Komponente  $Z$  ist positiv über der Schicht und hat ihren stärksten Anstieg am Rand der Scholle. Auf der südlichen Halbkugel ist das umgekehrte der Fall: die horizontale Komponente  $H$  ist von der Scholle fort gerichtet; die vertikale Komponente ist negativ über der Schicht. Besitzt die Masse eine geringere Magnetisierbarkeit als das Nebengestein, so ist das umgekehrte der Fall.

Diese bekannten Sätze gelten nur in erster Annäherung. Der strengeren Theorie nach ist z. B. auf der nördlichen Halbkugel bei jeder positiven Störung in der Vertikalintensität auf der nördlichen Seite der Schicht auch eine schwache negative Störung vorhanden; das entsprechende gilt für die südliche Halbkugel. Praktisch werden solche Feinheiten aber nur bei besonders klar liegenden lokalen stark magnetisierbaren Lagerstätten erkennbar; bei regionalen Störungen sind sie nicht mehr nachzuweisen.

Demnach müssen also die Gebiete  $P_2$ ,  $P_3$ ,  $P_4$  und  $P_5$  durch Krustenteile stärkerer Magnetisierbarkeit, das Gebiet  $P_1$  jedoch durch eine Masse erheblich geringerer Magnetisierbarkeit als derjenigen der umgebenden Krustenteile verursacht werden.

Für die Unterschiede in der Magnetisierbarkeit der einzelnen Teile der Erdkruste kommen zwei Umstände als Ursachen in Frage:

- a) Materialverschiedenheiten,
- b) Temperaturunterschiede.

Die Unterschiede in der Magnetisierbarkeit der Materialien, aus welchen sich die Erdkruste aufbaut, liegen klar auf der Hand: Für Meerwasser ist die Suszeptibilität praktisch gleich Null; alle sedimentären Gesteine sind ebenfalls so wenig magnetisierbar ( $\kappa$  etwa zwischen 0 und 0.00008; im Mittel etwa  $\kappa = 0.00004$ ), daß sie praktisch kaum eine Rolle spielen. Die Magnetisierbarkeit einzelner Erze oder stark magnetisierbarer Gesteine, welche nur örtliche Ausdehnung besitzen, spielt für die vorliegenden Fragen keine Rolle. Ausschlaggebend ist die Magnetisierbarkeit der Tiefen- bzw. Eruptivgesteine; diese schwankt aber bei den einzelnen Gesteinsarten innerhalb sehr weiter Grenzen, so daß es schwer ist, einen Mittelwert anzugeben, der für kontinentale Ausdehnungen zutreffen kann. Ungefähr kann man  $\kappa$  als innerhalb eines Intervalls von 0.005 bis 0.05 liegend annehmen, wobei ich den letzteren Wert als den wahrscheinlicheren ansehen möchte.

Daraus lassen sich schon ungefähre Angaben über die Größenordnung der durch die Land- und Wasserverteilung verursachten Störung des normalen magnetischen Erdfeldes ableiten. Z. B. würde eine Wasserkugel, welche in einer Sedimentschicht eingelagert wäre, derart, daß sie gerade die Erdoberfläche berührte, eine maximale Störung der normalen magnetischen Kraft um rund  $16\gamma$  verursachen; läge sie — oder auch eine Kugel aus Sedimentgestein — eingebettet in Tiefengestein, so wäre der maximale Störungsbetrag mit den angegebenen Grenzwerten 2000 bzw. 18000  $\gamma$ . Dicke Schichtenpakete sedimentärer Gesteine verursachen demnach fast die gleichen erdmagnetischen Störungen als entsprechende Wassermassen. Legt man der Berechnung andere Formen der Masse (z. B. Zylinder, Ellipsoid) zugrunde, so kann man Werte errechnen, die sich um die Hälfte oder mehr von den angegebenen Zahlenwerten unterscheiden, aber doch immer von der gleichen Größenordnung sind. Da die Induktionswirkung des magnetischen Erdfeldes unter allen Umständen vorhanden ist und die Störungen der normalen erdmagnetischen Kraftkomponenten selten den Betrag von 20000  $\gamma$  (vgl. Karte 1) übersteigen, so folgt damit, daß schon allein die Verteilung von Land und Wasser auf der Erde Verzerrungen des normalen magnetischen Erdfeldes hervorrufen muß, deren Beträge den beobachteten Störungen annähernd entsprechen können.

Würde man eine Erklärung ausschließlich auf das Vorhandensein der Materialverschiedenheiten aufbauen, so läßt sich also die stärkere Magnetisierung der Gebiete  $P_2$ ,  $P_3$ ,  $P_4$  und  $P_5$  in erster Linie auf die stärkere Magnetisierbarkeit der Kontinente Nordamerika, Asien, Australien und Afrika gegenüber derjenigen des Meerwassers zurückführen. Dagegen könnte man das Vorhandensein des Gebiets  $P_1$  besonders geringer Magnetisierbarkeit, welches das Gebiet der Südwestatlantik einschließlich eines großen Teiles des südamerikanischen Kontinents umfaßt, nur dadurch erklären, daß dieser Teil der Erdkruste sich aus besonders magnetitarmem Gesteinsmaterial aufbaut, eine Erklärung, die aber — da solche Materialverschiedenheiten in subozeanischen Tiefen von solcher Ausdehnung kaum denkbar sind — wenig Wahrscheinlichkeit für sich hat. Der Zusammenhang

der Gebiete  $P_4$  (Australien) und  $P_5$  (Afrika) kann zum Teil auf reellen Ursachen — also darauf, daß das dazwischen liegende Gebiet des Indischen Ozeans aus stärker magnetithaltigem Gestein besteht — beruhen, zum Teil aber auch darauf, daß zwischen zwei Gebieten gleichnamiger Pole sich immer Isanomalien ergeben, welche beide Gebiete umschließen. Dagegen ist es möglich, daß die Gebiete  $P_3$  (Asien) einerseits,  $P_4$  (Australien) und  $P_5$  (Afrika) andererseits in ursächlichem Zusammenhang miteinander stehen: Eine zusammenhängende, sich über den größten Teil der Nord- und der Südhalbkugel erstreckende Masse stärkerer Magnetisierbarkeit würde in der Vertikalintensität auf der nördlichen Halbkugel positive, auf der südlichen Halbkugel negative Störungen hervorrufen; der mittlere Teil tritt infolgedessen magnetisch nicht hervor, wie es in diesem Falle mit dem Gebiet der ostindischen Inseln und dem afrikanisch-asiatischen Verbindungsgebiet der Fall sein kann. Dagegen kann ein ursächlicher Zusammenhang zwischen den zusammenhängenden Polen  $P_1$  (Südwestatlantik) und  $P_2$  (Nordamerika) nicht vorhanden sein, da es sich hier um entgegengesetzte Magnetisierbarkeitsunterschiede handeln muß. Das mittlere Gebiet, besonders die Grenze zwischen diesen beiden verschiedenen Ursachen, ist aber auch in diesem Falle nicht zu beurteilen.

Es ist im einzelnen schwerer, die Grenzen der verschiedenen Gebiete stärkerer bzw. schwächerer Magnetisierbarkeit anzugeben; diese fallen durchaus nicht mit irgendeiner Isanomalen zusammen. Besonders ausgeprägt wird der magnetische Zusammenhang zwischen Festländern und Weltmeeren nur, wenn man das Gebiet  $P_3$  des asiatischen Festlandes und das Gebiet des Stillen Ozeans betrachtet. Zu berücksichtigen ist, daß einmal Gebiete, welche eine dicke Sedimentdecke tragen, magnetisch nicht viel anders als Weltmeere wirken können, andererseits die Isanomalen noch dadurch etwas verschoben werden, daß die einzelnen Krustenteile nicht in dem ungestörten Primärfeld, sondern in Wirklichkeit in dem bereits durch die Wirkung sämtlicher Krustenteile verzerrten Primärfeld liegen.

Die Tatsache, daß einmal das Gebiet  $P_1$  besonders geringer Magnetisierbarkeit der Südwestatlantik vorhanden ist, ebenso daß die Größe der Magnetisierungsunterschiede der einzelnen Gebiete (Australien im Maximum — 22000  $\gamma$ , Nordamerika + 18400  $\gamma$ , Asien + 8100  $\gamma$ , Afrika — 14500  $\gamma$ ) sehr ungleich ist, zweitens die Erscheinung, daß die Grenzen der Gebiete stärkerer Magnetisierbarkeit durchaus nicht mit den Grenzen zwischen Weltmeeren und Kontinenten zusammenfallen, läßt darauf schließen, daß außer den Materialverschiedenheiten noch andere wesentliche Ursachen für die Magnetisierbarkeitsunterschiede der Erdkruste vorhanden sein müssen. Als solche können, da die Magnetisierbarkeit eines Stoffes von der Temperatur abhängt, nur Temperaturunterschiede in der Erdrinde in Frage kommen.

Leider kann nicht nur sehr wenig Sicheres darüber ausgesagt werden, nach welcher Gesetzmäßigkeit die Abhängigkeit der Suszeptibilität der Gesteine im magnetischen Erdfeld von der Temperatur in Wirklichkeit verläuft, sondern auch



von der Temperaturverteilung innerhalb der äußeren Erdkruste wissen wir nur sehr wenig.

Fest steht, daß bei mittleren Feldstärken die Magnetisierung von ferromagnetischen Stoffen — und zu diesen müssen wir, da der Magnetit der wesentlichste Träger des Gesteinsmagnetismus ist, das Material der Erdkruste rechnen — mit zunehmender Temperatur\*) zunächst langsam, dann immer schneller abnimmt und bei einer bestimmten Temperatur, dem sogenannten Curieschen (oder magnetischen Umwandlungs-) Punkt, verschwindet. Eine bestimmte Gesetzmäßigkeit dafür anzugeben, ist gar nicht möglich, da die einzelnen für die Magnetisierung charakteristischen Größen: Koerzitivkraft, Remanenz, Sättigung, Anfangssuszeptibilität, ideale Magnetisierung, alle eine eigene Temperaturabhängigkeit aufweisen; dazu kommen bei höheren Temperaturen die sprungweisen Änderungen der inneren Struktur des Stoffes, welche auch die Magnetisierung sprungweise ändert usw. Angewandt auf die Erdkruste folgt daraus, daß von dem primären Kernfeld in einem Krustenteil ein um so stärkeres Feld induziert wird, je niedriger die Temperatur dieses Krustenteils gegen seine Umgebung ist, wobei besonders Temperaturunterschiede in solchen Tiefen eine große Rolle spielen, in welchen die Temperatur sich dem Curieschen Punkte nähert. Der Curiesche Punkt liegt:

für Eisen . . . . .	bei 769° C
, Kobalt . . . . .	„ 1075
„ Nickel . . . . .	„ 356
„ Pyrrhotit . . . . .	„ 348
„ Magnetit . . . . .	„ 525
„ Hämatit . . . . .	„ 645
„ Eisencarbid . . . . .	„ 215

Einen Wert für den Curieschen Punkt anzugeben, der für das Material der Erdkruste im Mittel zutrifft, ist nicht möglich; er muß irgendwo in dieser Größenordnung liegen.

Nun hat man aber gefunden, daß bei kleinen Feldstärken die Magnetisierbarkeit mit steigender Temperatur zunächst langsam, nachher immer schneller zunimmt; dicht unterhalb des Curieschen Punktes wird dieser Anstieg besonders steil; oberhalb des Curieschen Punktes nimmt sie im allgemeinen — teils stetig, teils sprungweise — ab. Da das Erdfeld nur als schwaches Feld angesehen werden kann, so würde daraus das Gegenteil über den Einfluß der Temperatur auf die Magnetisierbarkeitsunterschiede in der Erdkruste folgen von dem, was die obige Schlußfolgerung aussagt. Trotzdem möchte ich doch den obigen Satz als das wahrscheinlichere ansehen. Man kann aber daraus die Unsicherheit erkennen, welche diesem Punkte anhaftet.

Von der Verteilung der Temperatur innerhalb der Erdkruste wissen wir, da es kein Mittel zur Erforschung der Temperaturen im Erdinnern

\*) Vgl. z. B. W. Steinhaus im Handb. d. Phys., Bd. XV.

gibt, nur sehr wenig. Die relativ kleinen Temperaturungleichheiten nahe der Erdoberfläche, wie sie durch Berge und Täler hervorgerufen werden, spielen für die vorliegenden Fragen keine Rolle. Den Beobachtungen in Bohrlöchern nach steigt die Temperatur pro 100 m Tiefe in Europa im Mittel um  $3^{\circ}\text{C}$ , in Amerika um  $2\frac{1}{2}^{\circ}\text{C}$  an. Das kann aber nur für geringe Tiefen gelten; sicher wird das Anwachsen der Temperatur mit der Tiefe bald weniger stark sein. Die größten Unterschiede in der Temperatur der Erdkruste werden durch die Ozeane hervorgerufen. In größeren Meerestiefen beträgt die Temperatur des Wassers nahe  $0^{\circ}\text{C}$ . Infolgedessen hat auch das feste Gestein am ozeanischen Meeresboden eine Temperatur von etwa  $0^{\circ}\text{C}$ . Nach Untersuchungen von J. Friedländer ist die Wärmeleitfähigkeit der vulkanischen Tiefengesteine erheblich kleiner als die des Materials der Kontinentalschollen, so daß in ersteren die geothermische Tiefenstufe fast halb so groß ist wie in letzteren, was schon in rund 15 km Tiefe zu gleichen Temperaturen unter allen Teilen der Erdoberfläche führen würde. Auf Grund dieser Werte würden sich für die Temperaturunterschiede unter einem Kontinent und unter einem Ozean von 8000 m Tiefe etwa ergeben:

Tiefe km	Temperatur	
	Unter Festland $^{\circ}\text{C}$	Unter Tiefsee $^{\circ}\text{C}$
8	+ 240	0
10	+ 300	+ 150
12	+ 360	+ 300
15	+ 450	+ 450

Das sind natürlich nur Maximalwerte; auf genauere Werte kommt es aber für die vorliegenden Betrachtungen nicht an.

Diese Temperaturunterschiede, ebenso die Wärmeungleichheiten, welche durch das Vorhandensein großer Magmaherde und dergleichen verursacht werden, haben Wärmeströmungen zur Folge, über deren Verlauf wir aber nichts Näheres wissen. Auf jeden Fall sind aber die Temperaturunterschiede innerhalb der Erdkruste von einer solchen Größenordnung, daß sie Unterschiede in der Magnetisierbarkeit hervorrufen, welche Störungen des normalen magnetischen Erdfeldes von der tatsächlich beobachteten Größe zur Folge haben können.

Unter Berücksichtigung dieser Temperatureinflüsse läßt sich nun die Erklärung für die Magnetisierbarkeitsunterschiede der Erdrinde dahin erweitern, daß Material- und Temperaturunterschiede zusammen die Ursache bilden. Die stärkere Magnetisierbarkeit der vier Festlandsgebiete:  $P_2$  (Nordamerika, wahrscheinlich den ganzen Kontinent einschließlich des nördlichen Teils von Südamerika und den Golf von Mexiko umfassend),  $P_3$ ,  $P_4$  und  $P_5$  (wahrscheinlich das ganze asiatische Festland einschließlich Osteuropas, Australien, Zentralafrika, außerdem die Verbindungsgebiete Asien-Afrika und Asien-Australien, sowie den nördlichen Teil des Indischen Ozeans umfassend) ist wohl in erster Linie auf die stärkere Magnetisierbarkeit der Tiefengesteine der Festlandschollen

gegenüber derjenigen des Meerwassers zurückzuführen; in zweiter Linie können Temperaturunterschiede mitwirken und das Bild verzerren. Die ausgeprägt schwächere Magnetisierung des Gebiets  $P_1$  (das Gebiet der Südwestatlantik einschließlich eines Teils von Südamerika umfassend) muß dagegen wohl in erster Linie durch Temperaturunterschiede erklärt werden, also durch eine höhere — vielleicht aber auch gerade umgekehrt durch eine niedrigere (vgl. S. 161) — Temperatur als die der umgebenden Krustenteile. Außerdem können auch in allen Fällen Materialverschiedenheiten innerhalb der Tiefengesteine (also verschieden starker Magnetitgehalt) mit als Ursache in Frage kommen.

Überblicken wir das Ergebnis, so läßt das Resultat der Untersuchung die Voraussetzung, von der ich ausgegangen bin — nämlich daß ein primäres rotationssymmetrisches Kernfeld in der Erdrinde ein sekundäres Rindenfeld induziert, welches von der von Ort zu Ort verschiedenen Magnetisierbarkeit der Erdkruste abhängt —, als gerechtfertigt erscheinen: Nur darauf kann es zurückgeführt werden, daß die Gebiete stärkerer Magnetisierung mit den Festlandsgebieten Nordamerika, Asien, Australien und Afrika zusammenfallen und die Gebiete des Stillen und des Atlantischen Ozeans — mit Ausnahme der Südwestatlantik — magnetisch nicht hervortreten, weder in dem einen noch in dem anderen Sinne. Damit erweist sich, daß das Gesetz, wie ich es zuerst an Hand zahlreicher durch geologische Körper verursachter lokal-magnetischer Störungen gefunden habe — nämlich daß alle örtlichen Anomalien des erdmagnetischen Feldes auf der Induktionswirkung des primären Erdfeldes auf die Untergrundsformationen beruhen —, nicht nur im kleinen für lokale Störungen, sondern auch im großen für die ganze Erdkruste zutrifft.

Die Tatsache, daß die vorhandenen Temperaturunterschiede in der Erdkruste einmal das erdmagnetische Feld beeinflussen, andererseits Wärmeströmungen zur Folge haben müssen, läßt vermuten, daß darin die Ursache der Säkularvariation des Erdmagnetismus zu suchen ist, worauf auch schon öfter hingewiesen worden ist. Bestärkt wird diese Vermutung dadurch, daß aus den umfassenden Messungen der letzten Jahrzehnte ein ausgeprägter regionaler Charakter der Säkularvariation erkennbar geworden ist. Es liegt jetzt nahe, an Hand der vorangegangenen Untersuchungen zu prüfen, durch welche Änderungen in den Magnetisierbarkeitsunterschieden der Erdkruste sich die Erscheinung der Säkularvariation physikalisch erklären läßt. Darüber werde ich in einem späteren Aufsatz berichten.

## Die erdmagnetische Deklination in Bulgarien

Von Ing. Ilija Popoff, Sofia

Die magnetischen Messungen zur Bestimmung der Deklination in Bulgarien, deren Resultate am Schluß mitgeteilt werden, sind während der Jahre 1930 und 1931 ausgeführt worden. Die angegebenen Deklinationswerte gelten für den Zeitpunkt ihrer Bestimmung.

Zur Erforschung des erdmagnetischen Feldes in Bulgarien ist früher sehr wenig geschehen. Erst in den Jahren 1917 bis 1920 hat Prof. Dr. K. Popoff umfangreiche und allen wissenschaftlichen Anforderungen entsprechende erdmagnetische Messungen ausgeführt und deren Ergebnisse in der Zeitschr. f. Geophys. 1930, Heft 4 bis 7, S. 222, bekannt gegeben. (Alle anderen Messungen in der Beziehung sind ganz beschränkt und mehr zufällig, verdienen daher keine Erwähnung.) Während der Jahre 1930 und 1931 habe ich an mehreren Orten in Bulgarien Messungen zur Bestimmung der Deklination gemacht, deren Resultate am Schluß mitgeteilt werden. Der astronomische Meridian ist aus dem Azimut der Sonne abgeleitet worden. Die magnetische Meridianrichtung ist mit dem Spiegel-Deklinatorium Neumayer-Schmidt-Hildebrand Nr. 68226 bestimmt worden. Wegen der Messungsfehler, welche besonders bei der Bestimmung des magnetischen Meridians nicht zu umgehen waren, sind die angegebenen Deklinationswerte bis auf  $\pm 1.5'$  sicher. Zur Zurückführung der Messungsergebnisse auf eine Epoche war keine sichere Vorlage vorhanden, daher gelten die Werte für den Zeitpunkt ihrer Bestimmung. Dabei sind alle Messungen, von denen sich herausstellte, daß sie auf gestörte Stunden fallen (nach den Registrierungen des erdmagnetischen Observatoriums in Seddin bei Potsdam) ausgeschieden, so daß die angegebenen Werte wohl frei vom Einfluß der magnetischen Störungen sind. Um wenigstens einen genäherten Wert auch für die jährliche Änderung der Deklination in Bulgarien zu bekommen, habe ich überall, wo es möglich war, dieselben Stationen, auf welchen auch Prof. Dr. K. Popoff seine Messungen gemacht hat, gewählt. Auf diese Weise habe ich für ungefähr 20 Stationen gefunden, daß für den Zeitraum von 11 bis 13 Jahren für die verschiedenen Stationen eine Änderung in der Deklination von 20 bis 40' statt hatte, und zwar fallen die größten Änderungen auf den westlichen Teil Bulgariens und die kleineren auf den östlichen, so daß man näherungsweise auf eine jährliche Änderung von 3' schließen kann. Die Messungen sind auf jeder Station während des ganzen Vor- oder Nachmittags gemacht, es werden aber nur die Werte, welche um die Zeit von 10 und 18 Uhr erhalten sind, angegeben. Die Bevorzugung dieser Stunden ist aus dem Grunde geschehen, weil, wie bekannt, um diese Zeit die größte Wahrscheinlichkeit besteht, daß die Deklinationswerte von den täglichen Variationen am wenigsten beeinflußt werden. Nur wo diese Stunden sich als gestört erwiesen, sind die Werte für die nächsten ungestörten angegeben.

	Nördl. Breite	Östl. Länge v. Greenw.	Datum	Osteurop. Zeit	Westl. Deklinat.
1 Vidin . . . . .	43° 58.0'	22° 51.7'	24. IV. 1930	9h 0m — 9h 8m	2° 25.3'
2 Gara Oreschec . . .	43 38.0	22 44.5	22. V. 1931	9 30 — 9 40	3 57.3
3 Berkovitza . . . .	43 14.1	23 07.0	18. VII. 1931	9 50 —10 00	2 29.0
4 Vratza . . . . .	43 11.7	23 35.0	24. IV. 1931	18 00 —18 10	2 19.0
5 Gara Mesdra . . . .	43 09.1	23 42.5	24. VII. 1931	18 30 —18 38	2 20.1
6 Dragoman . . . . .	42 55.0	22 57.4	26. IV. 1930	18 00 —18 09	2 52.3
7 Radomir . . . . .	42 32.4	22 57.8	11. VII. 1931	8 12 — 8 20	2 48.6
8 Küstendil . . . . .	42 17.0	22 41.2	16. VII. 1931	18 00 —18 09	2 59.0
9 Dupnitsa . . . . .	42 14.8	23 05.0	4. VIII. 1930	8 40 — 8 50	2 36.1
10 Gorna Djumaja . . .	42 00.0	23 05.0	2. V. 1931	18 02 —18 10	2 50.2
11 Petritsch . . . . .	41 24.8	23 06.0	1. V. 1931	8 50 — 8 57	2 41.3
12 Lom . . . . .	43 49.9	22 59.3	12. VII. 1931	9 22 — 9 30	2 24.0
13 Orchanie . . . . .	42 54.0	23 46.2	1. VI. 1931	10 00 —10 10	2 25.7
14 Sofia (Losenetz) . .	42 40.5	23 19.8	17. V. 1931	18 30 —18 38	3 11.0
15 Sofia (Poduene) . .	42 41.9	23 24.0	24. VI. 1931	17 51 —18 00	2 39.0
16 Ichtiman . . . . .	42 28.0	23 48.4	3. VI. 1931	9 45 — 9 52	2 31.2
17 Raslog . . . . .	41 52.7	23 30.5	28. VI. 1931	10 01 —10 10	2 45.9
18 Nevrokop . . . . .	41 34.3	23 46.0	20. VIII. 1930	18 00 —18 10	2 28.0
19 Nicopol . . . . .	43 42.4	24 54.0	10. X. 1931	17 30 —17 38	1 52.4
20 Pleven . . . . .	43 25.6	24 36.0	7. X. 1931	17 25 —17 33	2 05.0
21 Lovetsch . . . . .	43 09.2	24 42.5	11. IX. 1931	17 15 —17 22	2 00.6
22 Trojan . . . . .	42 55.0	24 42.5	17. IX. 1931	9 50 —10 00	2 00.0
23 Karlovo . . . . .	42 35.9	24 49.0	1. IX. 1931	9 02 — 9 10	1 58.0
24 T.-Pasardjik . . . .	42 10.6	24 20.0	8. VI. 1931	9 30 — 9 40	1 56.4
25 Plovdiv . . . . .	42 08.9	24 45.8	5. VI. 1931	18 00 —18 09	1 39.0
26 Stanimaka . . . . .	42 00.9	24 52.2	6. VI. 1931	9 00 — 9 09	2 04.5
27 Svistov . . . . .	43 37.2	25 20.3	4. X. 1931	8 03 — 8 12	2 00.0
28 Gara Levski . . . .	43 21.3	25 08.6	5. X. 1931	17 00 —17 10	1 54.9
29 Tschirpan . . . . .	42 12.0	25 22.5	8. VII. 1930	17 30 —17 38	2 04.2
30 Gara Rakovski . . .	42 03.2	25 35.7	7. IX. 1931	10 00 —10 08	1 42.0
31 Russe . . . . .	43 49.7	25 56.8	8. VI. 1930	18 30 —18 39	1 19.4
32 Tirnovo . . . . .	43 04.1	25 36.0	5. VII. 1931	8 50 — 9 00	1 44.0
33 Kasanlik . . . . .	42 36.1	25 23.3	15. VIII. 1931	16 48 —16 56	1 58.3
34 Stara-Zagora . . . .	42 24.4	25 38.2	9. VI. 1931	18 00 —18 10	1 49.4
35 T.-Seimen . . . . .	42 01.9	25 51.2	8. VI. 1931	9 05 — 9 14	1 38.2
36 Rasgrad . . . . .	43 31.5	26 30.2	25. VII. 1931	16 00 —16 10	1 35.8
37 Popovo . . . . .	43 20.7	26 15.2	21. VII. 1931	17 30 —17 38	1 52.0
38 Schumen . . . . .	43 14.0	26 55.5	20. VII. 1931	9 00 — 9 10	1 20.2
39 Nova-Zagora . . . .	42 28.6	26 07.5	4. IX. 1930	16 30 —16 38	1 36.3
40 Jambol . . . . .	42 29.2	26 29.5	4. VII. 1931	8 00 — 8 10	4 58.4
41 Karnobat . . . . .	42 37.0	27 00.0	1. VII. 1931	16 10 —16 20	1 21.2
42 Svilengrad . . . . .	41 46.5	26 14.2	29. IX. 1930	10 08 —10 17	1 32.4
43 Varna . . . . .	43 12.8	27 56.5	9. VII. 1931	17 00 —17 10	1 01.5
44 Burgas . . . . .	42 30.0	27 29.2	5. IX. 1931	17 35 —17 43	0 01.7

## Abhandlung über die von den Askania-Werken erbaute Vertikal-Feldwaage von Schmidt

Von **Th. Koulomzine** und **A. Boesch** — (Mit 8 Abbildungen)

Die hier angeführte Abhandlung wurde Anfang 1931 verfaßt. Die Askania-Werke schufen unabhängig von unserer Studie ein neues Magnetsystem, dessen Unempfindlichkeit Temperaturveränderungen gegenüber höchst bemerkenswert ist. Andererseits, angeregt durch unsere theoretischen Betrachtungen über die Rotationsbewegung von 180°, bringt sie eine neue Stativvorrichtung mit gegenseitiger Unabhängigkeit der Orientations- und Drehungsbewegung in den Verkauf. Unsere Abhandlung hat also nur theoretische Bedeutung. Wir hoffen nächstens in einem folgenden Aufsatz die Theorie der Abänderungen, die die Firma Askania-Werke an den neuen Modellen der Vertikal-Feldwaage vornahm, auslegen zu können.

Zur Berechnung der lokalen Änderungen der vertikalen Komponente des Erdmagnetismus nach den Messungen mit der Vertikal-Feldwaage von Schmidt, bedient man sich folgender klassischen Formel:

$$\Delta Z = K \frac{nw + ne}{2} + m(t - t^0) - \text{V. d. . . . . (1)}$$

Darin bedeuten:

$\Delta Z$  den relativen Wert der vertikalen Komponente in  $\gamma$ ;

$K$  die Skalenkonstante des Apparates in  $\gamma$  für eine Einheit derselben;

$nw$  und  $ne$  die abgelesenen Werte, nachdem der Apparat nach dem magnetischen West-Osten bzw. Ost-Westen orientiert wurde;

$m$  den Temperaturkoeffizienten in  $\gamma$  für 1° C;

$t$  die Temperatur im Moment der Messung;

$t^0$  eine beliebige konstante Temperatur; sei 0, 10, 20° je nach der Jahreszeit.

V. d. die täglichen Änderungen der vertikalen Komponente im Moment der Messung. Diese Änderungen werden geliefert von einem magnetischen Observatorium in der Nähe der bearbeiteten Gegend oder von einem anderen Apparat, der fest bleibt während der Dauer der Messungen.

Die Erfahrung zeigt, daß — sind alle Vorsichtsmaßregeln getroffen —, wenn man an demselben Tage auf dieselbe Basisstation zurückkommt, man ungleiche Werte findet. Folglich, da definitionsgemäß der Wert der Basisstation gleich Null ist, muß man der Formel einen veränderlichen Faktor beifügen, den wir d. z. (*déplacement du zéro*) nennen.

Die Formel ergibt:

$$\Delta Z = K \frac{nw + ne}{2} + m(t - t^0) - \text{V. d. — d. z. . . . . (2)}$$

Die Interpolation der Werte von *d. z.* zwischen zwei Messungen auf der Basisstation geschieht proportional, sei in bezug auf die Zeit oder auf die durchgangaene Strecke zwischen den verschiedenen Messungspunkten.

Die Praxis hat uns gezeigt, daß *d. z.* während eines Tages leicht zwischen 0 bis 20  $\gamma$  schwankt.

Doppelte Messungen, die vorgenommen wurden auf einer Anzahl Punkten mit der Korrektion *d. z.*, ergaben eine Präzision von 5 bis 8  $\gamma$ . Jedoch die Empfindlichkeit des Apparates sollte größer sein.

Für einen gewöhnlichen Apparat haben wir:

$K = 25$  bis  $30 \gamma$ , bekannt mit einer Präzision von  $\pm 0.1 \gamma$ .

$m = 2$  bis  $10 \gamma$ , bekannt mit einer Präzision von  $\pm 1 \gamma$ .

Die Abesung von *n* geschieht mit einer Präzision von 0.1 der Skaleneinheit, diejenige der Temperatur mit einer Präzision von  $0.1^\circ \text{C}$ .

In diesen Verhältnissen wäre die oberste Grenze des möglichen Fehlens gleich:

$$\varepsilon \Delta Z = K \varepsilon n + n \varepsilon K + m \varepsilon (t - t^0) + (t - t^0) \varepsilon m . . . . . (3)$$

Diese Formel besteht aus zwei Teilen, der eine ist konstant (Index *k*), der andere abhängig von den Änderungen von *n* und *t* (Index *v*).

$$\begin{aligned} \varepsilon \Delta Z &= \varepsilon_k \Delta Z + \varepsilon_v \Delta Z; \\ \varepsilon_k \Delta Z &= K \varepsilon n + m \varepsilon (t - t^0); \\ \varepsilon_v \Delta Z &= n \varepsilon K + (t - t^0) \varepsilon m. \end{aligned}$$

Für die oben angegebenen mittleren Werte von *K* und *m* sollte der konstante Teil nicht 3 bis 4  $\gamma$  überschreiten; der veränderliche Teil hängt hauptsächlich von der Temperaturänderung ab. Jedoch benötigt die Bestimmung des Temperaturkoeffizienten die Anwesenheit von wenigstens zwei Apparaten und gibt selten eine genügende Präzision.

Die Praxis zeigt, daß in der Wirklichkeit die Irrtümer bedeutend geringer sind, wenn die Apparate fest bleiben. Zwei Apparate, die auf demselben Punkt blieben und in denselben Temperaturbedingungen, zwecks Messung der täglichen Änderungen, ergaben Kurven von *V. d.*, deren Differenz während eines Tages 1  $\gamma$  nicht überschritt.

Folglich ist es das fehlerhafte Aufsetzen des Apparates, welches den großen Teil des Irrtums und des *d. z.* verschuldet. Wir werden diese beiden Irrtumsursachen untersuchen.

1. Das Aufsetzen des Apparates.
2. Veränderlichkeit des Temperaturkoeffizienten.

Das Aufsetzen des Apparates. Man beweist, daß ein Orientationsfehler des Apparates sich gänzlich aufhebt, wenn man den Apparat um  $180^\circ$  dreht.

Sei *WE* die genaue magnetische Ost—West-Orientation, *W'E'* die irrtümliche Orientation, *NS* die magnetischen Pole des Apparates;  $\delta$  der Winkel dieser

beiden Orientationen;  $A$  das Rotationszentrum;  $G$  der Schwerpunkt des Systems;  $M$  das magnetische Moment des Systems;  $Z$  die vertikale Komponente;  $H$  die horizontale Komponente;  $\alpha$  der Winkel der magnetischen Achse, mit der horizontalen Ebene;  $Q$  das Gewicht des Systems;  $\gamma$  der Winkel der magnetischen Achse mit der Linie, die den Schwerpunkt mit dem Rotationszentrum verbindet (Fig. 1).

Setzen wir:

$$1 = \overline{AG}, \quad a = 1 \cos \gamma, \quad b = 1 \sin \gamma,$$

und ist  $\alpha$  gering, so ergibt sich folgende Differentialgleichung des Gleichgewichtes:

$$\Delta Z = + \frac{Qb}{M} \Delta \alpha + H \sin \delta \Delta \alpha + \frac{Q \Delta Z}{M} - Z \frac{\Delta M}{M} \dots (4)$$

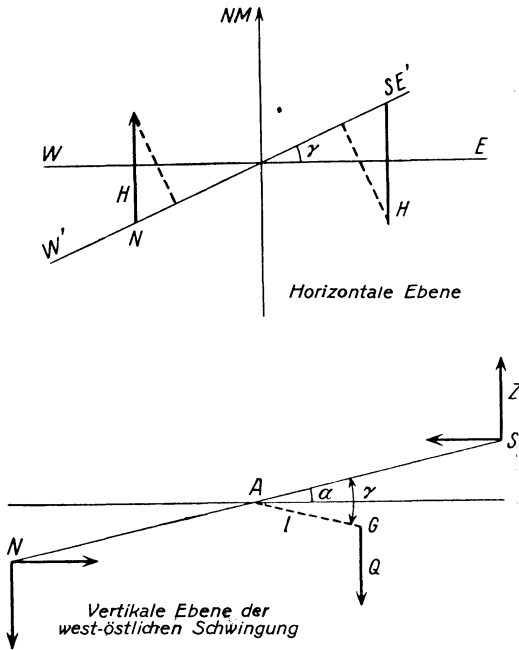


Fig. 1

Dreht man den Apparat um  $180^\circ$ , so behalten alle Teile dieser Gleichung ihre Zeichen, ausgenommen der Teil  $H \sin \delta \Delta \alpha$ , welcher negativ wird, da  $\gamma < 0$ . Nehmen wir die arithmetische Mitte der Ablesungen in westlicher und östlicher Lage, so scheidet der Teil  $H \sin \delta \Delta \alpha$  aus. Die Ablesungen im Westen und Osten sind verschieden, jedoch ihre arithmetische Mitte ist das genaue Resultat.



Auf gleiche Weise kann man feststellen, daß alle Fehler, die durch das Nicht-vertikalstehen der Rotationsachse entstehen, symmetrische Abstände der Ablesungen in bezug auf die arithmetische Mitte  $\frac{nw + ne}{2}$  ergeben.

Nennen wir:  $HH'$  die horizontale Ebene des Ortes;  $AA'$  die Achse des Apparates;  $\eta$  den Winkel dieser Achse mit dem Lot;  $NS$  die magnetische Achse des Systems;  $HfHf'$  die irrümliche Hbrizontale des Apparates, die mit  $AA'$  einen rechten Winkel bildet, und die also als Folge des Irrtums im Wagerechtstellen nicht mit  $HH'$  zusammenfällt;  $\alpha$  den Winkel von  $HH'$  und  $NS$ ;  $\alpha'$  den Winkel von  $NS$  und  $HfHf'$ ,  $\alpha'$  ist der abgelesene Winkel, proportional zu  $n$  (Fig. 2).

Durch die Drehung von  $180^\circ$  bleibt  $\alpha$  konstant, dagegen  $\alpha'$  von  $\alpha - \eta$  wird  $\alpha + \eta$ , die Ablesungen sind symmetrisch in bezug auf die arithmetische Mitte.

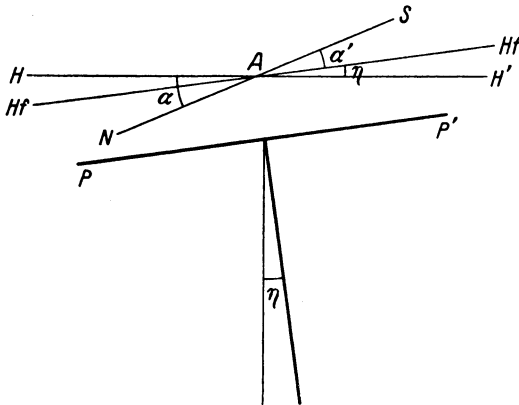


Fig. 2. Schiefstand der Rotationsachse

Nehmen wir nun an,  $HfHf'$  ist nicht lotrecht zu der Rotationsachse von  $180^\circ$ ; in diesem Falle unterscheiden wir zwei Möglichkeiten.

- a) Die Neigung findet statt in der Schwingungsebene.
- b) Die Schwingungsebene selbst neigt sich auf die Rotationsachse.

a) Sei  $PP$  die Ebene der drehbaren Platte des Stativs und  $\alpha$  der Winkel von  $HfHf'$  und  $PP$  (Fig. 3). Bei der Drehung von  $180^\circ$  bleibt  $\alpha$  konstant, während  $\alpha'$  folgende Werte haben wird:

$$\alpha'_1 = \alpha + \lambda + \eta, \quad \alpha'_2 = \lambda - \eta + \alpha, \quad \frac{\alpha'_1 + \alpha'_2}{2} = \alpha + \lambda.$$

Hieraus ist ersichtlich, daß die arithmetische Mitte der  $\alpha'$ , die proportional ist zu  $\frac{nw + ne}{2}$ , nicht nur von der Vertikalkomponente, sondern auch vom Winkel  $\lambda$  abhängig ist. Ein geringes freies Spiel zwischen Apparat und Stativ

genügt, um bei jedem Messungspunkt verschiedene Werte von  $\lambda$  zu ergeben, und so die Resultate zu fälschen.

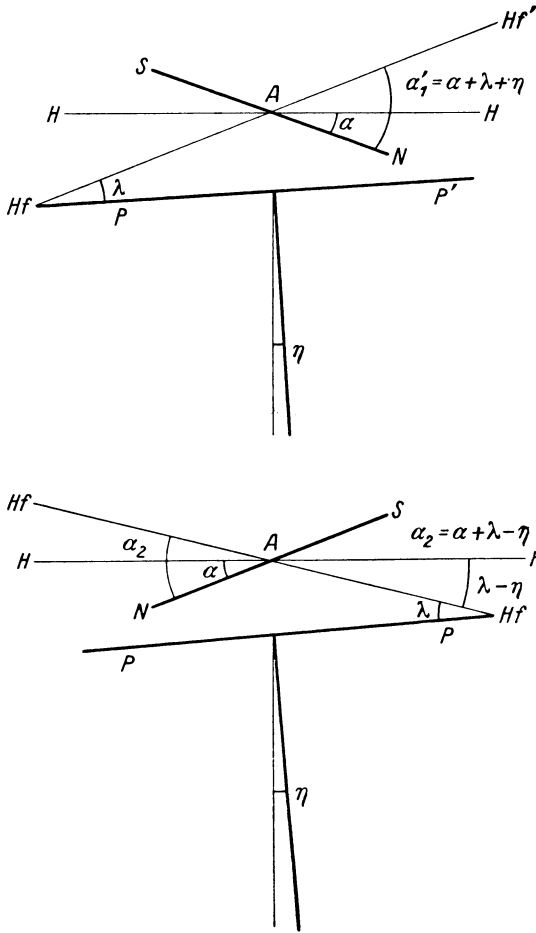


Fig. 3

Nichtlotrechtstehen der Horizontalen des Apparates zur Rotationsachse

Eine einfache Berechnung beweist: Ist  $\lambda = 2' 34''$ , so entspricht der Fehler einer Skaleneinheit, denn

$$\lambda = \frac{0.0075 \text{ cm} \cdot 180 \cdot 60}{10.4 \text{ cm} \cdot \pi} = 2' 34'',$$

das kommt einem Fehler von 10 bis 12  $\gamma$  gleich, wenn  $\lambda = 1'$  ist.

b) Nennen wir  $OO'$  die Schwingungsebene,  $\mu$  den Winkel dieser Ebene mit der Rotationsachse (Fig. 4); der Irrtum ergibt sich aus der Abweichung der

magnetischen Pole von ihrer genauen Lage im magnetischen Osten—Westen, was einem Orientierungsfehler entspricht.

Die Projektion von  $H$ , die sich der Gleichgewichts-Differentialgleichung beifügt, ist

$$2 H \sin \mu \alpha \Delta \alpha,$$

denn das Moment der nunmehrigen Kraft in der Schwingungsebene ist

$$MH \sin \alpha \sin \beta,$$

oder, wie Fig. 4 zeigt:

$$\sin \beta = \sin \alpha \sin \mu.$$

Nach Differenzierung, Ausscheidung der Teile dritten Grades und Teilung durch  $M$  bleibt:

$$2 H \sin \mu \alpha \Delta \alpha.$$

Dieser Teil hängt zugleich von der Gleichgewichtsstellung des Systems und vom Winkel  $\mu$  ab. Dieser Teil ist symmetrisch in bezug auf die Ableseungen  $\frac{nw + ne}{2}$ , denn  $\mu$  ändert sein Zeichen

bei der Drehung von  $180^\circ$ . Ein Apparat, dessen Rotationsachse von  $180^\circ$  außerhalb der Schwingungsebene liegt, zeigt für Osten und Westen verschiedene Werte an; und man stellt fest, daß die Größe des Unterschiedes sich ändert mit den Änderungen des das schwingende System beeinflussenden magnetischen Feldes. Diese Tatsache kann man feststellen bei der Messung der Skalenkonstante.

Die Folgen der oben angeführten Unregelmäßigkeiten wurden alle in der Praxis geprüft, und die Versuche bestätigten immer die Theorie.

Aus dem Gesagten folgern wir kurz: Die Orientierungs- und Nivellierungsfehler werden annulliert durch die Drehung von  $180^\circ$ , aber es ist absolut notwendig,

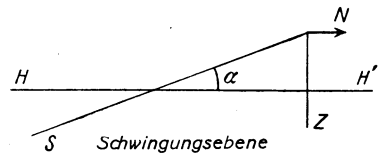
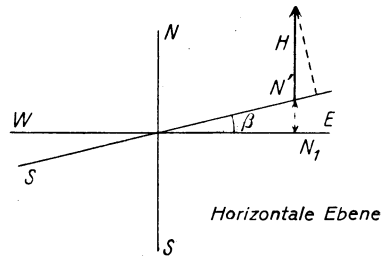
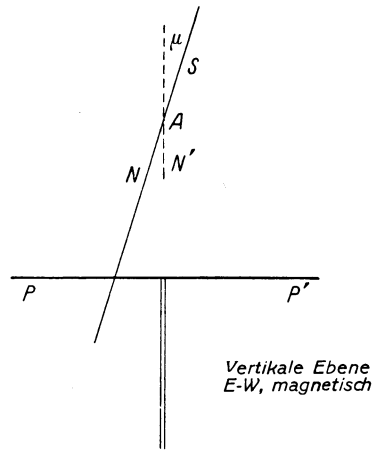


Fig. 4

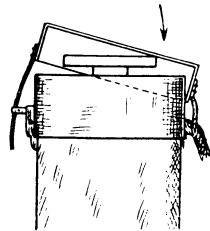


Fig. 5

Mangelhaftes Verpackungsmaterial

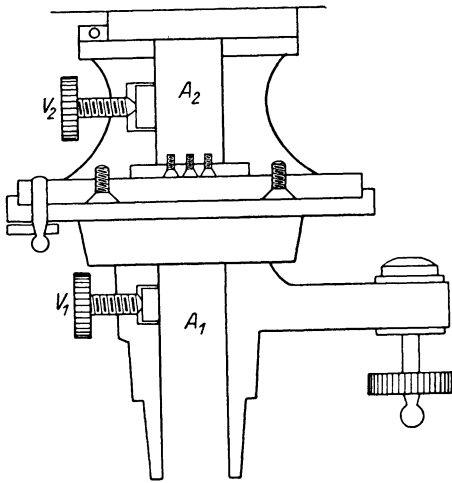


Fig. 6  
Neues Aufsatzsystem

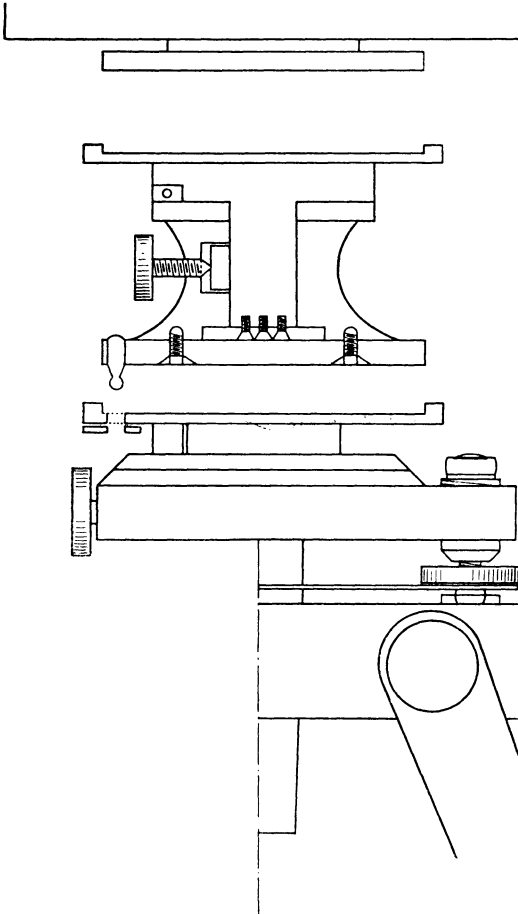


Fig. 7  
Dem bisherigen Stativ  
anzupassendes neues  
Aufsatzsystem

den Winkel  $\lambda$  zwischen zwei Messungen auf der Basisstation konstant zu belassen bis zu 5'', um die dazwischen gelegenen relativen Messungen mit einer Präzision von 1  $\gamma$  zu bestimmen. Um diese Bedingung zu erfüllen, muß der Apparat mit der Rotationsachse von 180° solidarisch sein; bei den bisherigen Modellen der Waage von Schmidt ist das nicht der Fall. Auch ist die Drehplatte des Stativs während des Transportes nicht mit einer steifen Scheide umgeben. Unter dem Einfluß des Regens zieht sich das Material der Scheide zusammen, und der geschlossene Deckel übt einen Druck auf die Platte aus (Fig. 5). Nach kurzer Zeit bildet sich ein Spiel zwischen der Platte des Stativs und dem Apparat.  $\lambda$  und  $\mu$  hängen von der Befestigung der Fixierungshaken ab und die Messungen sind dauernd gefälscht.

Wir haben hierfür folgende Lösung vorgeschlagen: Konstruktion von zwei Achsen, eine zur Ost—West-Orientierung des Apparates mittels des Kompasses, die andere, mit dem Apparat solidarisch, zur Drehung von 180°.

Die Fig. 6 zeigt uns den untersten Teil des Apparates mit der ihm solidarischen Drehachse von 180°.

In Fig. 7 haben wir ein Dispositiv, das sich dem heutigen Apparat anpassen würde. Um richtige Messungen von  $\Delta Z$  vorzunehmen, genügt es, daß  $\lambda$  zwischen zwei Basisstationen konstant bleibt. Das Rotationsdispositiv von 180° braucht also nur während der Dauer der Messungen mit dem Apparat solidarisch zu sein.

Man könnte es jeden Morgen dem Apparat beifügen, um die Drehung von 180° vorzunehmen, während das heutige Drehsystem des Stativs nur für die Orientationsdrehungen mittels des Kompasses dienen würde. Auf diese Weise sind die Änderungen von  $\lambda$  gleich Null für die relativen Messungen zwischen zwei Basisstationen. Der Teil d. z. der Gleichung (2) ist auf ein Minimum reduziert.

Veränderlichkeit des Temperaturkoeffizienten. Besprechen wir zuerst die Ursachen der Veränderlichkeit des Temperaturkoeffizienten des heutigen Modells.

Die Differentialgleichung des Gleichgewichtes (4) enthält folgende Teile ersten Grades, die von der Temperatur abhängig sind:

$$\frac{Q \Delta a}{M} - \frac{Z \Delta M}{M}.$$

Nach Vergleichung mit (1) folgern wir:

$$\frac{Q \Delta a}{M} - \frac{Z \Delta M}{M} = m(t - t^0) \dots \dots \dots (5)$$

Nennen wir  $\Delta_1$  die Veränderung für 1° C, so ergibt sich

$$\frac{Q \Delta_1 a}{M} - \frac{Z \Delta_1 M}{M} = m \dots \dots \dots (6)$$

Daraus ist ersichtlich, daß der Temperaturkoeffizient von der Veränderung von  $a$  und  $M$  abhängt. In der Gegend von Rouina (Algerien), wo wir unsere Messungen

vornahmen, ist  $Z = 0.33 \Gamma$ . Das magnetische Moment des schwingenden Systems der Apparate ist ungefähr  $M = 1100 \Gamma \text{ cm}^3$

$$\frac{\Delta, M}{M} = -2.4 \cdot 10^{-4},$$

was  $m = 0.33 \cdot 2.4 \cdot 10 = 8 \gamma$  ergäbe, falls  $a$  nicht von der Temperatur abhängig wäre. Jedoch  $a$  ist bestimmt veränderlich, denn der Aluminiumkörper und die Lamellen dehnen sich mit der steigenden Temperatur aus.

Die horizontale Lage des schwingenden Systems ergibt sich aus folgender Gleichung:

$$MZ = Qa,$$

$Q = 54.5 \text{ g} = 54.5 \cdot 981 = 5347$ ,  $M = 1100 \Gamma \text{ cm}^3$ ,  $Z = 0.33$ ,  $a = MZ/Q = 0.0067 \text{ cm}$ ; der horizontale Abstand zwischen dem Schwingungszentrum und dem Schwerpunkt beträgt  $0.0067 \text{ cm}$ . Dieser Abstand kann nach drei Arten gebaut werden.

1. Nichtsymmetrische Lage der Belastungsschrauben  $V_1$  und  $V_2$ .
2. Verschiebung der Lamellen, damit ihr Schwerpunkt nicht mit dem Schwingungszentrum zusammenfalle.
3. Kombination von 1. und 2. mit Verschiebungen in entgegengesetzten Richtungen.

Wir werden diese Fälle und die respektiven Werte des Temperaturkoeffizienten untersuchen.

1. Nehmen wir an, der Schwerpunkt der Lamellen falle absolut mit dem Schwingungszentrum des Systems zusammen. Folgende Formel erlaubt uns, für eine bestimmte Größe von  $a$  die nötigen Werte von  $L_1$  und  $L_2$  festzustellen.

$$54.5 a = (L_1 - L_2) \cdot 1.63.$$

$L_2$  ist gleich  $1.80 \text{ cm}$ ,  $1.63$  ist die Masse der Schraube,  $54.5$  die Masse des ganzen Systems. Ist  $a$  gleich  $0.0065$ , so ist  $L_1 = 2.02 \text{ cm}$  und  $L_1 - L_2 = 0.22 \text{ cm}$ . Dieser Abstand von  $0.22 \text{ cm}$  ist leicht realisierbar. Der Apparat könnte also einer beliebigen Gegend angepaßt werden, ohne Verschiebung der Lamellen.

Der Teil  $Q \Delta_1 a/M$  der Formel (6) wäre in diesem Falle nur von der Ausdehnung des Aluminiumkörpers abhängig. Da alle Größen von  $Z$  auf der ganzen Erde zwischen  $\pm 0.75 \Gamma$  liegen, wären alle Werte von  $Q \Delta_1 a/M$  zwischen  $-1.55$  und  $+1.55 \gamma$  einbegriffen. Die mögliche Veränderlichkeit des Temperaturkoeffizienten wird zwischen  $6.45$  und  $9.55 \gamma$  sein. Das wäre annehmbar, wenn nicht innere Kräfte des Systems ein Gleiten der Befestigungspunkte der Lamellen am Aluminiumkörper veranlaßten.

2. Die Verbindung zwischen den Lamellen und dem Aluminiumkörper geschieht momentan vermitteltst zweier Schrauben  $B_1$  und  $B_2$ , deren Köpfe die Lamellen gegen den Aluminiumkörper drücken.

Der Ausdehnungskoeffizient des Al ist  $0.24 \cdot 10^{-4}$ , derjenige des Stahles der Lamellen  $0.127 \cdot 10^{-4}$ , daraus erfolgt ein Kräftespiel bei den Befestigungspunkten bei jeder Temperaturänderung; wir werden diese Tatsache später behandeln. Einstweilen nehmen wir an, die Verbindung durch Andrücken in  $B_1 B_2$  sei fehlerlos. Da der Querschnitt des Stahles der Lamellen bedeutend kleiner ist als derjenige des Aluminiumkörpers, muß in diesem Falle das Stahl weichen, und sein Ausdehnungskoeffizient wird demjenigen des Al gleich sein; die freien Teile dagegen dehnen sich normalerweise.

Sei  $L_3$  die Distanz zwischen dem Schwerpunkt der Lamellen und dem Rotationszentrum,  $L_4$  und  $L_5$  die Distanzen zwischen den Schwerpunkten der freien Teile der Lamellen und dem Rotationszentrum,  $m_1, m_2$  die Massen der freien Teile,  $\overline{B_1 B_2} = L_6 = 1.80$  cm,  $m_3$  die Masse des Teiles der Lamellen zwischen  $B_1$  und  $B_2$ .

Die Dimensionen der verschiedenen Teile ergeben:

$$\begin{aligned} m_1 &= m_2 + 3.5 L_3, & L_4 &= 0.90 + 1.50 + 0.33 L_3, \\ m_3 &= 21.6 - m_2 - m_1, & L_5 &= 0.90 + 1.50 - 0.33 L_3, \\ a &= \frac{21.6}{54.5} L_3. \end{aligned}$$

Die Gleichung des Gleichgewichtes ist:

$$54.5 a = m_1 L_4 - m_2 L_5 + m_3 L_3 \dots \dots \dots (9)$$

Wenden wir bei  $L_4, L_5$  den Ausdehnungskoeffizienten des Stahles und bei  $L_3$  denjenigen des Aluminiums an, so ergeben die Berechnungen:

$$\mathcal{A}_1 a = \frac{10^{-4}}{54.5} (3.8 L_3 + 0.147 L_3^2) \dots \dots \dots (10)$$

Die Änderungen von  $Z$  von  $-0.75$  bis  $+0.75$  ergeben für  $Q \mathcal{A}_1 a/M$  Größen zwischen  $\pm 1.15 \gamma$  und für  $m$  zwischen  $6.85$  und  $9.15 \gamma$ .

3. In diesem Falle haben wir zu gleicher Zeit Dissymmetrie der Schrauben  $V_1$  und  $V_2$  und  $L_3 \neq 0$ .

Ändert man die Größen  $L_1 L_2 L_3$ , während  $a$  konstant bleibt, so kann man den Temperaturkoeffizienten  $m$  ändern.

Wir wollen zeigen, daß die Mittel, diese Änderungen herbeizuführen, ziemlich begrenzt sind. Als Folge des oben angeführten ist

$$a = \frac{1.63 \cdot (L_1 - L_2) + m_1 L_4 - m_2 L_5 + m_3 L_3}{54.5} \dots \dots (10a)$$

$$\mathcal{A}_1 a = \frac{10^{-4}}{54.5} (1.63; 0.24 (L_1 - L_2) + 3.84 L_3 + 0.147 L_3^2).$$

Bestimmen wir nun die Bedingung  $L_3 = F(L_1 - L_2)$ , für welche der Temperaturkoeffizient gleich Null ist.

$$\frac{Q \mathcal{A}_1 a - Z \mathcal{A}_1 M}{M} = m = 0;$$

andererseits  $MZ = Qa$ .

Die zu erfüllende Bedingung wäre

$$\frac{\mathcal{A}_1 a}{a} = \frac{\mathcal{A}_1 M}{M} = -2.4 \cdot 10^{-4} \dots \dots \dots (11)$$

Einige Operationen wandeln diese Gleichung (11) um in

$$-4.3 (L_1 - L_2) - 46.5 L_3 - 2.94 L_3^2 = 0 \dots \dots \dots (11a)$$

Nach Ausschneiden des Teiles zweiten Grades:

$$-4.3 (L_1 - L_2) - 46.5 L_3 = 0 \dots \dots \dots (11b)$$

Eine Umwandlung der Gleichung (10a) ergibt:

$$a = 0.0298 (L_1 - L_2) + 0.287 L_3 + 0.0147 L_3^2$$

und

$$0.0298 (L_1 - L_2) + 0.287 L_3 = a \dots \dots \dots (10b)$$

Die Lösung des Gleichungssystems (10b) und (11b) ist

$$L_3 = -28.3 a, \quad (L_1 - L_2) = +306 a, \quad a = MZ/Q.$$

Bei den Veränderungen von  $Z$  zwischen  $\pm 0.75$  müßte man haben:

$$-0.496 < L_3 < +0.496, \quad -4.28 < (L_1 - L_2) < +4.28.$$

Das heutige schwingende System erlaubt aber kaum ein Spiel von 0.2 cm für  $L_3$  und von 1 cm für  $L_1 - L_2$ ; es ist also klar, daß nur in den Tropengegenden, wo  $Z$  gering ist,  $m$  gleich Null sein kann. Es kann jedoch zufällig der Fall sein als Folge einer fehlerhaften Verbindung in  $B_1$  und  $B_2$ , denn im Falle der Befestigung mit nur einer Schraube ist das Spiel der Ausdehnungen verschieden.

Auch falls  $Z$  gering sei, ist die Regulierung von  $m$  ohne mikrometrische Schraube für die Bewegung der Lamellen längs des Aluminiumkörpers sehr schwierig, da eine Präzision von einigen hundertstel Zentimeter nötig ist.

Endlich glauben wir, daß die Hauptursache der Unbeständigkeit des Koeffizienten  $m$  inneren Kräften zuzuschreiben ist.

Die Befestigung der Lamellen geschieht mit zwei Druckschrauben, die 1.80 voneinander entfernt sind, jedoch die Ausdehnungskoeffizienten des Stahles und des Aluminiums sind verschieden:

$$\begin{array}{l} 0.240 \cdot 10^{-4} \text{ für das Aluminium,} \\ 0.127 \cdot 10^{-4} \text{ für den Stahl,} \end{array}$$

also

$$0.113 \cdot 10^{-4} \text{ Spiel.}$$



Sei  $S = 0.210 \text{ cm}^2$  der Querschnitt der Lamelle,  $E = 25000 \text{ kg}$  das Elastizitätsmodul,  $X$  die durch Dehnung geschaffene Kraft:

$$X = E \cdot S \cdot 0.113 \cdot 10^{-4} = 0.6 \text{ kg für } 1^\circ \text{ C.}$$

Temperaturänderungen von  $15^\circ$ , die innere Kräfte von  $10 \text{ kg}$  verursachen, veranlassen bestimmt ein sprunghaftes Gleiten der Lamellen längs des Aluminiumkörpers. Daraus erfolgen die plötzlichen Veränderungen von  $m$  und der Hauptteil der d. z.-Erscheinungen.

Wir haben ein besonderes schwingendes System entworfen (Fig. 8), welches folgende Vorzüge hätte.

1. Nur einen Befestigungspunkt  $Vf$  der Lamellen an dem Al-Körper. Die vier Federn  $rr$  sind rund, damit sie trotz der Ausübung eines Druckes auf die Lamellen deren Spiel in der Längsrichtung nicht verhindern.

2. Einen Temperaturkoeffizienten gleich Null für alle Lagen des Schwerpunktes und für alle Größen von  $Z$  auf der ganzen Erde.

3. Eine einzige mikrometrische Schraube für die Änderung des Nullwertes des Apparates. Dieselbe würde zugleich das Nötige veranlassen, damit  $m$  dauernd den Nullwert beibehalte.

4. Bei der Bedienung des Gerätes hat man nur auf diese Schraube  $Va$ , ihre Bremsen  $bb$  und die Schraube  $Vb$  der vertikalen Bewegung einzuwirken; alle anderen Regulierungen macht der Erbauer im voraus.

5. Das neue System kann sich den alten Geräten anpassen.

Die Nachteile wären:

- a) Ein größeres Gewicht, also schnellere Abnutzung der Quarzschnelden.
- b) Die Länge der Lamellen ist ein wenig geringer, daraus erfolgt eine schwächere Amortisierung der Schwingungen durch die Ströme von Foucault.

Theorie des neuen magnetischen Systems. Um die späteren Berechnungen zu ermöglichen, müssen in der Erbauung des Apparates folgende Bedingungen erfüllt sein:

1. Die Gewichte der verschiedenen Teile des Systems müssen folgende sein:

a) Die beiden Lamellen + Platte $TT$ . . . . .	31.35 g
b) Der unbewegliche Teil des Systems, Spiegel und Quarzschnelden einbegriffen . . . . .	33.65 g
c) Die untere Empfindlichkeitsschraube . . . . .	5.00 g
d) Die beiden horizontalen Belastungsplatten $m_1 + m_2$ . . . .	30.00 g
	100.00 g

2. Das magnetische Moment des Systems muß ungefähr  $1000 \text{ } \Gamma \text{ cm}^3$  sein.

3. Die magnetische Achse muß das Schwingungszentrum  $A'$  schneiden.

4. Die Schwerpunkte der Platten  $m_1, m_2$  und des Komplexes der Lamellen  $LL +$  Platte  $TT$  müssen sich auf einer der magnetischen Achse parallelen Linie bewegen. Es ist besser, wenn die beiden Linien zusammenfallen.

5. Temperatur-Ausdehnungskoeffizienten:

Aluminium . . . . .	0.240 . 10 <sup>-4</sup> für 1° C,
Stahl . . . . .	0.127 . 10 <sup>-4</sup> für 1° C.

6. Magnetismusverlust der Lamellen durch Erhitzen:

$$\frac{\Delta M}{M} = - 2.4 . 10^{-4} \text{ für } 1^\circ \text{ C.}$$

7. Ist  $Z = 0$ , so ist das ganze System symmetrisch, der Schwerpunkt fällt mit dem Schwingungszentrum  $A$  zusammen.

Das horizontale Gleichgewicht für die anderen Werte von  $Z$  ist erhältlich dank einer gleichen Bewegung in entgegengesetzter Richtung und gleicher Größe des Systems der Lamellen einerseits, des Belastungssystems  $m_1 m_2$  andererseits. Eine einzige Schraube  $Va$  erlaubt diese Bewegungen auszuführen. Ihre Spirallinie ist rechts für  $m_1 m_2$  und links für  $TT$ .

Diese Schraube  $Va$  besteht aus einer inneren Achse aus Aluminium, umgeben von einer Scheide aus Stahl (Ausdehnungskoeffizient =  $0.127 . 10^{-4}$ ).

Diese beiden Teile sind mit in der Längsachse parallelen Nuten versehen, damit der innere Teil aus Al leicht die äußere Schraube aus Stahl bei der Rotation mitdrehe, und auch damit das Spiel der Temperatureausdehnungskräfte sich frei entwickeln kann.

Ein Splint, der genau in der Mitte der Schraube und unter dem Rotationszentrum gelegen sein muß, wird die Stahlscheide an die Aluminiumachse festfügen.

Auf diese Weise verursachen die Temperaturänderungen kein Verschieben des Schwergewichtes der Scheide, sondern beeinflussen den Komplex  $TLL$  nach dem Dilatationsgesetz des Stahles.

Betrachten wir diese Bedingungen als erfüllt. Sei  $a$  die Projektion auf die magnetische Achse der Distanz zwischen dem Schwerpunkt des ganzen Systems und dem Rotationszentrum  $A$ ,  $y$  dieselbe Projektion der Distanz zwischen dem Schwerpunkt von  $TLL$  und dem Rotationszentrum,  $x$  die Distanz zwischen dem Schwerpunkt des Komplexes  $m_1 m_2$  und dem Rotationszentrum. Bestimmen wir für diese Bedingungen die Werte  $x$  und  $y$ , die für den Temperaturkoeffizienten des Apparates den Nullwert ergeben.

$$100 a = 31.35 y - 30 x; \quad a = 0.3135 y - 0.3 x . . . . . (12)$$

$$\Delta_1 a = (0.3135 . 0.127 . y - 0.3 . 0.24 . x) . 10^{-4} . . . . . (13)$$

$$\frac{\Delta_1 a}{a} = - 2.4 . 10^{-4} = \frac{(0.3135 . 0.127 y - 0.3 . 0.24 x) . 10^{-4}}{0.3135 y - 0.3 x} . . (14)$$

Die Lösung der Gleichungen (13) und (14) ist:

$$x = y = 74.07 a.$$

Die möglichen Werte von  $Z$  sind zwischen  $\pm 0.75 \Gamma$  gelegen. In unserem System entspricht das folgendem:

$$a = \frac{Z M}{Q} = \frac{0.75 \cdot 1000}{100.981} = 0.008 \text{ cm,}$$

$$- 0.008 < a < + 0.008; \quad - 0.6 < x = y < + 0.6.$$

Diese Verschiebung von 0.6 cm ist leicht möglich mit unserem System. Eine ungefähre  $\frac{1}{5}$ -Drehung der Schraube  $Va$  verursacht eine Verschiebung des Nullwertes des Apparates um  $1000 \gamma$ . Dieser Drehungswinkel der Schraube, der  $1000 \gamma$  entspricht, ist eine Konstante des Apparates, die man dem Käufer des Apparates mit den übrigen üblichen Angaben liefern sollte. Man wird so viele unnütze Versuche, die der Schraube  $Va$  schädlich sind, verhindern.

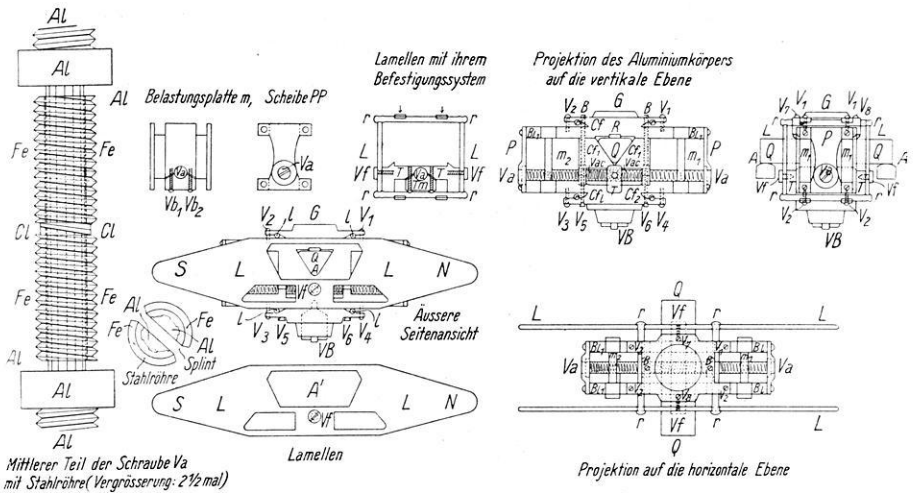


Fig. 8

Beschreibung der verschiedenen Organe (Fig. 8). In der vorliegenden Studie haben wir hauptsächlich die mathematischen und mechanischen Fragen allgemeiner Art behandelt. Wir haben das Studium der Schwerpunkte der verschiedenen Teile sowie ihrer genauen Gewichte übergangen. Das Studium dieser Fragen rein technischer Art ist den Erbauern leichter möglich.

Es wird aber nötig sein, streng die zu Beginn des Kapitels „Theorie“ gemachten Angaben zu befolgen.

Fig. 8 zeigt uns die Disposition der verschiedenen Organe, die uns am günstigsten scheint.

1. Der feste Teil des Systems besteht aus vier verschiedenen Hauptteilen:

a) Dem Teil  $Cf$ , an dem ein unbeweglicher Spiegel  $G$ , und mittels einer Feder  $R$  die Quarzschnide befestigt ist.

Diese Feder und die Befestigungsschrauben sind dieselben wie die momentan benutzten.

Die vier oberen Arme  $Br$ , auf denen die Belastungsplatten  $m_1$  und  $m_2$  gleiten, bilden mit  $Cf$  eine Einheit. Zwei Federn  $rr$  können sich unbehindert drehen zwischen  $Cf$  und den Lamellen.  $V_1V_2$  regulieren den durch die Federn  $rr$  ausgeübten Druck auf die Lamellen  $LL$ .

b)  $Cf_2$ , der unterste Teil des festen Körpers, ist mittels  $V_5$  und  $V_6$  und der seitlichen Scheiben  $PP PP$  an  $Cf$  befestigt. Dieser untere Teil  $Cf_2$  muß von  $Cf$  lösbar sein und das Einsetzen der Schraube  $Va$  erlauben.

$Cf_2$  bildet mit den vier unteren Armen  $Br$  und dem System der vertikalen Empfindlichkeitsschraube  $Vb$  eine Einheit.

$V_3$  und  $V_4$  regulieren Federn ähnlich den oben angegebenen.

Die Konstruktion der Schraube  $Va$  wurde in der „Theorie“ beschrieben. Die Scheiben  $PP PP$  verhindern diese Schrauben, horizontale Bewegungen auszuführen. Die Rotationsbewegung der Schraube  $Va$  wird angehalten mittels Schrauben  $BB$ , die als Bremsen dienen.

c), d) Den Scheiben  $PP PP$ .

2. Die Konstruktion der Belastungsplatten  $m_1, m_2$  ist einfach. Aber da ihre Bewegungsschraube  $Va$  sich nicht in ihrem Mittelpunkt befindet, ist nötig, um jede Klemmung zu verhindern, daß diese Teile sich genau den vier Armen anpassen, auf denen sie gleiten.

Auch müssen die Belastungsplatten schwer, aus Bronze, gefertigt sein, wenn nötig, mit Bleibelastung.

Um jegliches Spiel zwischen der Schraube  $Va$  und der Scheibe  $m_1$  zu verhüten, reguliert man die Abnutzung der Schraube  $Va$  mit den Schrauben  $Vbl, Vbl$ .

3. Das System  $LL TT$  ist einfach. Man bedient sich derselben Blockierungsschrauben, um die Abnutzung der Schraube zwischen  $Va$  und  $T$  zu verhüten.

Die Befestigungsschraube  $Vf$  von  $LL$  an  $TT$  muß sehr stark und ohne Spiel sein und sich genau der Öffnung in der Lamelle einpassen.

Zum Schluß wollen wir die zur Änderung des Nullwertes des Apparates nötigen Handlungen angeben.

1. Lösung der Blockierungsschrauben  $V_1 - V_4$ ,  $B, B$  und  $Vbl$  (sehr leicht).

2. Drehen der Schraube  $Va$  nach der nötigen Richtung. (Man könnte  $N$  oder  $S$  auf  $PP$  gravieren, um die Richtung anzugeben.)

3. Festdrehen der obenerwähnten Schrauben.

20. Januar 1932.

(Mitteilung aus dem Geologisch-Mineralogischen Institut der Universität Köln.)

## Beiträge zur Meßtechnik und Anwendung der Methode des scheinbaren spezifischen Widerstandes

Von **W. Stern**, Köln — (Mit 5 Abbildungen)

Es werden die theoretischen Grundlagen des auf Messung des „scheinbaren spezifischen Widerstandes“ sich gründenden geoelektrischen Aufschlußverfahrens für horizontal geschichteten Untergrund kurz dargestellt. Unter Verzicht auf die von I. N. Hummel anderen Orts gegebenen ausführlichen Ableitungen werden lediglich die der Auswertung zugrunde zu legenden Formeln angegeben und diskutiert, sowohl für homogenen, isotropen, als auch für horizontal geschichteten Untergrund. Eine Meßanordnung wird beschrieben und über Messungen in den Braunkohlenfeldern der Völle (Niederrhein) berichtet, deren Ergebnisse durch Kontrollbohrungen bestens bestätigt wurden.

Zur Untersuchung des horizontal geschichteten Untergrundes, bei dem Schichtwechsel mit hinreichendem Wechsel der elektrischen Leitfähigkeit zusammenfallen, schuf F. Wenner\*) ein geoelektrisches Verfahren, das von O. H. Gish\*\*), W. I. Rooney\*\*\*), Warren Weaver†) u. a. fortentwickelt und von I. N. Hummel††) in einer Reihe von Arbeiten theoretisch begründet wurde. Das Verfahren beruht auf der Ermittlung des Widerstandes eines von Strom durchflossenen Untergrundhalbraumes, dessen Widerstand irgendeine Funktion seines Baues und Zustandes ist. Im homogenen, isotropen, ungeschichteten Untergrund wird ein gemessener Widerstandswert auf den durchschnittlichen spezifischen Widerstand zurückzuführen sein, dessen Wert bei Variation der Eindringungstiefe des Stromes so lange konstant bleiben muß, wie der vom Strom erfaßte Untergrundhalbraum als homogen und isotrop betrachtet werden kann.

Im inhomogenen, anisotropen, geschichteten Untergrund wird der Wert je nach Art und Größe der vom Strom erfaßten Inhomogenitäten Schwankungen unterliegen. Zugleich verliert er seine Bedeutung als spezifischer Widerstand und wir wollen ihn — einem Vorschlag Hummels folgend — den „scheinbaren spezifischen Widerstand“ nennen. Im Verlauf des scheinbaren Widerstandes mit der Tiefe kommt die Schichtung des Untergrundes in Steigungsänderungen des Diagrammes zum Ausdruck, deren Beträge von der Differenz der Leitfähigkeiten der aneinandergrenzenden Schichten und der Mächtigkeit der überlagernden

\*) F. Wenner: Scientific papers of the Bureau of Standards Nr. 258. Washington 1917.

\*\*) O. H. Gish: Bull. Nat. Res. Council. **11**, 1926; Terrest. Magn. **33**, Nr. 3 (1928).

\*\*\*) W. I. Rooney und O. H. Gish: Terrest. Magn. **30**, Nr. 4 (1925) und Nr. 32, Nr. 2 (1927); Phys. Rev. **2** (1927).

†) Warren Weaver: Technical Publication Nr. 121, New York.

††) I. N. Hummel: Zeitschr. f. Geophys. **5**, Heft 3/4 und 5/6.

Schichten bestimmt werden. Sie wurden von Hummel für eine Reihe von Fällen berechnet und sollen, da sie die Grenzen der Anwendbarkeit des Verfahrens angeben, weiter unten dargestellt werden.

Die Bestimmung des spezifischen und des scheinbaren spezifischen Widerstandes erfordert die Ermittlung der Stromstärke  $J$  des Bodenstromes und des Potentialgefälles  $V$  längs einer endlichen definierten Strecke.  $Q_1$  und  $Q_2$  seien die Quellpunkte auf der Erdoberfläche, von denen aus ein konstanter Strom  $J$  durch den Untergrund gesandt wird. Bei homogenem, isotropem Untergrund der spezifischen Leitfähigkeit  $\sigma$  ist das Potential für den ganzen Raum

$$\Phi = \frac{J}{2\pi\sigma} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right),$$

worin  $r_1$  und  $r_2$  die Abstände des Aufpunktes von den Quellpunkten sind. Berechnet man die Potentialdifferenz zwischen zwei Punkten  $P_1$  und  $P_2$  dieses Raumes, deren Abstände zu den Quellpunkten  $r_1$  und  $r_2$  (für  $P_1$ ),  $R_1$  und  $R_2$  (für  $P_2$ ) betragen, so ergibt sich für sie

$$\Phi(P_1) - \Phi(P_2) \equiv V_{12} = \frac{J}{2\pi\sigma} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} - \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$$

und durch Auflösung nach  $1/\sigma \equiv \rho$  erhält man für den spezifischen Widerstand  $\rho$  den Ausdruck

$$\rho = 2\pi \frac{V}{J} \frac{1}{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} - \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}}.$$

Ordnet man, wie es Wenner erstmalig tat, die Elektroden  $Q_1, Q_2, P_1, P_2$  derart an, daß sie auf einer Geraden liegend untereinander gleichen Abstand haben, der  $a$  betragen möge, so wird

$$\begin{aligned} r_1 &= R_2 = a \\ R_1 &= r_2 = 2a \end{aligned}$$

und der obige Ausdruck für den spezifischen Widerstand nimmt die einfache Gestalt an

$$\rho = 2\pi a \frac{V}{J}.$$

Ist der Untergrund jedoch horizontal geschichtet in Form planparalleler Schichten verschiedener Leitfähigkeit, so nimmt die Potentialfunktion, die durch Reihenentwicklung gewonnen werden kann, eine wesentlich kompliziertere Gestalt an. I. N. Hummel gab sie sowohl für den Fall einer als auch zweier planparalleler Schichten beliebiger Dicke und beliebiger Leitfähigkeit an, die den sonst homogenen Untergrund überdecken.

Ist der sonst homogene Untergrund mit der Leitfähigkeit  $\sigma_1$  von einer planparallelen Schicht der Leitfähigkeit  $\sigma$  unendlicher horizontaler Ausdehnung und

endlicher Dicke  $h$  überdeckt, so ist für die Wennersche Anordnung das Potential in  $P_1$

$$\Phi(P_1) = \frac{J}{2\pi\sigma} \sum_{-\infty}^{+\infty} k^{|n|} \left[ \frac{1}{\sqrt{a^2 + (2nh)^2}} - \frac{1}{\sqrt{4a^2 + (2nh)^2}} \right],$$

wo

$$k = \frac{\sigma - \sigma_1}{\sigma + \sigma_1};$$

das Potential in  $P_2$

$$\Phi(P_2) = -\Phi(P_1),$$

mithin die Potentialdifferenz zwischen  $P_1$  und  $P_2$

$$V_{12} = \frac{J}{\pi\sigma a} \sum_{-\infty}^{+\infty} k^{|n|} \left[ \frac{1}{\sqrt{1 + \left(2n\frac{h}{a}\right)^2}} - \frac{1}{\sqrt{4 + \left(2n\frac{h}{a}\right)^2}} \right].$$

Für  $n = 0$  wird der Klammerwert  $= 1/2$ . Mithin ist

$$V_{12} = \frac{J}{\pi\sigma a} \left[ \frac{1}{2} + 2 \sum_1^{\infty} k^n \left[ \frac{1}{\sqrt{1 + \left(2n\frac{h}{a}\right)^2}} - \frac{1}{\sqrt{4 + \left(2n\frac{h}{a}\right)^2}} \right] \right].$$

Löst man nach dem reziproken Wert von  $\sigma$  nach  $\varrho$  auf, so wird schließlich

$$\frac{1}{\sigma} \equiv \varrho = \frac{a\pi V}{J \left[ \frac{1}{2} + 2 \sum_1^{\infty} k^n \left[ \frac{1}{\sqrt{1 + \left(2n\frac{h}{a}\right)^2}} - \frac{1}{\sqrt{4 + \left(2n\frac{h}{a}\right)^2}} \right] \right]}.$$

Indem wir  $\sigma = \sigma_1$  setzen, also  $k = 0$ , können wir diesen Ausdruck auf den für homogenen isotropen Untergrund gültigen zurückführen.

Die Formel gestattet es, die Wirkung des geschichteten Untergrundes auf den Verlauf des scheinbaren spezifischen Widerstandes quantitativ zu diskutieren und die Grenzen der Anwendbarkeit des darauf sich gründenden Verfahrens zu erkennen. Zeichnet man — für  $k = \text{const}$

$$\frac{V \cdot \pi \cdot \sigma \cdot a}{J} = f\left(\frac{h}{a}\right) = \varrho^*,$$

wo  $\varrho^*$  ein dem scheinbaren spezifischen Widerstand proportionaler Wert sei, so erhält man die Kurvenscharen der Fig. 1. Sie spiegeln die Abhängigkeit des scheinbaren spezifischen Widerstandes einmal von der in bezug auf den Elektrodenabstand  $a$  relativen Mächtigkeit der Bedeckungsschicht und einmal von dem Leitfähigkeitsunterschied des Untergrundes gegenüber der Bedeckungsschicht. Aus den Diagrammen geht hervor: für den Fall  $\sigma/\sigma_1 = 1$  (d. h. homogener isotroper Untergrund) ist der scheinbare spezifische Widerstand unabhängig von der Tiefe und konstant. Für alle Fälle  $\sigma > \sigma_1$  ( $k$  positiv) ist  $\varrho^*$  eine fallende

Funktion der relativen Mächtigkeit der Bedeckungsschicht, für alle Fälle  $\sigma < \sigma_1$  ( $k$  negativ) eine steigende Funktion. Die Kurven nähern sich mit wachsendem  $h/a$  asymptotisch dem Verlauf für  $\sigma/\sigma_1 = 1$  ( $k = 0$ ), d. h. mit wachsendem  $h/a$  verschwindet die Wirkung des geschichteten Untergrundes. Zugleich ergibt sich, daß die Wirkung keineswegs linear mit dem Quotient der Leitfähigkeiten wächst, vielmehr das Verhältnis der Leitfähigkeit der Bedeckungsschicht zu der des

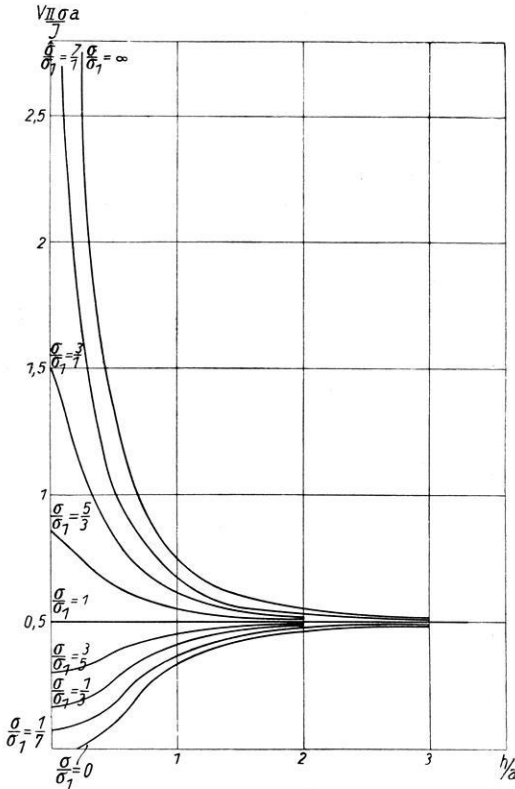


Fig. 1

Untergrundes in ihrer Wirkung auf  $\rho^*$  in einem mit  $h/a$  wachsenden Maße zurücktritt. Folgendes möge das erläutern: Ist  $\sigma/\sigma_1 = \infty$  ( $k = 1$ ), d. h. haben wir es mit Lagerungsverhältnissen zu tun, bei denen die Bedeckungsschicht ein sehr guter Leiter gegenüber dem nichtleitenden Untergrund ist, so ergibt sich bei einer Mächtigkeit  $h = a/4$  der Bedeckungsschicht  $\rho^*$  zu nur dem 5.5fachen des Wertes  $\rho_0^*$  für homogenen isotropen Untergrund. Bei einer Mächtigkeit  $h = a/2$  ist  $\rho^* = 2.75 \rho_0^*$ , bei  $h = a$  ist  $\rho^* = 1.5 \rho_0^*$ , und bei  $h = 2a$  ist  $\rho^* = 1.1 \rho_0^*$ , um sich schließlich mit weiter wachsendem  $h$  dem Wert für homogenen isotropen



Untergrund immer mehr zu nähern. Für den Fall  $\sigma/\sigma_1 = 5/3$  ( $k = +1/4$ ) wird für  $h = 1/4$   $\varrho^* = 1.49 \varrho_0^*$  (gegenüber  $5.5 \varrho_0^*$  bei dem Leitfähigkeitsverhältnis  $\sigma/\sigma_1 = \infty$ ), für  $h = a/2$  wird  $\varrho^* = 1.29 \varrho_0^*$  (gegenüber  $2.75$  bei  $\sigma/\sigma_1 = \infty$ ), für  $h = a$  wird  $\varrho^* = 1.1 \varrho_0^*$  (gegenüber  $1.5$  für  $\sigma/\sigma_1 = \infty$ ) und schließlich für  $h = 2a$  wird  $\varrho^* = 1.02 \varrho_0^*$  (gegenüber  $1.1$  für  $\sigma/\sigma_1 = \infty$ ).

Ein Objekt, bei dem die Bedeckungsschicht eine Leitfähigkeit  $\infty$  gegenüber dem nichtleitenden Untergrund besitzt, verrät sich mithin bei einer Bedeckungsmächtigkeit  $h = a$  nur durch ein 36% größeres  $\varrho^*$  gegenüber einem Objekt, dessen Bedeckungsschicht zum Untergrund das Leitfähigkeitsverhältnis 5:3 besitzt, und gegenüber einem homogenen isotropen Untergrund durch den Wert  $\varrho^* = 1.5 \varrho_0^*$ , während für den Fall  $\sigma/\sigma_1 = 5/3$   $\varrho^* = 1.1 \varrho_0^*$  beträgt.

Ob und bis zu welchem Grade man angesichts dieses relativ kleinen Effektes imstande ist, aus dem scheinbaren spezifischen Widerstand bzw. seinen Änderungen Rückschlüsse auf die Schichtung des Untergrundes überhaupt und die Beträge der Leitfähigkeitsunterschiede im besonderen Aussagen zu machen, hängt von der Empfindlichkeit der Meßweise und Meßanordnung ab, über die nun berichtet werden soll.

Meßanordnung. Die Ermittlung des scheinbaren spezifischen Widerstandes erfordert die Messung der Stärke des Bodestromes und des Potentialgefälles längs einer endlichen definierten Strecke des stromdurchflossenen Untergrundes. Die Apparatur, die im Prinzip auf der durch die Literatur bekannten Grundlage entwickelt wurde, besteht demzufolge aus zwei Kreisen: dem äußeren Bodestromkreis zur Ausschickung des Bodestromes und der Messung seiner Stärke und einem inneren Kreis zur Messung des Potentialgefälles. Die Anordnung hat drei Schwierigkeiten zu überwinden: hohe Übergangswiderstände zwischen Elektroden und Erdboden, Polarisationsströme, die sich dem primären Bodestrom überlagern, und endlich die Deformation des Strömungsfeldes, die durch Stromentnahme bei der Messung des Potentialgefälles verursacht werden könnte.

Allzu hohen Übergangswiderständen kann durch geeignete Wahl der Quellpunkts- und Sondenelektroden begegnet werden. In lockerem Verwitterungsboden normaler Durchfeuchtung konnten durch Verwendung metallischer Spießelektroden genügend kleine Übergangswiderstände erzielt werden. Für festes Gestein wurden „Topfelektroden“ konstruiert, wie sie die Fig. 2 zeigt. Sie bestehen aus Kupfertiegeln und enthalten in ihrem Innern eine elastische Kupferspirale, die bei der einen Ausführung (Fig. 2a) einen mit  $\text{CuSO}_4$  getränkten Wattebausch herausdrückt. Durch Belastung des Tiegels wird so eine feste Auflage des Wattebausches auf die Gesteinsoberfläche und durch Durchfeuchtung mit  $\text{CuSO}_4$  eine hinreichende Stromausbreitung erzielt. Hat man es mit genügend bergfeuchtem Gestein zu tun, so kann man statt  $\text{CuSO}_4$  durchtränkter Watte auch federnde Messingwolle verwenden (Fig. 2b), die durch feste Auflage auf dem Gestein und durch Einpassung in Vertiefungen ebenfalls hinreichende Stromausbreitung ermöglicht.

Polarisation im bergfeuchten Gebirge wird auf bekannte Weise durch Kommutation eliminiert. Eine Anzahl Kommutatoren besorgen Umkehrung der Stromrichtung und synchrone Umschaltung der Polarität der Meßinstrumente und verhindern so das Auftreten von Polarisationsströmen.

Die Kommutatoren wurden in drei Arten ausgebildet: In ihrer ersten Ausführung bestanden sie aus einer rotierenden Schaltwalze, die von einem kleinen Elektromotor angetrieben wurde und deren Umschaltungsperiode zwischen  $\frac{1}{16}$  und  $\frac{1}{33}$  sec einstellbar war. Praktische Erfahrungen zeigten jedoch bei Verwendung von Spießelektroden in mäßig feuchtem Untergrund die Notwendigkeit einer Meßmöglichkeit in den einzelnen Stromsinnen. Das führte zur Konstruktion eines Kommutatortyps mit Umschaltung von Hand, der jede beliebige Umschaltungsperiode und damit auch die Messungen in den einzelnen Stromsinnen ermöglichte. Als dritte Ausführung wurde ein kombinierter Kommutator\*)

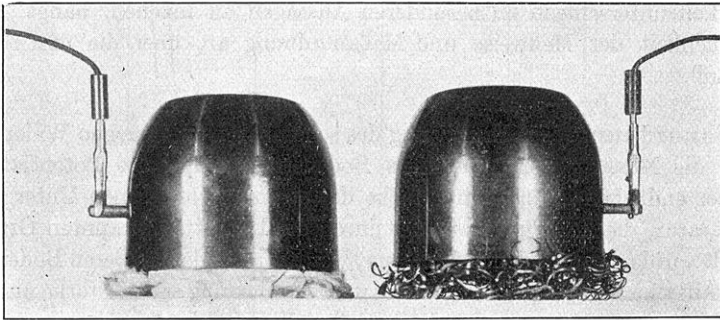


Fig. 2. Topfelektroden für festes Gebirge

konstruiert. Hier kann durch Einschaltung eines kleinen Elektromotors die Schaltwalze entweder in kontinuierliche Rotation versetzt werden, oder durch einen mechanischen Transportschalter durch Superposition einer Schub- und einer Hubbewegung jeweils eine halbe Umdrehung weiterbefördert werden.

Eine Deformation des Strömungsfeldes schließlich wurde dadurch vermieden, daß man das Potentialgefälle über den Sondenelektroden durch Kompensation derart mißt, daß man durch ein Potentiometer eine Hilfsspannung abgreift und durch ein Voltmeter mißt, die ein Galvanometer stromlos macht. Durch diese Messung des Potentialgefälles im stromlosen Zustand verhindert man die Deformation des Strömungsfeldes. Da das verwandte Galvanometer eine Empfindlichkeit von  $5.7 \cdot 10^{-6}$  Amp./Sklt. besitzt, so konnte der stromlose Zustand bis zu dieser Grenze erreicht werden.

\*) Die Konstruktion des kombinierten Kommutatorsystems ließ ich im Rahmen der geoelektrischen Arbeiten des Geologisch-Mineral. Instituts Köln Herrn stud. phys. J. Jacobsohn entwickeln und ausführen.

Die gesamte Apparatur besteht somit aus: Gleichstromquelle, Batterien, Amperemeter, Kommutatoren und zwei Elektroden, die den äußeren Stromkreis aufbauen; ferner aus einer Hilfsspannung, Potentiometer, Millivoltmeter, Galvanometer und zwei Elektroden, aus denen sich der innere Kreis zur Messung des Potentialgefälles zusammensetzt. Fig. 3 stellt den Teil der Apparatur mit kombiniertem

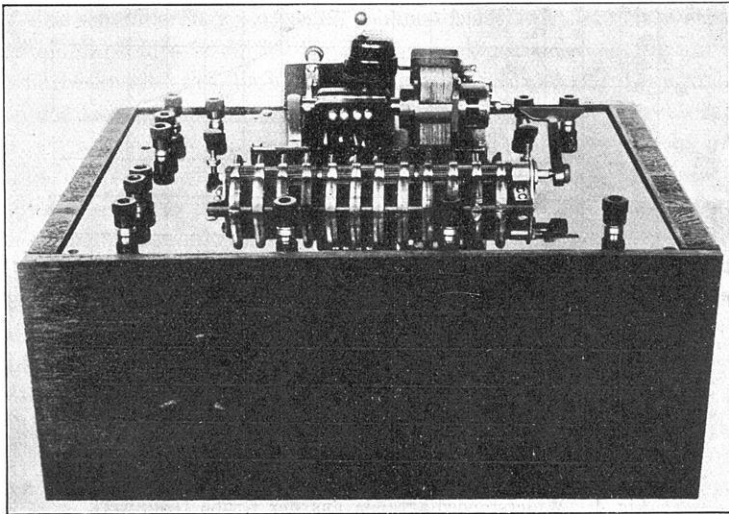


Fig. 3. Verteilengerät mit Handkommutator und kombinierten Kommutator

Kommutator und mit Umschaltung von Hand dar, in dem sich die einzelnen Schaltelemente, Stromquellen und Verteiler befinden. An dieses Gerät werden die eigentlichen Meßinstrumente und über vier Kabel die Elektroden zur Inbetriebnahme angeschaltet.

Ansatz der Messungen und Messungsergebnisse. Die ersten Geländemessungen wurden in den mächtigen Braunkohlenvorkommen der Ville (Niederrhein) angestellt. Hier waren aufschlußreiche Ergebnisse über den wirklichen Verlauf des scheinbaren spezifischen Widerstandes und über die Gültigkeit der vereinfachenden Annahmen der Theorie zu erwarten. Ein engmaschiges Bohrnetz lieferte hier zugleich ein wohldefiniertes Untersuchungsobjekt. Sowohl die Grenze des Flözes gegen die hangenden Schotter und Kiese als auch gegen die liegenden Sande bzw. Tone mußten Flächen sein, an denen eine hinreichende Differenzierung der Widerstände beim Übergang des Stromes von Decke zum Flöz einerseits und vom Flöz zum Liegenden andererseits zu erwarten war. So wurden im Sommer 1930 die ersten Messungen zur Bestimmung der Deckenmächtigkeit im unverritzten Feld der Grube Gruhlwerk (Ville) angestellt.

Als Meßanordnung wurde die oben beschriebene Wennersche gewählt. Auf den Meßlinien wurden die Elektroden bewegt, indem ihre Entfernung systematisch variiert wurde unter Wahrung der Voraussetzung, daß der relative Ab-

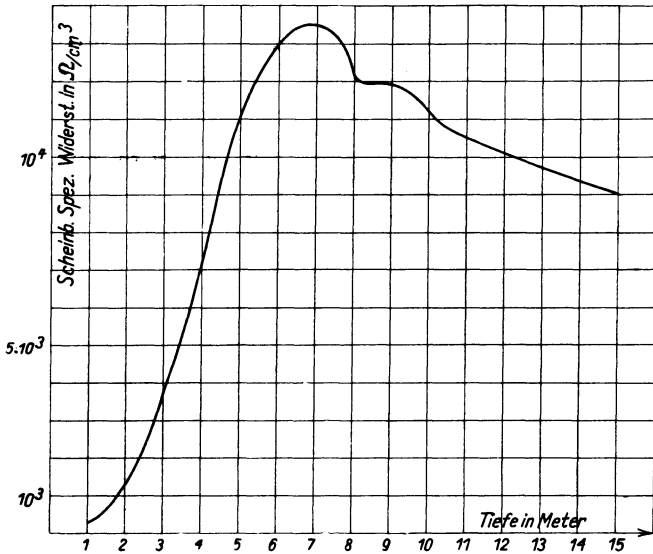


Fig. 4. Widerstandsdiagramm aus der Grube Gruhlwerk

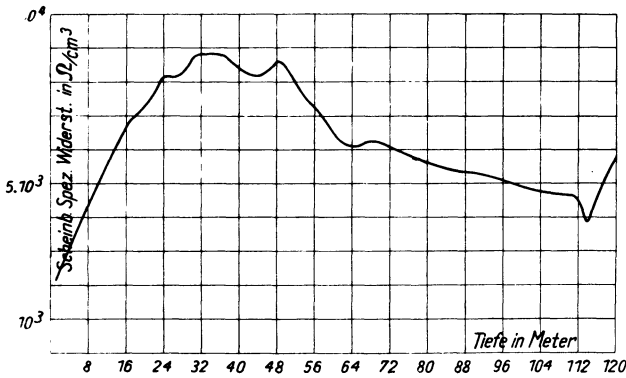


Fig. 5. Widerstandsdiagramm aus der Beisselsgrube

stand der Elektroden untereinander jeweils gleich blieb, also ein Drittel des Gesamtabstandes der Elektroden betrug. Für jede Elektrodenstellung wurden die Stärke  $I$  des Bodenstromes und das Potentialgefälle  $V$  zwischen den Sondenelektroden gemessen und der Widerstandswert, wie oben dargestellt, errechnet.

Dieser Wert wurde einem stromdurchflossenen Untergrundhalbraum von der idealisierten Gestalt eines längs seiner großen Achse halbierten Rotationsellipsoides zugeordnet, dessen große Achse als durch den Abstand der Quellpunktelektroden und dessen halbe kleine Achse als durch die maximale Eintauchtiefe des Stromes gegeben betrachtet wurde, die empirisch zu einem Drittel des Abstandes der Quellpunkte angenommen wurde. Auf diese Weise wurden Diagramme für den Verlauf des scheinbaren spezifischen Widerstandes mit der Tiefe erhalten.

Um eine absolute Reellität der Diagramme zu erzielen — die um so nötiger ist, als die Diskussion auf die Ermittlung von Steigungsänderungen und Umkehrpunkten des Verlaufes beruht, die vor allem durch Meßfehler vorgetäuscht werden können — wurde die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse durch mehrmalige Aufnahme der einzelnen Meßreihen über ein und derselben Meßlinie überprüft.

Die Messungen in den Braunkohlenfeldern führten zu Diagrammen des Verlaufes des scheinbaren spezifischen Widerstandes mit der Tiefe, wie sie beispielsweise in den Fig. 4 und 5 vorgelegt werden. Sie lassen folgenden Gang erkennen: ein anfänglich starkes kontinuierliches Ansteigen des Widerstandes mit wachsender Tiefe, dann plötzliche Umkehr des Verlaufes zu einem mehr oder weniger oszillierenden Abfall, dem dann in größeren Tiefen (Fig. 5) ein abermaliger Anstieg folgt. Da dieser Gang sich in allen erhaltenen Diagrammen reproduzierte, so wurde er für die Lagerungsverhältnisse der untersuchten Braunkohlenfelder als typisch angesehen.

Der anfängliche Anstieg des Widerstandes mit zunehmender Tiefe von kleinen Werten der feuchten bodennahen Schichten wird mit einer fortschreitenden Austrocknung des Untergrundes mit zunehmender Tiefe erklärt. Solch ausgeprägte Umkehrpunkte des Verlaufes, wie die in 7 m Tiefe im Diagramm der Fig. 4 und in 36 m Tiefe im Diagramm der Fig. 5, an denen ein Steigen des Widerstandes in ein Fallen übergeführt wird, wurden mit dem Eintritt des besser leitenden Flözes in den Stromverlauf erklärt, das sich schon vorher durch eine gewisse Verringerung der Kurvensteigung verrät. Innerhalb der Bereiche solcher Umkehrpunkte konnte so die Grenze der schlechter leitenden hangenden Schotter und Kiese gegen das besser leitende Flöz, d. h. die Deckenmächtigkeit  $h$  bestimmt werden. Im Falle des Diagramms der Fig. 4, das auf der Grube Gruhlwerk gewonnen wurde (Tiefenintervalle der Messungen 1 m), wurde sie zu  $6 < h < 7$  m gefolgert, im Falle des Diagramms der Fig. 5 (Beisselsgrube, Tiefenintervalle der Messungen 1 m von 0 bis 12 m Tiefe und 3 m von 12 bis 120 m Tiefe) zu  $33 < h < 36$  m. Umkehrpunkte in größeren Tiefen, wie der in 114 m Tiefe im Diagramm der Fig. 5, an denen ein Wiederanstieg des Widerstandes mit weiter wachsender Tiefe erfolgt, wurden mit dem Eintritt der schlechter leitenden liegenden Sande in den Stromverlauf erklärt. Für den vorliegenden Fall des Diagramms der Fig. 5 wurde daraus eine Flözmächtigkeit  $111 < d < 114$  m geschlossen.

Im absteigenden Ast fast aller erhaltenen Diagramme waren mehr oder weniger starke Oszillationen zu erkennen. Diese können, vorausgesetzt, daß sie nicht überhaupt nur Streuwerte sind, dessen man sich durch mehrmalige Kontroll-

messungen vergewissern müßte, mehrdeutig sein. Sie können zwar reelle Schichtgrenzen des horizontal geschichteten Untergrundes sein, was im Einzelfall durch Rechnung unter bestimmten Annahmen und durch Vergleich mit theoretisch errechneten Kurven zu prüfen wäre, sie können jedoch auch auf vertikale Dishomogenitäten verschiedenster Art zurückgehen. Ohne sichere geologische Anhaltspunkte wird man also mit einer Deutung solcher kleinen Schwankungen im Großverlauf des Diagramms vorsichtig sein müssen. Mit einem gewissen Grad von Sicherheit wird man daher nur den Großverlauf einer Diskussion zugrunde legen dürfen, den man durch die durch alle Oszillationen gehende Mittelwertskurve erhält. Eine solche stellt das Diagramm der Fig. 5 dar. Die in diesem Diagramm sichtbaren Steigungsänderungen dürfen damit als durch den horizontal geschichteten Untergrund verursacht diskutiert werden.

So können innerhalb des Flözes, dessen obere und dessen untere Grenze — wie gezeigt wurde — zusammenfallend mit den Umkehrpunkten in 36 und 114 m Tiefe angenommen wurde, folgende Bereiche unterschieden werden: ein steil abfallender Bereich von 36 bis 45 m, ein ansteigender von 45 bis 48 m, die Bereiche eines steilen Abfalles von 48 bis 64 m, eines weniger steilen Abfalles von 64 bis 111 m und eines sehr starken Abfalles von 111 bis 114 m. Aus diesen Steigungsänderungen des Verlaufs innerhalb des Flözes selbst wurde eine Schichtung des Flözes in Schichten fester und lockerer Kohle großer oder weniger großer Wasserführung gefolgert, deren Mächtigkeit aus dem Diagramm geschlossen werden kann. Der Steilabfall insbesondere zwischen 111 und 114 m Tiefe deutet auf das Anstehen einer geringmächtigen stark durchfeuchteten tonig-schmierigen Kohle hin, die das Flöz gegen die liegenden Sande, deren Einsatz dem Diagramm zufolge in 114 m Tiefe erfolgen dürfte, abgrenzt.

Von grundsätzlicher Bedeutung war es, daß niedergebrachte Bohrungen diesen Befund nachträglich bestätigten, denn aus der Übereinstimmung zwischen den Meß- (bzw. Rechen-) und Bohrergebnissen folgt die Tatsache, daß bei horizontaler Schichtung des Untergrundes im Einklange mit der vereinfachenden Annahme der Theorie ein und dieselbe Schicht als im Sinne der Methode homogen behandelt werden darf, daß die kleinen Dishomogenitäten, die durch unterschiedliche Stoffverteilung in ein und derselben Schicht bewirkt werden, durch das integrierende Wesen der Methode herausfallen, daß ein und dieselbe Schicht für größere Raumeinheiten also einen wohldefinierten durchschnittlichen spezifischen Widerstand besitzt. Änderungen dieses Wertes deuten — entsprechend der theoretischen Forderung — notwendig auf Wechsel des Materials oder des Zustandes hin und lassen diesbezügliche Rückschlüsse zu.

Auf Grund der gemachten Erfahrungen läßt sich die Methode des scheinbaren spezifischen Widerstandes überall dort ansetzen, wo in horizontaler oder schwach einfallender Lagerung Schichten aneinandergrenzen, die in ihrer Leitfähigkeit hinreichend voneinander differenziert sind und wo zugleich ein genügend ruhiges Relief der Erdoberfläche das Auslegen einer annähernd horizontalen Meßlinie erlaubt.

Legt man die Meßlinien so, daß sie parallel zueinander in Richtung des Schichtstreichens und die Verbindung ihrer Mittelpunkte auf einer Geraden in Richtung des Schichtfallens verlaufen, so erhält man durch Aneinanderreihung der einzelnen Diagramme mit beliebig engen Intervallen ein Querprofil durch den Untergrund, in dem der Verlauf der Schichtgrenzen zutage tritt und Verwürfe zu lokalisieren sind. Zugleich ist man imstande, zwischen geologischen und hydrologischen Schichtgrenzen zu unterscheiden. Während nämlich die Tiefenwerte der hydrologischen Schichtgrenzen auf den einzelnen Diagrammen annähernd konstant und vom Schichtfallen unabhängig bleiben müssen, werden die geologischen Schichtgrenzen an einer Änderung ihrer Tiefenwerte im Sinne und Betrage des Schichtfallens erkennbar sein.

Über entsprechende Untersuchungen, die mit Hilfe der Notgemeinschaft zum Zwecke der Klärung der hydrologischen Verhältnisse von Poljenuntergründen in den Karstgebieten Südslaviens im August/September 1931 vom Verfasser gemeinsam mit A. Löhnberg angestellt wurden, soll demnächst berichtet werden.

Danken möchte ich der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft, die vorstehende Untersuchungen finanziell unterstützte, den Betriebsdirektionen der Gruben Gruhlwerk und Beisselsgrube für ihr vielfältiges Entgegenkommen bei den Messungen in ihren Feldern, den Herren Dr. Honnefelder für Mitarbeit bei der Auswertung der Messungen, J. Jacobsohn für konstruktive Mitarbeit und Dipl.-Ing. Tilders für Beteiligung und Hilfe bei den praktischen Geländemessungen.

Köln, im Januar 1932.

---

## Ein neuer Integrator zur Berechnung von Schwerewerten

Von **F. Kaselitz**. — (Mit 1 Abbildung)

Auf Anregung von Prof. Schweydar haben die Askaniewerke, Berlin-Friedenau, Kaiserallee 87/88 ein Instrument entwickelt, das es ermöglicht, sowohl die Gradienten als auch die Komponenten der Schwerkraft durch einfache Integration eines Querschnittes schnell und sicher zu berechnen.

Jedes auszuwertende Integral muß auf eines der folgenden Integrale umgeformt werden.

$$\begin{array}{lll} \sin \varphi \, dr & \sin 2 \varphi \, dr & \sin 3 \varphi \, dr \\ \cos \varphi \, dr & \cos 2 \varphi \, dr & \cos 3 \varphi \, dr \\ \sin \varphi \frac{dr}{r} & \sin 2 \varphi \frac{dr}{r} & \sin 3 \varphi \frac{dr}{r} \\ \cos \varphi \frac{dr}{r} & \cos 2 \varphi \frac{dr}{r} & \cos 3 \varphi \frac{dr}{r} \end{array}$$

Hierbei bedeutet  $\varphi$  den Winkel gegen die Horizontale und  $r$  die Entfernung vom Nullpunkt des Instruments.

Z. B. kann die Formel für die Vertikalkomponente der Schwerkraft für zweidimensionale Körper in folgender Form geschrieben werden:

$$g = 2k\sigma \int_{r_1}^{r_2} dr [\cos \varphi_1 - \cos \varphi_2]$$

Der Gradient für zweidimensionale Körper:

$$U_{xz} = k\sigma \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r} [\cos 2\varphi_1 - \cos 2\varphi_2]$$

Der Gradient für allgemeine Körper:

$$U_{xz} = k\sigma \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \cos \alpha d\alpha \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r} \left[ \frac{1}{4} \cos 3\varphi_1 + \frac{3}{4} \cos \varphi_1 - \frac{1}{4} \cos 3\varphi_2 - \frac{3}{4} \cos \varphi_2 \right]$$

$2U_{xy}$  für allgemeine Körper:

$$2U_{xy} = k\sigma \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \sin 2\alpha d\alpha \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r} \left[ \frac{9}{4} \sin \varphi_2 + \frac{1}{4} \sin 3\varphi_2 - \frac{9}{4} \sin \varphi_1 - \frac{1}{4} \sin 3\varphi_1 \right]$$

Die übrigen Formeln sind im Prinzip gleich gebaut und unterscheiden sich nur durch die Funktionen sin und cos, Vorzeichen und die Mehrfachen von  $\varphi$ .

Bei der Auswertung zweidimensionaler Körper genügt für einen Punkt eine einmalige Umfahrung des Querschnittes. Will man dagegen die Wirkung eines beliebig geformten Körpers für einen bestimmten Punkt ermitteln, so müssen mehrere zentral zu diesem Punkt gelegene Schnitte je zweimal umfahren werden und zum Schluß noch eine Integration aller Einzelschnittwerte vorgenommen werden.

Der Apparat besteht aus einem topfartigen Gehäuse, das auf einem Träger drehbar gelagert ist. An diesem Gehäuse ist der Fahrarm befestigt, auf dem sich der Fahrstift verschieben läßt. Montiert ist der Apparat auf einem Brett, auf welchem die zu umfahrenden Profile aufgelegt werden. Der Arbeitsbereich erstreckt sich über einen Radius von 530 mm und einen Winkel  $\varphi$  von ungefähr  $270^\circ$ . Zur Einstellung der Winkelfunktion sin oder cos dienen die beiden auf der Deckplatte befindlichen Knöpfe und die zwischen ihnen liegende Kupplung. Die Winkelübersetzung von  $\varphi$ ,  $2\varphi$ ,  $3\varphi$  wird durch einen unter dem Apparat befindlichen Hebel eingeschaltet. Über der Befestigung des Fahrarmes am Gehäuse befindet sich ein Umstellknopf, welcher die Umschaltung von  $dr$  auf  $dr/r$  ermöglicht. Ist dieser Umstellknopf auf  $dr$  eingestellt, so kann man mit dem Fahrstift bis in den Nullpunkt gehen. Hat man dagegen  $dr/r$  eingestellt, so kann man den Fahrstift nur bis auf einen Bereich von 30 mm im Umkreis vom Drehpunkt nähern. Innerhalb dieses Bereiches wird der Skalenwert derart hoch und erreicht im Nullpunkt den Wert unendlich, was der Apparat unmöglich wiedergeben kann. Fällt ein Teil der zu umfahrenden Figur in diesen Bereich, so muß dieses Stück im vergrößerten Maßstab umfahren werden. (Der Maßstab ist bei der Ablesung nicht zu berücksichtigen.) Eine Zählsscheibe, deren volle Umdrehung in 100 Teile geteilt



ist, kann von beiden Seiten des Apparates durch zwei Fenster abgelesen werden. Eine kleinere Zählsscheibe zählt wiederum die vollen Umdrehungen der ersteren, so daß man durch Differenzbildung der Anfangs- und Endablesung den gesuchten Wert der Umfahrung erhält. Ein Steigen des Skalenwertes entspricht einem positiven, ein Fallen des Skalenwertes einem negativen Wert des Resultates.

Bei der Umfahrung eines Schnittes führt also das Instrument zwei Bewegungen aus: Durch die *Drehung* um die Instrumentenachse wird entsprechend der jeweils eingestellten Funktionen  $\sin$  oder  $\cos$  von  $\varphi$  oder einem Mehrfachen von  $\varphi$  eine Arbeitsscheibe betätigt, die ihre Bewegungsgröße über ein Friktionsrädchen auf die Zählsscheibe überträgt. Durch die Bewegung des Fahrstiftes in radialer Richtung wird die Bewegung der Arbeitsscheibe bzw. des Zählrades entsprechend der Entfernung  $r$  oder ihres Logarithmus so variiert, daß die Ablesungsdifferenz am Zählrad das gewünschte Integral nach Multiplikation mit der Apparatenkonstante ergibt.

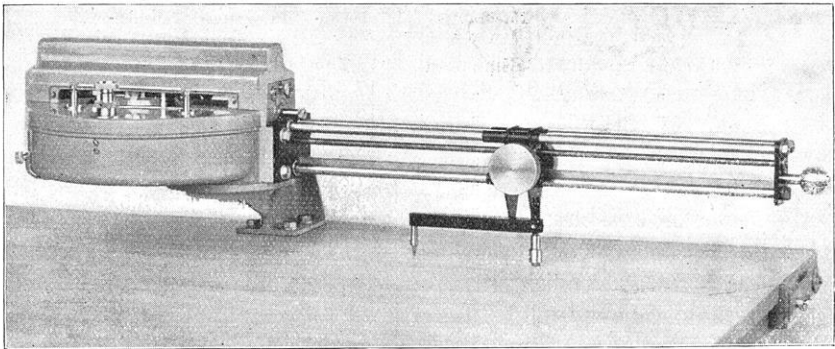


Fig. 1. Integrator zur Berechnung von Schwerewerten

Eine genaue Gebrauchsanweisung über die Reihenfolge der Schaltungen, die anzuwendenden Formeln, Apparatekonstanten usw. ist dem Instrument beigegeben. Aus der beigegebenen Abbildung ist das Äußere des Instrumentes und sein Raumbedarf erkennbar.

Das Instrument wurde mir freundlicherweise von den Askaniawerken für längere Zeit zur Auswertung von Drehwaagenmessungen überlassen und es hat mechanisch einwandfrei zur vollsten Zufriedenheit gearbeitet.

Einstellung	Skalenablesung							
	I	II	I	II	I	II	I	II
$\varphi \frac{dr}{r}$	19	19.5	58	62	170	174	12.5	12.5
$\varphi r$	21	21.5	34	34	25	25.5		
$2 \varphi \frac{dr}{r}$	14	14.5	336	334	274	272	160	159
$2 \varphi r$	6	6.5	87	85				
$3 \varphi \frac{dr}{r}$	115.5	113	106	104	73	73	66	66
$3 \varphi r$	52	53	34	34				

Die erste Prüfung erstreckte sich auf die Reproduzierbarkeit gleicher Werte bei mehrfacher Umfahrung des gleichen Schnittes. Aus dem vorhandenen Zahlenmaterial habe ich willkürlich einige Werte in der vorstehenden Tabelle zusammengestellt, die beweisen, daß die Übereinstimmung der Ablesungen sehr gut ist. Es wurde sogar bei den verschiedenen Umfahrungen nicht besonders darauf geachtet, ganz exakt mit dem Fahrstift auf den Schnittlinien zu bleiben, so daß die Differenzen zum Teil noch auf Konto dieser Ungenauigkeiten gehen.

Fünffache Ablesung in der Nähe des Nullpunktes bei Einstellung  $2\varphi$  und  $dr/r$  ergab die Skalenwerte 226, 222, 224, 224, 222,5.

Ferner wurde die Übereinstimmung von den durch den Integrator gewonnenen Gradientenwerten mit denen aus einer Auszähltablelle gefundenen verglichen. Zwei Beispiele folgen, die sich auf zweidimensionale Körper, d. h. beiderseits unendlich zur Bildebene, beziehen:

Schnitt	Integratorwert	Tabellenwert	Integratorwert	Tabellenwert
1 $Uxz =$	11.8 Einheiten	12.7	9	8
2 "	16.8	17	14	14.7
3 "	18	18	20.8	22
4 "	17.2	17.2	25.5	24
5 "	14.3	13.8	17.5	17.7
6 "	8.3	7.8	10.4	10
7 "	3.3	3	4.2	3.5

Da die Auszählung von allgemeinen, d. h. begrenzten Körpern, wenn man sie genau machen will, ziemlich zeitraubend ist, so wurde nur in zwei Fällen eine Vergleichsrechnung durchgeführt. Im ersten Falle ergaben beide Verfahren den gleichen Gradienten von 13 Einheiten, im zweiten Falle ergab der Integrator 17,8 Einheiten gegen 18 Einheiten Tabellenwert, also eine ganz ausgezeichnete Übereinstimmung.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß mit dem Integrator eine Genauigkeit bis auf etwa 5% sich erreichen läßt, ohne daß besonders sorgfältig gearbeitet zu werden braucht, daß also das Instrument dem Bedürfnis des Praktikers, der mit seiner Zeit haushalten muß, vollauf genügt. Berücksichtigt man ferner, daß die gemessenen Gradienten durch die Einflüsse des nahen Untergrundes bei weitem ungenauer sind, so ist diese Genauigkeit mehr als ausreichend.

Im obigen habe ich festgestellt, daß das Instrument gestattet, alle bei Drehwaagen- und Pendelmessungen vorkommenden Werte zu ermitteln und daß die Genauigkeit und Zuverlässigkeit mehr als ausreichend für alle Fälle der Praxis ist. Es ist ferner anwendbar für alle Integrale, die in die eingangs erwähnten Formen sich bringen lassen und wird deshalb für zahlreiche andere wissenschaftliche Probleme anwendbar sein. Was nun den sehr wichtigen Punkt der Zeitersparnis anbelangt, so bedeutet das Instrument zweifellos einen großen Fortschritt gegenüber der bis jetzt üblichen Methode der theoretischen Berechnung durch Auszähltablellen. Die vorbereitende Zeichenarbeit ist für beide Verfahren dieselbe. Bei zweidimensionalen Körpern beträgt die Zeitersparnis nach meinen Erfahrungen

etwa 20% gegenüber dem Auszählverfahren. Bei begrenzten Körpern kann man etwa 50% Zeit sparen, da die Schlußintegration über sämtliche Radialschnitte sehr genau ist und man deshalb von vornherein mit weniger Schnitten auskommt.

Für vorbereitende Zeichenarbeit, doppelte Umfahrung von zwölf Schnitten und zwei Schlußintegrationen benötigte ich etwas mehr als 1 Stunde, was zwei Gradientenwerte ergab.

Für die Gradientenkurve eines Salzdomes z. B. genügt im allgemeinen die Berechnung von sechs bis acht Gradienten in verschiedenen Entfernungen vom Dom, so daß man an einem Tage bequem zwei vollständige Kurven berechnen kann.

Die Arbeit läßt sich wesentlich abkürzen, wenn man bei derartigen Berechnungen zunächst die Kurven für senkrecht zur Bildebene unbegrenzte Körper errechnet, die erhaltenen Gradienten schätzungsweise oder nach einer Faustregel für begrenzte Körper reduziert und erst nachdem man so eine genügende Annäherung an die gewünschte Kurve erhalten hat, die genaue Berechnung mittels Radialschnitte für den begrenzten Körper durchführt.

Außer der Zeitersparnis sehe ich in dem Instrument einen nicht zu unterschätzenden Vorteil in der großen Sicherheit gegen Verrechnen und Verzählen. Wer jemals stundenlang mit Auszähltabellen gearbeitet hat und im Ermüdungsstadium anfang sich zu verrechnen und zu verzählen und verzweiflungsvoll die Arbeit wieder von vorn begann, wird es zu schätzen wissen, wenn ihm durch das Instrument der größte Teil dieser geisttötenden Arbeit abgenommen wird.

Jedenfalls wird man im Besitz eines solchen Instrumentes viel eher sich die Zeit nehmen können, die qualitative Auswertung von Schweremessungen durch die quantitative Durchrechnung zu kontrollieren und zu sichern, und insofern ist es eine große Hilfe für den praktischen Geophysiker, der mit *kleinem* Personalstab auskommen muß. Vollste Ausnutzung findet der Integrator in den Zentralen größerer Gesellschaften, bei denen ein reiches Material zur genaueren Durcharbeitung zusammenströmt.

---

## Über eine Messung der Bewegung von Pfeilern

Von J. Egedal — (Mit 1 Abbildung)

Um einen Satz Niveauvariometer und einen hydrostatischen Nivellierapparat, die zur Bestimmung von kleinen Höhenänderungen bestimmt sind, zu prüfen, wurde die Variation des Höhenunterschiedes von zwei Pfeilern, die in einem Abstand von 5 m voneinander standen, untersucht. Durch zwei verschiedene Methoden wurde die Schwankung der jährlichen Variation übereinstimmend zu rund 100  $\mu$  gemessen. Dieses Resultat deutet darauf hin, daß die Instrumente für die Messung der verschiedenen kleinen Höhenänderungen der Erdrinde verwendbar sind.

Die Messung wurde in einem Keller vorgenommen. Die Instrumente wurden auf (oder nahe bei) zwei Pfeilern aus Marmor, die in einem Abstand von 5 m voneinander unmittelbar auf dem Zementboden stehen, aufgestellt.

Die Instrumente umfassen einen Satz Niveauvariometer<sup>1)</sup> und einen von D. la Cour konstruierten hydrostatischen Nivellierapparat<sup>1)</sup>.

Die Niveaulariometer, wodurch Höhenänderungen der Pfeiler auf hydrostatischem Wege gemessen wurden, wurden für Skalenablesung aufgestellt und jeden Tag mehrmals abgelesen.

Mittels der hydrostatischen Nivellierapparate, die auf Fixpunkte nahe der zwei Pfeiler angebracht waren, wurde der Höhenunterschied dieser Fixpunkte zweimal während der Untersuchung bestimmt.

Das Resultat der Messung ist in Fig. 1 graphisch gegeben. Das Monatsmittel der von den Niveaulariometern bestimmten Höhenunterschiede für die Monate Januar bis Dezember 1931 ist durch kleine Zirkel gegeben. Nach der Unterbrechung

im Juli wegen der hydrostatischen Nivellierung wurde der Höhenunterschied so berechnet, daß kein Sprung in der Variation des Höhenunterschiedes hervorkommt. Die Ablesungen, die in Skalentheilen vorliegen, sind mittels der Skalenwerte (rd.  $1 \mu/\text{mm}$ ) berechnet und in der Figur auch in diesen Einheiten gegeben. Die jährliche Variation

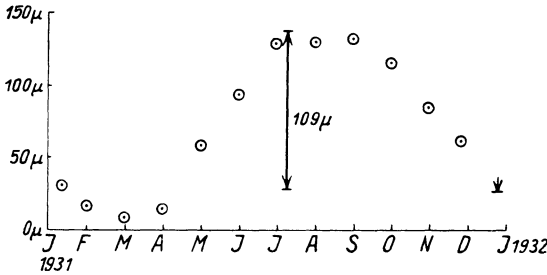


Fig. 1

des Höhenunterschiedes der Pfeiler geht deutlich aus der Figur hervor. Bemerkenswert ist, daß der Höhenunterschied anfangs und Ende des Jahres gleich ist. Das deutet darauf hin, daß die Differenz der Nullpunkte der Niveaulariometer sich nicht wesentlich geändert hat.

Eine absolute Messung der Änderung des Höhenunterschiedes der Pfeiler wurde mittels des hydrostatischen Nivellierapparates auf Umwegen vorgenommen, indem vorausgesetzt wurde, daß diese Änderung gleich der Änderung des Höhenunterschiedes der Fixpunkte ist. Zwei Bestimmungen des Höhenunterschiedes der Fixpunkte wurde vorgenommen, die erste am 18. Juli 1931, die zweite am 8. Januar 1932. Das Resultat dieser Bestimmungen war folgendes: 18. Juli 1931  $15059 \mu$ , 8. Januar 1932  $15168 \mu$  (mittlerer Fehler  $\pm 4 \mu$ ). Die gefundene Änderung beträgt  $109 \mu$  und stimmt sehr gut mit der durch die Niveaulariometer gefundenen Änderung überein. In der Figur ist das Resultat der Nivellierung auch veranschaulicht.

In Winkelmaß beträgt die jährliche Schwankung  $4''$ , was mit dem Resultat von R. Takahasi<sup>2)</sup> übereinstimmt. Diese jährliche Schwankung zeigt, daß der Fußboden ein jährliches Schaukeln macht, und daß die Pfeiler eine ähnliche Neigung erfahren können. Hierdurch wird es unterstrichen, daß Pfeiler für Horizontalpendel nicht den Fußboden berühren dürfen.

### Literatur

<sup>1)</sup> J. Egedal: On an apparatus for registration of variations in the position of the earth's crust with respect to the plump-line. Rep. of the 18. scandin. naturalist congress in Copenhagen 1929. Phys. Ber. **11**, 1084, 1930.

<sup>2)</sup> R. Takahasi: Preliminary report on the observation of the tilting of the earth's crust with a pair of water pipes. Bull. of the Earthquake Research Institute, Tokyo VIII, S. 143, 1930.

København, Geofysisk Afdeling Meteorologisk Institut.

## Ein statischer Schweremesser

(Zweite Mitteilung, Fortsetzung von Zeitschr. f. Geophys. VIII, S. 17, 1932)

Von **H. Haalek**, Potsdam — (Mit 3 Abbildungen)

8. Die Dimensionen des Instruments. 9. Die experimentelle Bestimmung der Skalenergebnisse. 10. Die Arretier- und Einstellvorrichtung. 11. Die praktische Ausführung von Schwerkraftmessungen. 12. Messungsergebnisse.

**8. Die Dimensionen des Instruments.** Technisch bietet der Bau des statischen Schwermessers in dem gegenwärtigen Stand der Entwicklung keine besonderen Schwierigkeiten mehr. Freilich waren bis zur Erreichung des jetzigen Stadiums ganz erhebliche Hindernisse zu überwinden, besonders was die Sicherheit der Abdichtungen anbelangte, außerdem weil es sehr häufig vorkam, daß irgendwelche von den vielen Glasverbindungen sprangen, sei es infolge von Unglücksfällen oder sei es als Folge von Spannungen im Material. Doch können alle diese technischen Schwierigkeiten jetzt als vollkommen überwunden gelten. Die Füllung des Apparats und die Einstellung erfordern, wenn sie prinzipiell auch keine Schwierigkeiten bieten, doch eine gewisse Übung, da es infolge des hohen Überdruckes sehr leicht vorkommen kann, daß Flüssigkeit oder auch Quecksilber in die Räume  $v$  bzw.  $v'$  überfließt. Eine Reinigung kann dann nur nach vollständigem Auseinandernehmen des Apparats erfolgen. Es würde an dieser Stelle zu weit führen, wollte man die vielen konstruktiven Einzelheiten des Instruments sowie die verschiedenen Versuche, welche damit angestellt worden sind, einzeln erörtern. Die Dimensionen des Apparats in dem jetzigen Zustand sind etwa folgende:

$$\begin{aligned}z - z' &= 130 \text{ cm.} \\p &= 1000 = 73.5 \text{ cm Hg.} \\p' &= 2650 = 195 \text{ cm Hg.} \\v &= 2000 \text{ cm}^3. \\v' &= 4600 \text{ cm}^3. \\F &= 105 \text{ cm}^2. \\q &= 0.01 \text{ cm}^2. \\σg &= 13.6 \text{ cm}^2 \text{ (Quecksilber).} \\σ'g &= 0.885 \text{ cm}^2 \text{ (Toluol).}\end{aligned}$$

Die Grundgleichung (3), S. 21, des statischen Schwermessers, um aus den Verschiebungen  $dx$  und  $dx'$  der Flüssigkeitsmenisken den Schwereunterschied

berechnen zu können, läßt sich unter Berücksichtigung von S. 24 und 25 auf folgende Form bringen:

$$dg = C_1 dx' - C_2 dx,$$

wobei gesetzt ist:

$$\left. \begin{aligned} C_1 &= \frac{g}{p' - p} \left\{ q \left[ \frac{p'}{v'} + \frac{(\sigma - \sigma')g}{F} \right] + \sigma' g \cos \varphi' \right\} \\ C_2 &= \frac{g}{p' - p} \left\{ q \left[ \frac{p}{v} + \frac{(\sigma - \sigma')g}{F} \right] + \sigma' g \cos \varphi \right\} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (4)$$

(Da die Höhe der unteren Meßkapillaren der oberen gleich ist, muß  $\sigma - \sigma'$  statt  $\sigma$  eingesetzt werden.) Mit den obigen Werten erhält man

$$C_1 = [4.15 + 527 \cos \varphi'] \cdot 10^{-3},$$

$$C_2 = [3.7 + 527 \cos \varphi] \cdot 10^{-3}.$$

Kennt man also die genaue Neigung der Meßkapillaren gegen die Horizontale (d. h. Libelle 2), so findet man die Skalenwerte allein durch Rechnung aus den Dimensionen des Instruments. Findet man die Neigung mit Hilfe einer Aufsatzlibelle zu  $90 - \varphi = 90 - \varphi' = 30'$ , so ergeben sich also rechnerisch

$$C_1 = 8.77 \cdot 10^{-3},$$

$$C_2 = 8.32 \cdot 10^{-3}.$$

Es gibt aber noch einen sehr einfachen Weg, um die Skalenwerte  $C_1$  und  $C_2$  experimentell zu ermitteln:

**9. Die experimentelle Bestimmung der Skalenwerte.** Das Verhältnis der Skalenwerte  $C_1/C_2$  läßt sich zunächst in einfacher Weise mit Hilfe der Verstellvorrichtung  $L$  finden. Für  $dg = 0$  folgt aus Gleichung (4):

$$\frac{C_1}{C_2} = \frac{dx}{dx'}.$$

Verstellt man die beiden Flüssigkeitsmenisken von dem einen Ende der Ablesekapillaren bis zum anderen Ende mittels der Verstellvorrichtung, so findet man also aus den Ausschlägen  $dx = x - x_0$  und  $dx' = x' - x'_0$  das Verhältnis  $C_1/C_2$ .

Beispiel:

$x'$	$x$	$dx'$	$dx$
15.9	16.1	13.3	14.0
2.6	2.1	13.2	13.8
15.8	15.9	13.3	13.9
2.5	2.0	13.2	13.9
15.7	15.9	13.1	14.1
2.6	1.8	13.1	14.1
15.7	15.9	13.0	13.7
2.7	2.2	13.17	13.94

Daraus folgt

$$C_1/C_2 = 1.06.$$

Die Bestimmung des Skalenwertes  $C_1$  erfolgt jetzt durch Neigung des Apparats mit Hilfe der Fußschraube I. Für eine Neigung um den Winkel  $\delta$  aus der Vertikalstellung heraus senkrecht zur Richtung der Ablesekapillaren gilt

$$dg = g(\cos \delta - 1)$$

oder, da  $\delta$  nur sehr klein bleibt:

$$dg = -g \frac{\delta^2}{2},$$

eingesetzt in Gleichung (4) folgt

$$C_1 = - \frac{g \delta^2}{2 \left( dx' - \frac{C_2}{C_1} dx \right)} \dots \dots \dots (5)$$

Da die Libellen nur relativ und nicht absolut die vertikale Stellung des Apparats angeben, muß der Apparat einmal mittels der Fußschraube I gehoben (+), das andere Mal gesenkt (−) werden. Für die Ausschläge  $dx'$  und  $dx$  nimmt man dann das Mittel aus den beiden Fällen.

Beispiel:

$x'$	$x$	$n$	$dx'$	$dx$
10.1	10.0	0	− 8.5	+ 8.9
1.6	18.9	+ 12	− 7.9	+ 8.7
9.5	10.2	0	− 8.6	+ 8.8
0.9	19.0	− 12	− 8.7	+ 8.8
9.6	10.2	0	− 8.5	+ 8.8

( $n$  = Zahl der Umdrehungen der Fußschraube).  $n = 12$ , d. h.  $\delta = 12 \cdot 0.001443$  (nach S. 26), d. h.:

$$C_1 = 8.8 \cdot 10^{-3},$$

$$C_2 = 8.3 \cdot 10^{-3}.$$

Das Mittel aus einer Anzahl von Skalenwertsbestimmungen ergab

$$C_1 = 8.85 \cdot 10^{-3},$$

$$C_2 = 8.40 \cdot 10^{-3}.$$

Der experimentell ermittelte Skalenwert stimmt also mit dem rechnerisch aus den Dimensionen des Apparats gefundenen Wert sehr gut überein. Ein Milligal Schwereänderung entspricht demnach einer Verschiebung der beiden Flüssigkeitsmenisken um etwa 1.2 mm relativ zueinander.

Da die Skalenwerte nur von den Dimensionen abhängen, so bleiben sie unverändert konstant. Wegen ihrer Abhängigkeit von der Neigung der Ablesekapillaren ist die Libelle 2 besonders stabil zu befestigen und die Skalenwertsbestimmung von Zeit zu Zeit zu wiederholen.

**10. Die Arretier- und Einstellvorrichtung.** Die Arretiervorrichtung, mit Hilfe deren die Quecksilbermasse festgelegt wird, so daß ein Überfließen der Flüssigkeit in die Räume  $v$  bzw.  $v'$  und ebenfalls ein zu starkes Durchschütteln infolge der Erschütterungen beim Transport verhindert wird, ist denkbar einfach. Sie besteht lediglich darin, daß das Verbindungsrohr zwischen den beiden Quecksilbergefäßen einen Hahn enthält, der von außen her geöffnet und geschlossen werden kann.

Der Einfluß ungenügender Horizontierung auf die Messungen ist sehr gering, da die Neigung des Apparats nur mit dem Kosinus des Neigungswinkels in die Ableseung eingeht. Aus Gleichung (5) folgt in Verbindung mit Gleichung (4), daß eine Neigung um

$$\delta = \sqrt{2 \frac{dg}{g}}$$

aus der Vertikalstellung heraus einen Fehler von einem Milligal verursachen würde für

$$\delta = \sqrt{\frac{2 \cdot 0.001}{981}} = 0.00143 = 5'.$$

Da die Neigung der Meßkapillaren aber von großem Einfluß auf die Stellung der Flüssigkeitsmenisken ist, so muß auf recht genaue Einstellung der Libelle 2 sorgfältig geachtet werden.

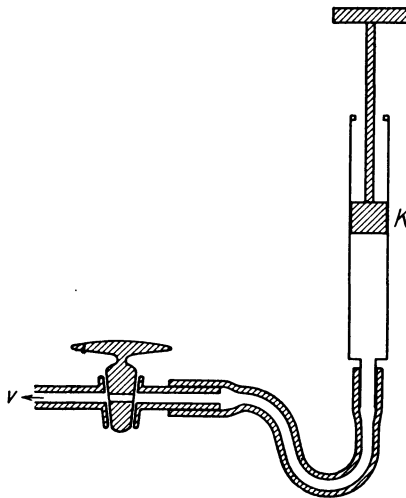


Fig. 6. Einstellvorrichtung

Der Ablesebereich ist für  $x'$  und  $x$  von 0 bis 18 cm. Aus Gleichung (4) folgt damit, daß Schwereunterschiede bis zu  $\pm 150$  Milligal gemessen werden können. Die Flüssigkeitsmenisken dürfen die angegebenen Grenzen nicht über-



schreiten, da sonst infolge der Änderung der Oberflächenspannung in der Nähe der Biegungen der Kapillaren große Fehler möglich sind.

Reicht die Skala für einen zu messenden Schwereunterschied nicht mehr aus, so lassen sich die Flüssigkeitsmenisken in einfacher Weise neu einstellen. Fig. 6 zeigt die Einstellvorrichtung. Der Raum  $v$  ist durch ein Glasrohr, welches durch einen Hahn abgeschlossen werden kann, mit einem Zylinder verbunden, in welchem ein Kolben  $K$  hin und her bewegt werden kann. Will man die Einstellung der Menisken verstellen, so öffnet man den Hahn und kann jetzt die Stellung der Menisken je nach Einstellung des Kolbens nach Belieben ändern. Haben die Menisken die gewünschte Einstellung erreicht, so schließt man vorsichtig den Hahn, wobei die Menisken im Moment des Schließens möglichst wenig in Bewegung sein dürfen, da diese erheblich nachwirkt.

Kommen also bei Messungsreisen Schwereunterschiede vor, welche den Skalenbereich überschreiten, so muß man die Messungen stufenweise ausführen und an einzelnen Punkten die Menisken verstellen, was leicht innerhalb weniger Minuten ausgeführt werden kann.

### 11. Die praktische Ausführung von Schwerkraftsmessungen im Gelände.

Fig. 7 zeigt eine Ansicht des statischen Schweremessers ohne den äußeren Schutzmantel. Die Höhe des vollständigen Instruments beträgt etwa 180 cm, der Durchmesser 65 cm. Das Gewicht beträgt in meßfertigem Zustande — also mit Wasser und Eis gefüllt — etwa 6 Zentner. Das Instrument besitzt einen dicken Wärmeschutzmantel, um ein zu rasches Schmelzen des Eises zu verhindern. Während des Transports, aber auch stets, wenn der Apparat nicht unter Eis gehalten wird, muß die Arretiervorrichtung geschlossen bzw. der Kolben  $K$  möglichst zurückgezogen sein, da sonst leicht die Gefahr besteht, daß mal Flüssigkeit in die Räume  $v$  bzw.  $v'$  überfließt.

Soll der statische Schweremesser meßbereit gemacht werden, so geschieht es am besten ein bis zwei Tage vorher, ehe die Messungen begonnen werden, da nach dem Einfüllen des Eises und Wassers der erste Temperaturengleich zwar sehr schnell vor sich geht, die letzte vollkommene Ausgleichung des ganzen Apparats auf  $0^{\circ}$  aber sehr lange Zeit in Anspruch nimmt. Nach einigen Stunden

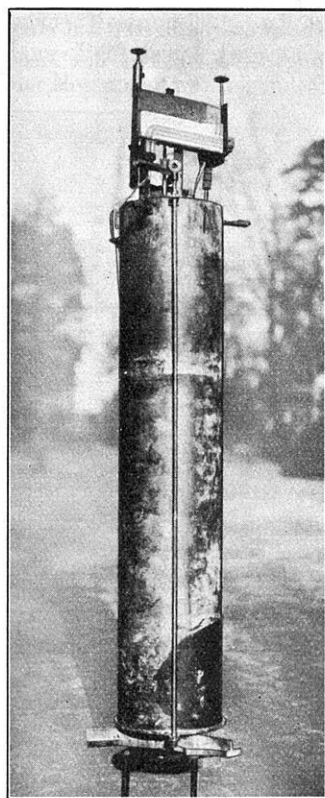


Fig. 7. Statischer Schweremesser  
(ohne Schutzgehäuse)

kann man nach vorsichtiger Desarretierung den Kolben *K* mittels der Schraube *L* hineinschrauben und die Menisken einstellen. An der Änderung der Einstellung kann man dann verfolgen, ob die Temperatur sich genügend ausgeglichen hat oder noch nicht. Am Morgen vor Beginn der Messungen kann man, nachdem man etwas Eis nachgefüllt hat, die Menisken einstellen und mit den Messungen beginnen. Ein Nachfüllen von Eis während des Tages, welches oben durch den Deckel erfolgen kann, hat sich bis jetzt auch im Sommer kaum als nötig erwiesen.

Für die Messungsreisen auf dem Festlande wird der statische Schweremesser am zweckmäßigsten auf ein Auto montiert, und zwar federnd aufgehängt. Fig. 8 zeigt eine Ansicht des Instruments in meßbereitem Zustand auf dem Wagen.



Fig. 8. Statischer Schweremesser in meßfertigem Zustande

Die Ausführung der Messungen geht sehr schnell vor sich und ist so einfach, daß sie ohne weiteres von jedem Nichtfachmann ausgeführt werden kann. Die Meßpunkte legt man am zweckmäßigsten so, daß die Höhe des Punktes über dem Meeresspiegel ohne weitere Nivellementsarbeiten den Meßtischblättern entnommen werden kann, was im allgemeinen stets möglich ist (z. B. an besonderen Punkten der Landstraßen, Brücken, Eisenbahnen, trigonometrischen Punkten usw.). An diesen Punkten hält das Auto an, man horizontalisiert das Instrument, löst die Arretierschraube, entfernt die Blasen in den Meßkapillaren mit Hilfe der Verstellvorrichtung (vgl. S. 24) und kann dann ablesen. Die Ablesungen werden einige Male wiederholt; die Unterschiede erweisen sich im allgemeinen als unwesentlich. Nach Arretierung des Instruments kann man dann zum nächsten Meßpunkt weiterfahren. Der gesamte Meßvorgang an einer Station dauert also günstigstenfalls nicht länger als 5 bis 10 Minuten. So nahm z. B. eine Messungsreihe Potsdam—

Treuenbrietzen (36 km, 6 Meßpunkte in durchschnittlich 7 km Abstand) im günstigsten Falle knapp 2 Stunden in Anspruch. Die Berechnungsarbeiten bestehen lediglich darin, daß man die Differenz der Ablesungen gegen diejenigen im Hauptpunkt bildet und mit dem Skalenwert multipliziert. Damit hat man dann den tatsächlichen Schwereunterschied; die weiteren Reduktionen der gemessenen Schwerewerte (auf Meeresniveau, Bouguersche Korrektion, Geländewirkung) sind ziemlich einfach und vom Instrument unabhängig.

**12. Messungsergebnisse.** Die erste vollständige Messungsfahrt wurde ausgeführt am 7. September 1931, und zwar von Potsdam—Rehbrücke—Drewitz—Potsdam—Treuenbrietzen und zurück. Das Ergebnis der Messungen war folgendes:

Ort	$x'$	$x$	$d g$ (in Milligal)
Potsdam . . . . .	8.0	10.7	+ 1
Drewitz . . . . .	8.9	10.0	+ 17
Rehbrücke . . . . .	8.9	9.95	+ 16
Drewitz . . . . .	7.9	10.95	— 2
Rehbrücke . . . . .	8.3	10.65	+ 4
Drewitz . . . . .	8.2	10.65	+ 4
Potsdam . . . . .	8.25	10.7	+ 3
Potsdam . . . . .	7.9	11.1	— 4
Michendorf . . . . .	9.95	8.85	+ 39
Seddin . . . . .	8.4	10.4	+ 8
Beelitz . . . . .	7.3	11.9	— 18
Buchholz . . . . .	7.55	11.4	— 10
Treuenbrietzen. . . . .	6.8	12.2	— 26
Buchholz . . . . .	8.25	10.55	+ 5
Beelitz . . . . .	8.1	11.0	0
Seddin . . . . .	8.2	10.65	+ 3
Michendorf . . . . .	8.6	10.25	+ 11
Potsdam . . . . .	8.3	11.2	— 1
Potsdam . . . . .	8.0	11.2	— 4 (am folgenden Tag).

$$x'_0 = 8.1$$

$$x_0 = 10.9$$

$$\text{Skalenwert } C_1 = C_2 = 10 \cdot 10^{-3} \text{ cgs.}$$

Die Übereinstimmung der Wiederholungsmessungen ist folgende:

					Mittelwert der Differenz gegen Potsdam	
Potsdam . . . . .	+ 1	+ 3	— 4	— 1	— 4	$0 \pm 2$
Rehbrücke . . . . .	+ 16	+ 4				+ 11
Drewitz . . . . .	+ 17	— 2	+ 4			+ 7
Michendorf . . . . .	+ 39	+ 11				+ 26
Seddin . . . . .	+ 8	+ 3				+ 6
Beelitz . . . . .	— 18	0				— 8
Buchholz . . . . .	— 10	+ 5				— 2
Treuenbrietzen. . . . .	— 26					— 25

}  $\pm 5$   
 }  $\pm 12$

Den vorhandenen Pendelmessungen nach sind die Schwerkraftsunterschiede gegen Potsdam ungefähr:

Rehbrücke—Drewitz . . . . .	+ 10
Michendorf . . . . .	+ 8
Treuenbrietzen. . . . .	— 23

(umgerechnet auf die neue Instrumentenhöhe; außerdem stimmen die Punkte der Pendelmessungen nicht genau mit den Punkten der statischen Messungen überein). Innerhalb der gefundenen Unsicherheit stimmen die Werte also mit den Pendelmessungen überein, mit Ausnahme des beträchtlich herausfallenden ersten Wertes von Michendorf.

Seit dieser ersten Messungsfahrt im Gelände sind wiederholt Messungsreihen längs der Versuchsstrecke Potsdam—Treuenbrietzen ausgeführt worden, um das Ergebnis irgendwelcher Abänderungen am Instrument auszuprobieren. Eine wesentliche Verbesserung der Meßsicherheit haben diese bis jetzt aber noch nicht erkennen lassen. Als gesichert kann man bis jetzt nur ansehen, daß der statische Schweremesser bei Geländemessungen Schwereunterschiede mit einer Sicherheit von innerhalb etwa  $\pm 10$  Milligal anzeigt. Es ist sehr schwierig, herauszufinden, welches die Ursachen der noch vorhandenen Meßunsicherheit sind, da alle Vergleichsmöglichkeiten fehlen. Immerhin haben die bisherigen Versuche schon wesentliche Anhaltspunkte ergeben. Da die Laboratoriumsmessungen eine etwa den Pendelmessungen entsprechende Meßgenauigkeit zeigen (vgl. z. B. die Skalenergebnisbestimmungen), die Temperaturkompensation von den Erschütterungen des Transports aber nicht — zum mindesten nicht in der beobachteten Weise — beeinflußt werden kann, so ist anzunehmen, daß die Fehlerquelle in der Ablesevorrichtung zu suchen ist, welche eben durch die andauernden Erschütterungen beim Transport beeinflußt wird. Es sind nun noch in dieser Hinsicht eine ganze Anzahl von Verbesserungsmöglichkeiten vorhanden, die einzeln ausprobiert werden müssen. Die Versuche werden mit Unterstützung aus den Mitteln der Deutschen Notgemeinschaft der Wissenschaft fortgesetzt. Über die weiteren Ergebnisse werde ich in einem späteren Aufsatz berichten.

---

## Die allgemeine Koinzidenzkurve

Von **H. Martin**, Jena — (Mit 11 Abbildungen)

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

Es wird der Zusammenhang zwischen dem Frequenzverhältnis zweier Schwingungsvorgänge und den zugehörigen Koinzidenzkurven allgemein untersucht und an einigen experimentellen Beispielen erläutert.

In der Geophysik wird bei absoluten und relativen Schweremessungen\*) zur Bestimmung der Schwingungsdauer eines freischwingenden  $1/i$  Sekundenpendels unter Verwendung der Koinzidenzbeobachtungsmethode die Formel

$$T = \frac{c}{i \cdot c \pm 1} \dots \dots \dots (1)$$

verwandt. Darin ist  $i$  als Frequenz definiert, und das Koinzidenzintervall  $c$  ist in Sekunden anzugeben.

Nicht ganz klar geht aus der Literatur hervor, unter welchen Bedingungen einfache Koinzidenzkurven für  $i$  entstehen. Einmal soll  $i$  gleich einer ganzen Zahl\*\*), einmal gleich dem Verhältnis zweier kleiner ganzen Zahlen sein\*). Unter einer einfachen Koinzidenzkurve verstehen wir eine solche, bei der aufeinanderfolgende Blitze zur selben Kurve gehören.

Wir wollen deshalb ganz allgemein die Frage nach der Entstehung von Koinzidenzkurven behandeln, wobei als weitere Voraussetzung gelten soll, daß zwei aufeinanderfolgende Koinzidenzblitze nicht derselben Kurve anzugehören brauchen. Es soll die Bestimmung der Veränderung einer Schwingungsdauer  $T_1$  mit Hilfe einer bekannten Schwingungsdauer  $T_2$  unter Verwendung der Koinzidenzmethode vorgenommen werden. Die Schwingungsdauern  $T_1$  und  $T_2$  seien die Zeiten einer vollen Periode (in der Geophysik rechnet man im Gegensatz hierzu durchweg für Pendel mit den Halbperioden) mit den entsprechenden Frequenzen  $N_1$  und  $N_2$ . Das als bekannt vorausgesetzte Verhältnis der beiden Schwingungsdauern  $T_2/T_1$  liege am nächsten der ganzen Zahl  $n$ . In dieser Voraussetzung besteht der Unterschied gegenüber dem Schwebungsintervall, wo  $n$  immer ungefähr gleich Eins sein muß. Somit können wir

$$n \sim \frac{T_2}{T_1}$$

schreiben.

\*) Schmehl in Wien-Harms, Handb. d. Experimentalphys. 25, II, S. 196.

\*\*) Derselbe: Zeitschr. f. Geophys., 5. Jahrg. (1929), S. 1.

Wenn  $T_C$  die Dauer eines Koinzidenzintervalles in Sekunden ist, dann besteht entsprechend (1) die Beziehung

$$T_1 \left( n \pm \frac{T_2}{T_C} \right) = T_2 \dots \dots \dots (2)$$

oder unter Verwendung der Frequenzen

$$n \cdot N_2 \cdot T_C \pm 1 = N_1 \cdot T_C \dots \dots \dots (3)$$

d. h. es macht in der Zeit des Koinzidenzintervalles die schnellere Schwingung genau eine Schwingung mehr oder weniger. Ist  $n = 1$ , so erhalten wir, da in

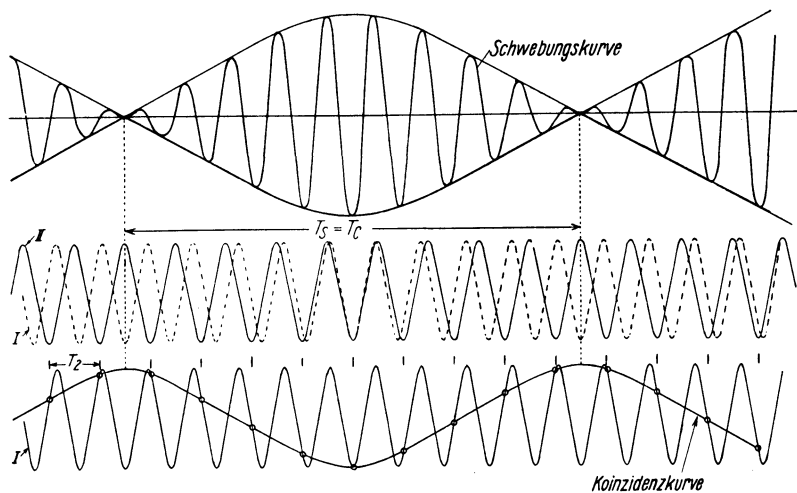


Fig. 1. Schwebungskurve und Koinzidenzkurve

diesem Falle das Schwebungsintervall gleich dem Koinzidenzintervall ist, die bekannte Schwebungsformel:

$$T_C = T_S = \frac{T_1 \cdot T_2}{T_2 - T_1} \dots \dots \dots (4)$$

(2) schreiben wir in der Form:

$$T_1 = \frac{T_2}{n \pm \frac{T_2}{T_C}} = \frac{T_2}{n \pm \Delta n} \dots \dots \dots (5)$$

Denken wir uns mit den beiden Schwingungen

$$T_n = \frac{T_2}{n} \quad \text{und} \quad T_1 = \frac{T_2}{n + \Delta n}$$

Schwebungen erzeugt, so gibt deren Anzahl in der Zeiteinheit direkt den Frequenzunterschied.

Der prinzipielle Unterschied in der Entstehung der Schwebungs- und der Koinzidenzkurve ist in der Fig. 1 zum Ausdruck gebracht. Die Schwebungskurve, entsteht durch die geometrische Zusammensetzung der beiden Ausgangskurven I und II. Die Koinzidenzkurve ist dadurch konstruierbar, daß man diejenigen Punkte der einen Kurve I verbindet, bei denen der Zeitabstand einer Periode der anderen Kurve II entspricht. Dieses letztere Verfahren ist nicht daran gebunden, daß die Perioden der beiden Schwingungen ungefähr gleich sind, sondern sie können in jedem beliebigen Zahlenverhältnis stehen.

Ehe wir die Versuche auführen, wollen wir uns kurz mit der Formel (2) beschäftigen, die wir in der Form (5) schreiben:

$$T_1 = \frac{T_2}{n \pm \frac{T_2}{T_C}}$$

wobei

$$n \sim \frac{T_2}{T_1}$$

ist ( $n$  eine ganze Zahl). Wir nehmen an, daß die Koinzidenzblitze in einem Abstand von  $T_2 = 1$  sec erfolgen, womit

$$T_1 = \frac{1}{N \pm \frac{1}{T_C}} \dots \dots \dots (5a)$$

ist, da

$$\frac{n}{T_2} = N$$

wird. In Fig. 2 ist die Abhängigkeit vom reziproken Werte der Schwingungsdauer, also von der Schwingungszahl, bei veränderlichem Koinzidenzintervall aufgetragen. Daraus geht hervor, daß für jede Schwingungszahl zwei Koinzidenzintervalle existieren. An den Stellen  $N + 0, N + 1, N + 2, \dots$  haben wir Resonanzstellen, da  $T_2 = 1$  sec ist, und das Koinzidenzintervall wird unendlich (s. später), was sich in einer parallelen Koinzidenzkurve äußert. Wir können die Parallelität der Koinzidenzkurven aber auch so erklären, daß, wie aus Fig. 2 hervorgeht, das Koinzidenzintervall gleich einer Sekunde wird. Dann können wir schreiben:

$$T_1 = \frac{1}{N + \frac{1}{\infty}} = \frac{1}{(N \pm 1) \mp \frac{1}{1}},$$

da die Beziehung

$$T = \frac{1}{N + \frac{1}{T_{C1}}} = \frac{1}{N + 1 - \frac{1}{T_{C2}}}$$

besteht.  $T_{C_1}$  und  $T_{C_2}$  sind verschieden und nehmen denselben Wert im Schnittpunkt der beiden Kurven an, und zwar für

$$T_C = \frac{1}{0.5} = 2 \text{ sec.}$$

In diesem Falle erhalten wir zwei Koinzidenzkurven, weil dieselbe Phase der Frequenz  $N_1$  nur alle 2 sec wiederkehrt.

Weiter ist, wie aus Fig. 2 hervorgeht:

$$T_1 = \frac{1}{N \pm \frac{1}{T_C}} \dots \dots \dots (5 \text{ b})$$

d. h. man muß wissen, auf welchem Aste man sich befindet, da jedem Koinzidenzintervall  $T_C$  zwei Zeiten zukommen.

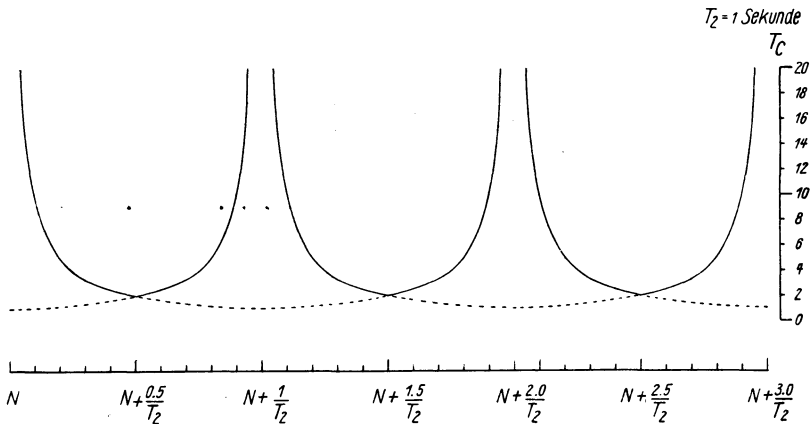


Fig. 2. Abhängigkeit der Schwingungszahl vom Koinzidenzintervall

Bei den noch folgenden Beispielen erfolgten die Koinzidenzblitze in einem Abstand von  $T_2 = 2$  sec. Wir erhalten dann

$$T_1 = \frac{1}{\frac{n}{2} \pm \frac{1}{T_C}},$$

wobei wieder  $T_2/T_1$  am nächsten der ganzen Zahl  $n$  liegen soll. Die Kurve in Fig. 2 erhält in diesem Falle den doppelten Abszissenmaßstab, weil nach

$$2 (n/2 + 0.5) \text{ Schwingungen}$$

dieselbe Phase wiederkehrt.

Ganz ähnlich liegen die Verhältnisse, wenn der Abstand der Koinzidenzblitze  $T_2 = 3, 4, 5, \dots$  sec beträgt. Wir bekommen dann zwischen  $N$  und  $N + 1$



$T_2 - 1$  Resonanzstellen, wie wir die Stellen bezeichnen, an denen das Koinzidenzintervall unendlich wird. Somit können wir (2) in der allgemeinen Form

$$T_1 = \frac{T_2}{N \cdot T_2 + z \pm \frac{T_2}{T_C}} \dots \dots \dots (6)$$

darstellen, wobei  $z$  die Werte 1 bis  $T_2 - 1$  annehmen kann. Denn zwischen (2) und (6) besteht die Beziehung

$$n = N \cdot T_2 + z$$

( $n$ ,  $N$  und  $z$  ganze Zahlen).

Die Versuchsanordnung. Die Versuchsanordnung ist in Fig. 3 schematisch dargestellt. Dabei handelt es sich um dieselbe Anordnung, wie sie beim

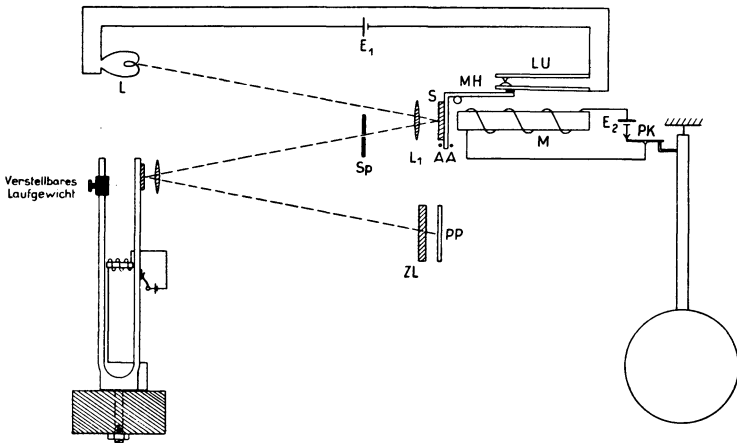


Fig. 3. Schematische Versuchsanordnung

photographischen Koinzidenzverfahren\*) [s. Zeitschr. f. Geophys. 5, 148 (1931)] zur Bestimmung der Schwingungsdauer von frei schwingenden Pendeln verwandt wurde. Wie aus Fig. 3 hervorgeht, ist gegenüber der früheren Anordnung das frei schwingende Pendel durch eine Kontaktstimmgabel ersetzt worden. Der Pendelkontakt  $PK$  unterbricht und schließt alle 2 sec den Stromkreis durch den Magneten  $M$ . Im gleichen Rhythmus wird der Spalt  $Sp$  kurz beleuchtet, dessen Bild entsprechend der jeweiligen Phase der Stimmgabelschwingung über die Zylinderlinse  $ZL$  auf die photographische Platte  $PP$  abgebildet wird. Entsprechend der Anordnung in der Fig. 3 kann man dafür sorgen, daß der Koinzidenzblitz, der bei Schließung des Magnetstromkreises entsteht, ausgeblendet wird. Ist das Frequenzverhältnis  $n$  der Uhr und der Stimmgabel nur wenig von einer ganzen Zahl ver-

\*) Genaue Beschreibung der Apparatur in Gerlands Beiträgen zur Geophysik, Ergänzungshefte für angewandte Geophysik 2, (1931), Heft 2/3.

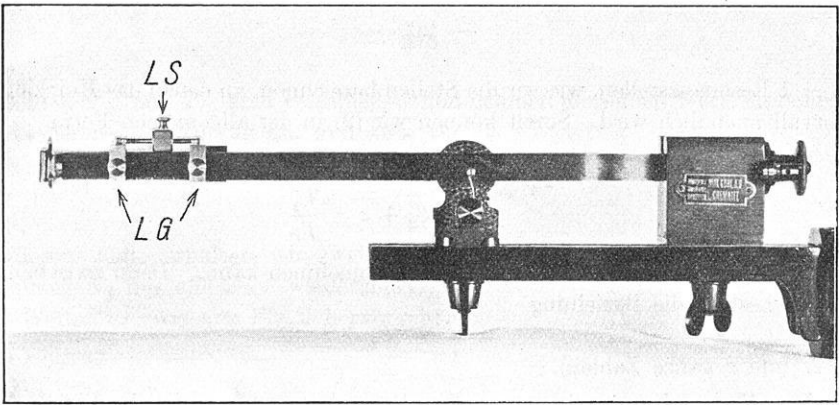


Fig. 4. Stimmgabel mit Laufgewicht (LG) und feinverstellbarer Luftschraube (LS)

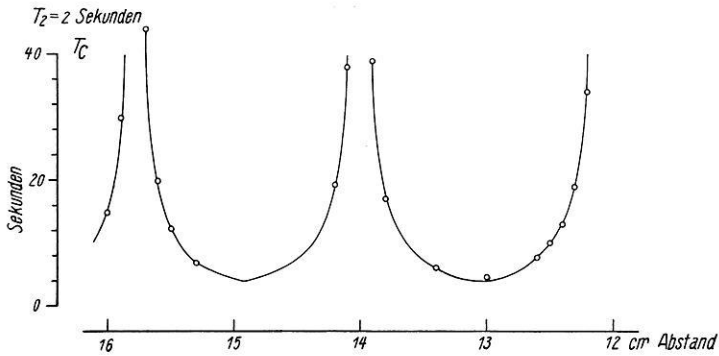


Fig. 5 a. Abhängigkeit des Koizidenzintervalles vom Abstand des Laufgewichtes

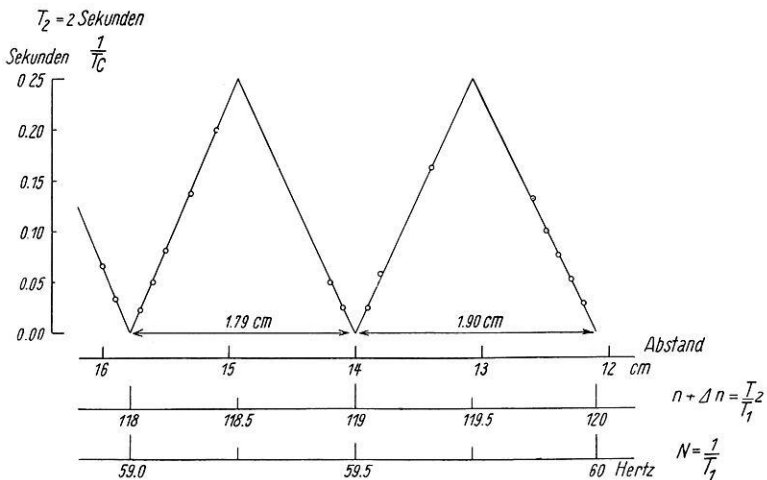


Fig. 5 b. Abhängigkeit des reziproken Koizidenzintervalles vom Abstand des Laufgewichtes bzw. von der Frequenz der Stimmgabel

schieden, so behalten wir bei einer Bewegung der photographischen Platte senkrecht zur Zeichnungsebene genau solche Koinzidenzkurven, wie bei der Verwendung von frei schwingenden Pendeln mit entsprechend abgestimmten Schwingungsdauern.

Eine Änderung der Schwingungsdauer der Stimmgabel und damit des Koinzidenzintervalls läßt sich nun sehr einfach dadurch bewirken, daß man ein an der Stimmgabel angebrachtes Laufgewicht in kleinen Grenzen verschiebt. Dieses Laufgewicht ist in Fig. 4 zu sehen. Man kann größere Frequenzänderungen durch Verschieben des ganzen Laufgewichtes bewerkstelligen, während man kleine Veränderungen durch Drehen der feinverstellbaren Laufschaube *LS* hervorrufen kann.

In Fig. 5a ist eine solche experimentell aufgenommene Kurve wiedergegeben. Als Abszisse ist der Abstand des Laufgewichtes *LG* von der Schraube der Kontakt-

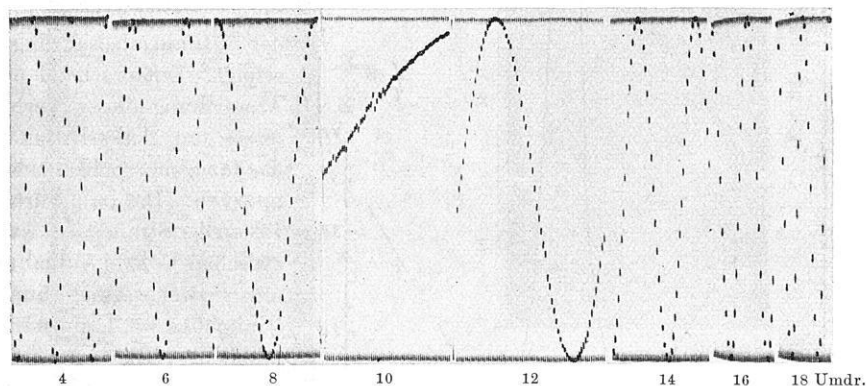


Fig. 6. Änderung des Koinzidenzintervalles durch Verschieben des Laufgewichtes

feder der Stimmgabel und als Ordinate das mit der Stoppuhr gemessene Koinzidenzintervall aufgetragen. Dabei ist es, wie Fig. 5b zeigt, vorteilhaft, als Ordinate das reziproke Koinzidenzintervall aufzutragen, weil man dadurch das Unendlichwerden der Kurve vermeidet. Der reziproke Wert des Koinzidenzintervalles gibt direkt den Frequenzunterschied. Das Frequenzverhältnis  $n = T_2/T_1$  wurde experimentell durch direkte Registrierung der Stimmgabelschwingungen ermittelt und betrug bei einem Abstand des Laufgewichtes von 14 cm gleich 119. Aus Fig. 5b geht weiter hervor, daß die Schwingungsdauer sich nicht proportional mit dem Abstand des Laufgewichtes ändert.

Fig. 6 zeigt die Aufnahmen von einigen Koinzidenzkurven, wobei das Verhältnis  $n = 120$  betrug.

Über die Entstehung der Kurven in Fig. 6 sei noch folgendes zum näheren Verständnis gesagt. Der Pendelkontakt *PK* der Uhr war symmetrisch eingestellt, d. h. es brannte die Lampe *L* in Fig. 3 je eine Sekunde, um dann

wieder eine Sekunde zu verlöschen. Beim Brennen der Lampen wird durch Nebenlicht die Stimmgabelschwingung als Linie\*) abgebildet, die in dieser Zeit  $2n$  mal durchlaufen wird (Hin- und Rückweg einzeln gerechnet). Wenn der vom Magneten  $M$  angezogene Spiegel bei Öffnung des Pendelkontaktes losgelassen wird, erhält der Spalt  $Sp$  einen Moment Licht, was sich als Koinzidenzblitz auf

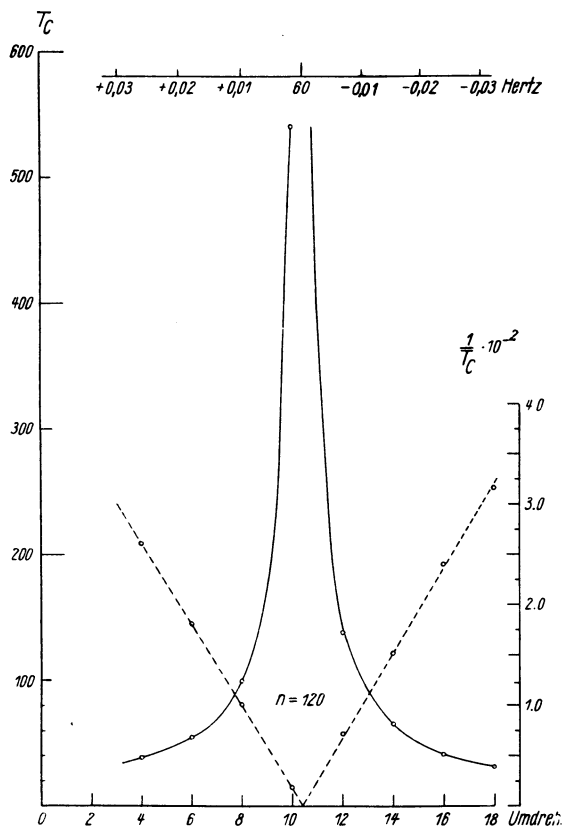


Fig. 7. Auswertung von Fig. 6

der photographischen Platte auswirkt. Beträgt das Frequenzverhältnis zwischen der Beleuchtung des Spaltes und der Stimmgabelschwingung genau eine ganze Zahl, dann wird die Koinzidenzkurve eine gerade Linie, weil die Beleuchtung des Spaltes immer bei der gleichen Phase der Stimmgabelschwingung erfolgt. Entsprechend einer Abweichung dieses Verhältnisses um  $\Delta n$  erhalten wir das dazugehörige Koinzidenzintervall. Die Laufschaube  $LS$  an der Stimmgabel wurde zwischen je zwei Aufnahmen um zwei Umdrehungen (Ganghöhe = 1 mm) verschoben. Die Auswertung von Fig. 6 zeigt Fig. 7, woraus sowohl die Abhängigkeit des Koinzidenzintervalls als auch dessen reziproker Wert von der Frequenz ersichtlich ist.

Bei einer weiteren Versuchsreihe wurden die Koinzidenzkurven in der Umgebung von  $n = 118.5$  aufgenommen. Diese Koinzidenzkurven gibt Fig. 8\*\*) wieder. Die Laufschaube wurde dabei in Fig. 8a jedesmal fünf-, in Fig. 8b entsprechend zweimal herumgedreht. Wir erhalten jetzt bei  $n = 118.5$  nicht mehr eine, sondern zwei Koinzidenzkurven, da alle 4 sec oder nach viermal 59.25 Schwingungen dieselbe Phase wiederkehrt.

\*) In den Fig. 6 und 8 nur an den Amplitudenenden zu sehen.

\*\*) Über die Gründe des Herausfallens einiger Punkte bei den registrierten Kurven folgt eine besondere Mitteilung.

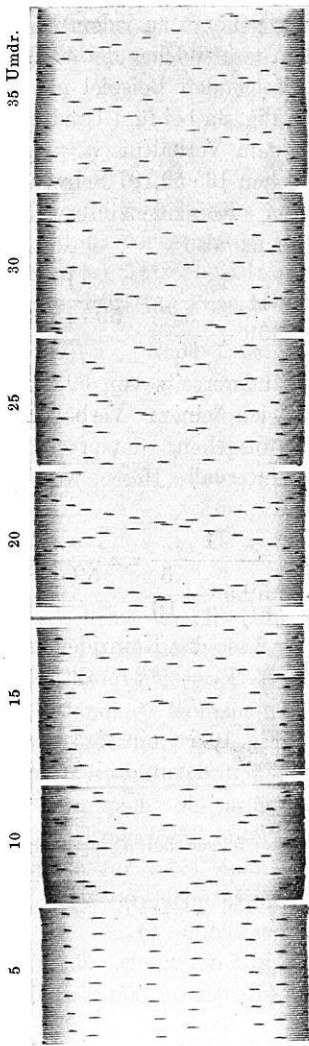


Fig. 8 a

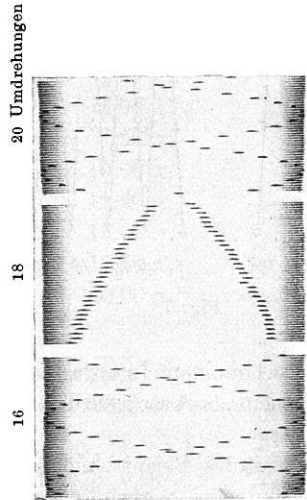


Fig. 8 b

Im übrigen sind in Fig. 8 a und 8 b die Koinzidenzintervalle und Schwingungsdauern die folgenden:

Um- drehungen	$T_C$ sec	$N_1$		Um- drehungen	$T_C$ sec	$N_1$	
5	5.34	59.1875	Fig. 8 a	16	4.15	59.241	Fig. 8 b
10	4.72	59.212		18	4.00	59.250	
15	4.24	59.236		20	4.17	59.260	
20	4.12	59.257					
25	4.59	59.282					
30	5.14	59.305					
35	5.78	59.323					

Wie wir sehen und wie aus Fig. 2a hervorgeht, gehören zu jedem Frequenzverhältnis  $n$  zwei Koinzidenzintervalle, je nachdem von welcher der beiden Koinzidenzkurven wir ausgehen. Das soll an dem folgenden Beispiel näher ausgeführt werden. Zu diesem Zwecke ist ein Teil von Fig. 8a bei fünf Umdrehungen in Fig. 9 vergrößert gezeichnet. Gehen wir von dem Verhältnis  $n = 118$  aus, so entsprechen  $16 \cdot 59.187$  Schwingungen gleich drei Koinzidenzintervallen in 16 sec. Es ist also

$$T_1 = \frac{1}{59 + \frac{3}{16}} = \frac{1}{59.1875}$$

Wenn wir andererseits von 59.5 Schwingungen gleich einem Verhältnis von  $n = 119$  ausgehen, entsprechen fünf Koinzidenzintervalle 16 sec, woraus sich ebenfalls

$$T_1 = \frac{1}{59.5 - \frac{5}{16}} = \frac{1}{59.1875}$$

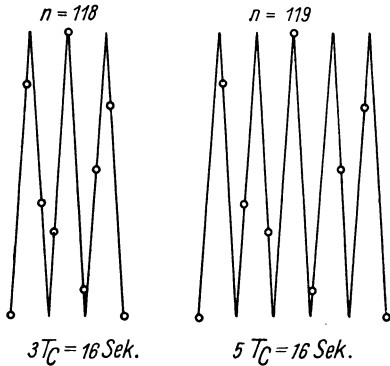


Fig. 9

ergibt. Da bei einem Intervall der Blitze von  $T_2 = 2$  sec das Koinzidenzintervall nicht kleiner als 4 sec werden kann, ist der Wert  $T_C = 16/5$  praktisch nicht realisierbar.

Ein weiteres Beispiel möge noch folgen. In Fig. 10 ist ein Teil der Fig. 8 (35 Umdrehungen) vergrößert gezeichnet. Wir haben darin drei Koinzidenz-

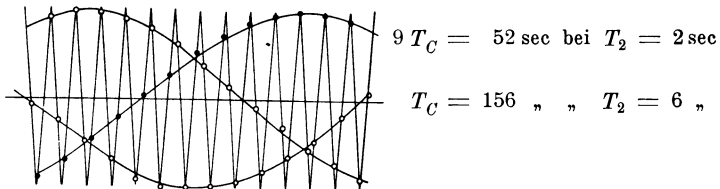


Fig. 10

kurven, wobei der Abstand je zweier Punkte derselben Kurve  $T_2 = 6$  sec beträgt. Benutzen wir die Formel (6), so müssen wir für  $N = 59$ ,  $z = 2$  und für  $T_C = 156$  sec einsetzen. Wir erhalten dann

$$T_1 = \frac{1}{59 + 0.333 - 0.006} = \frac{1}{59.327} \text{ sec.}$$

Verwenden wir die Formel (5), dann ist  $T_2 = 2$ ,  $n = 119$  und  $T_C = 5.28$  zu setzen. Somit bekommen wir in diesem Falle

$$T_1 = \frac{1}{59.5 - 0.173}$$

Zum Schluß sei besprochen, wie die Verhältnisse bei einem  $1/2.5$ -Sekundenpendel ( $T = 1/1.25$  sec) liegen. Nach Formel (6) erhalten wir:

$$T_1 = \frac{1}{1 + 0.25 \pm \frac{1}{T_C}},$$

d. h.  $z/T_2$  muß  $= 0.25$  sein. Die kleinsten dafür möglichen Zahlen sind  $z = 1$ ,  $T_2 = 4$ , d. h. wir erhalten eine Koinzidenzkurve, wenn  $T_2 = 4$  sec beträgt.

Von dieser Tatsache kann man sich natürlich auch so überzeugen, daß man die Zeitintervalle ins Auge faßt, nach denen die Schwingung dieselbe Phase hat.

Nach 1 sec . . . . .	$\varphi = 2.50 \pi$ ,
„ 2 „ . . . . .	$\varphi = 5.00 \pi$ ,
„ 3 „ . . . . .	$\varphi = 7.50 \pi$ ,
„ 4 „ . . . . .	$\varphi = 10.00 \pi$ ,
„ 5 „ . . . . .	$\varphi = 12.50 \pi$ ,
„ 6 „ . . . . .	$\varphi = 15.00 \pi$ ,
„ 7 „ . . . . .	$\varphi = 17.50 \pi$ ,
„ 8 „ . . . . .	$\varphi = 20.00 \pi$ .

Nach 4 sec kehrt dieselbe Phase wieder.

In Fig. 11 ist noch eine Aufnahme von Koinzidenzen mit einem  $\sim 1/2.5$ -Sekundenpendel wiedergegeben, wobei wieder die Zeit zwischen zwei aufeinanderfallenden Koinzidenzblitzen  $T_2 = 2$  sec betrug.

Unter Verwendung von Formel (6) können wir auch die anfangs angeschnittene Frage lösen, unter welchen Bedingungen für  $i$  bei einem  $1/i$ -Sekundenpendel einfache Koinzidenzkurven (s. Fig. 6) entstehen. Ist  $T_2 = 1$ , d. h. erfolgt ein Koinzidenzblitz jede Sekunde, so geht (6) über in

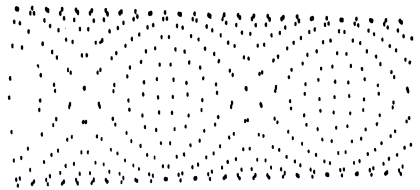


Fig. 11.  
Koinzidenzkurve eines  $1/2.5$  Sekundenpendels

$$T_1 = \frac{1}{N \pm \frac{1}{T_C}} = \frac{1}{\frac{i}{2} \pm \frac{1}{T_C}},$$

weil  $i$  gleich  $2N$  ist, und somit kann  $i$  nur jeden geradzahigen Wert annehmen. Entsprechend bekommen wir bei  $T_2 = 2$  sec die Bedingung, daß  $i$  jeden ganzzahligen Wert haben kann.

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, April 1932.

## Die seismische Bodenunruhe zweiter Art in Hamburg und ihre Ursache

(Wellenperioden 10 bis 40 sec)

[Nach **H. Schünemann** \*)] — (Mit 6 Abbildungen)

Nachdem die Bodenunruhe erster Art in Hamburg (Wellenperioden wesentlich 4 bis 7 sec) eine eingehende Untersuchung durch Mendel\*\*) erfahren hat, befaßt sich diese Arbeit mit sieben mikroseismischen Stürmen zweiter Art, welche in Hamburg in den Jahren 1909 bis 1914 auftraten. Dieselben erstreckten sich über einen Gesamtzeitraum von 122 Stunden und gestatteten die Ausmessung von rund 4800 Wellen nach Amplitude und Periode. Die Aufzeichnungen wurden von zwei die N—S- und E—W-Komponente registrierenden Heckerschen Horizontalpendeln gewonnen, wobei die Konstanten für beide Komponenten im Mittel die folgenden Werte hatten: Eigenperiode bei ausgeschalteter Dämpfung  $T_0 = 18$  sec, Indikatorvergrößerung  $V = 32$ , Dämpfungsverhältnis  $\varepsilon = 5$ . — Es wurde der Häufigkeit der einzelnen Amplituden- und Periodenwerte und dem Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen nachgegangen, sowie namentlich die Beziehung der Bodenunruhe zu Windstärke und Winddruck untersucht. Die Frage der Realität dieser Bodenbewegung führte schließlich noch zu einer eingehenden Betrachtung der besonderen lokalen Verhältnisse.

**A. Amplituden und Perioden.** 1. Die Amplituden. Tabelle 1 bzw. Fig. 1 gibt eine Darstellung der Häufigkeit der einzelnen auf Grund der Messungsergebnisse mittels der Wiechertschen Formel für die tatsächliche Vergrößerung  $\mathfrak{B}$  berechneten Amplitudenwerte der wirklichen Bodenbewegung, zusammengefaßt

Tabelle 1. Amplitudenhäufigkeit

Größe ( $\mu$ )	Anzahl	Größe ( $\mu$ )	Anzahl
1	58	13	35
2	172	14	11
3	1320	15	5
4	1140	16	9
5	625	17	5
6	482	18	2
7	367	19	5
8	255	20	1
9	117	21	1
10	103	22	1
11	46	23	1
12	47		

für beide Horizontalkomponenten. Es zeigt sich, daß die meisten Amplituden in beiden Komponenten  $< 10 \mu$  sind; von allen 4818 Werten sind dies 4546, also

\*) Ausführliche Inhaltsangabe einer Dissertation (43 S., 9 Fig., 7 Tabellen). Hamburg 1931.

\*\*) Dissertation Hamburg 1929; siehe auch Zeitschr. f. Geophys. 6, 32—41 (1930).



rund 94%, und hiervon gehört die überwiegende Zahl dem Intervall von 3 bis 5  $\mu$  an. Daß nach den kleineren Werten von 1 bis 2  $\mu$  hin ein so besonders rascher Abfall statthat, dürfte indessen mit darauf beruhen, daß solche Amplituden in den Registrierungen vielfach nicht mehr genau erfaßbar waren. Es treten aber auch beträchtlich höhere Werte auf; so wurden 272 Wellen, d. h. rund 6%, gemessen, deren Amplitude  $> 10 \mu$  ist. Werte von  $\geq$  rund 14  $\mu$  sind nur noch vereinzelt vorhanden; als Maximalwert wurde 23  $\mu$  errechnet. Es sei indessen noch darauf hingewiesen, daß bei weitem die meisten Werte der E-W-Komponente entstammen, da die N-S-Komponente, wie schon hier bemerkt sei, in auswertbarer Weise nur bei besonders starkem Wind ansprach (s. auch Abschnitt C).

Auch in Pulkovo gehören die Amplituden am häufigsten dem Bereich von rund 3 bis 5  $\mu$  an. Für Potsdam werden einzelne maximale Wellen von 50  $\mu$  an-

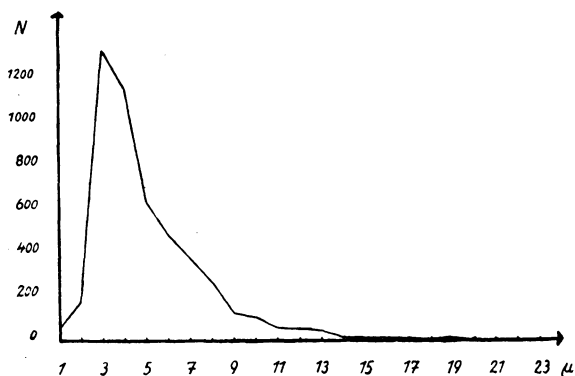


Fig. 1. Amplitudenhäufigkeit

gegeben. Dagegen wurden in Göttingen höchstens 1 bis 2  $\mu$  beobachtet; hier ist aber mit zu berücksichtigen, daß der Stationsuntergrund aus festem Fels besteht, während er in Hamburg und Potsdam weicher Natur ist.

2. Die Perioden. Die Häufigkeit der gemessenen Perioden zeigt Tabelle 2 bzw. Fig. 2; es kommen alle Werte von 11 bis 36 sec vor. Ein Häufigkeitsmaximum bei rund 18 sec tritt so deutlich auf, daß die Perioden von 17 bis 20 sec schon allein

Tabelle 2. Periodenhäufigkeit

Größe (sec)	Anzahl	Größe (sec)	Anzahl
11—12	10	25—26	373
13—14	292	27—28	186
15—16	691	29—30	128
17—18	1008	31—32	72
19—20	930	33—34	12
21—22	591	35—36	9
23—24	496		

40% aller Fälle ausmachen. Perioden > 20 sec wurden in 39%, solche < 17 sec nur in 21% der Fälle gemessen. Perioden > 30 sec, die nur bei starken Stürmen gefunden wurden, waren zu 4% beteiligt.

Für Potsdam wird nur ein 16 sec umfassender Periodenbereich von 25 bis 40 sec angegeben, für Pulkovo dagegen sogar ein Bereich von 10 bis 60 sec.

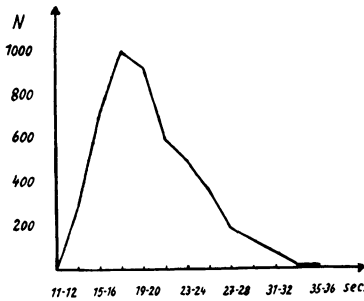


Fig. 2.  
Periodenhäufigkeit

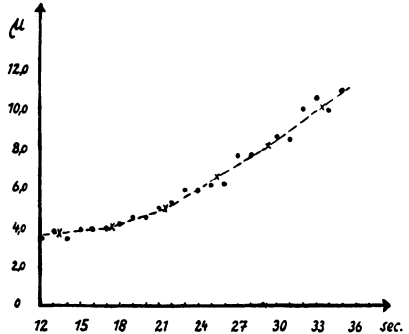


Fig. 3.  
Zusammenhang zwischen Amplitude und Periode

3. Zusammenhang zwischen Amplitude und Periode. Tabelle 3 und Fig. 3 lehren, daß, wie bei der Bodenunruhe erster Art, auch hier ein Anwachsen der Amplitude mit der Periode stattfindet. Für jede einzelne Schwingungsperiode wurde der zugehörige Amplitudenmittelwert berechnet und dieser dann

Tabelle 3. Abhängigkeit der Amplitude von der Periode

T (sec) . . . . .	12—15	16—19	20—23	24—27	28—31	32—35
A (μ) . . . . .	3.7	4.1	5.0	6.4	8.2	10.2
	0.4		0.9		1.4	
			1.8		2.0	

als Ordinate von Sekunde zu Sekunde mit dem zugehörigen Periodenwert in Fig. 3 als einfacher Punkt eingetragen. Für je vier aufeinanderfolgende Periodenwerte (12 bis 15 sec, 16 bis 19 sec usw.) wurden dann aus den zugehörigen Amplitudenmittelwerten noch einmal Mittel gebildet. Dieselben sind in Tabelle 3 zusammengestellt und noch wieder in Fig. 3 zu den entsprechenden Mittelwerten der Perioden (13.5, 17.5 sec usw.) als Kreuze eingezeichnet und durch eine Kurve verbunden. Fig. 3 und Tabelle 3 lassen überdies deutlich erkennen, daß auch die Intensität des Anwachsens der Amplitude mit der Periode mit der Größe der Periode zunimmt.

**B. Bodenunruhe und örtliche Windstärke.** Es konnte gezeigt werden, daß für Hamburg ein recht enger Zusammenhang zwischen der Bodenunruhe zweiter Art und der örtlichen Windstärke besteht, indem die Untersuchung

Tabelle 4

Sturm I am 12. April 1911

Zeit	$Wv$ m/sec	$Wp$ kg/m <sup>2</sup>	$A_E$ $\mu$	$A_N$ $\mu$	$A_H$ $\mu$	Wind- richtung
12—13 <sup>h</sup>	10.6	9.6	1.6	—	1.6	WNW
13—14	10.5	9.4	1.7	—	1.7	„
14—15	11.1	10.5	1.5	—	1.5	„
15—16	10.0	8.5	2.0	—	2.0	„
16—17	11.9	12.0	2.5	—	2.5	„
17—18	12.9	14.1	3.0	—	3.0	NW
18—19	12.9	14.1	3.1	—	3.1	NNW
19—20	12.6	13.5	2.7	—	2.7	„
20—21	11.8	11.8	1.6	—	1.6	„
21—22	10.6	9.6	1.4	—	1.4	„

Sturm II am 28. September 1914

12—13 <sup>h</sup>	13.7	15.9	4.5	1.1	4.6	W
13—14	14.6	18.1	4.7	1.2	4.9	WNW
14—15	14.0	16.7	3.1	1.3	3.4	„
15—16	14.8	18.6	3.2	1.0	3.4	„
16—17	13.4	15.3	2.9	—	2.9	„
17—18	13.1	14.6	3.0	—	3.0	„
18—19	12.5	13.3	2.3	—	2.3	„
19—20	10.2	8.8	2.4	—	2.4	„
20—21	11.7	11.6	1.5	—	1.5	„

Sturm III am 18. September 1914

2— 3 <sup>h</sup>	9.9	8.3	0.9	—	0.9	WSW
3— 4	9.6	7.8	1.7	—	1.7	„
4— 5	11.7	11.6	2.0	—	2.0	SW
5— 6	11.9	12.0	2.5	0.6	2.6	„
6— 7	11.9	12.0	2.3	1.1	2.5	„
7— 8	13.5	15.5	3.6	2.0	4.1	„
8— 9	14.7	18.4	4.0	1.9	4.4	„
9—10	16.5	23.1	4.8	1.8	5.1	„
10—11	—	—	—	—	—	—
11—12	15.7	21.0	4.2	0.9	4.3	WSW
12—13	15.4	20.2	3.4	0.7	3.5	W
13—14	15.7	19.3	2.3	0.4	2.3	WSW
14—15	11.4	11.0	1.3	—	1.3	„
15—16	8.5	6.1	0.5	—	0.5	WNW

Sturm IV am 3. bis 4. Dezember 1909

5— 6 <sup>h</sup>	10.7	9.7	0.7	—	0.7	SSE
6— 7	9.7	8.0	0.7	—	0.7	„
7— 8	10.9	10.0	2.3	—	2.3	S
8— 9	14.1	16.9	3.5	1.0	3.6	„
9—10	15.0	19.1	3.4	1.0	3.5	SSW
10—11	13.6	15.7	3.0	0.9	3.1	„
11—12	11.0	10.3	3.1	1.0	3.3	„

Zeit	$Wv$ m/sec	$Wp$ kg/m <sup>2</sup>	$A_E$ μ	$A_N$ μ	$A_H$ μ	Wind- richtung
12—13h	15.0	19.1	3.9	1.3	4.1	SSW
13—14	17.3	25.3	4.2	1.3	4.4	„
14—15	15.6	20.6	4.4	—	4.4	„
15—16	14.4	17.7	3.1	—	3.1	„
16—17	14.8	18.6	4.0	—	4.0	SW
17—18	15.7	21.0	4.0	—	4.0	„
18—19	14.5	17.9	4.1	—	4.1	„
19—20	14.7	18.4	3.5	—	3.5	„
20—21	14.8	18.6	3.9	—	3.9	SSW
21—22	15.0	19.1	3.7	—	3.7	„
22—23	16.4	22.9	4.0	—	4.0	„
23—24	15.8	21.2	3.0	—	3.0	„
0— 1	12.9	14.1	2.6	—	2.6	SW
1— 2	13.8	16.2	3.0	—	3.0	SSW
2— 3	14.4	17.7	3.3	—	3.3	„
3— 4	14.7	18.4	3.1	—	3.1	„
4— 5	14.7	18.4	3.3	—	3.3	„
5— 6	13.5	15.5	2.4	—	2.4	„
6— 7	12.3	12.9	2.6	—	2.6	„
7— 8	13.2	14.8	2.2	—	2.2	„
8— 9	12.9	14.1	2.2	—	2.2	„
9—10	12.1	12.4	2.2	—	2.1	SW
10—11	11.4	11.0	2.1	—	2.1	„
11—12	10.7	9.7	1.1	—	1.1	„
12—13	9.1	7.0	0.5	—	0.5	„
13—14	9.1	7.0	0.3	—	0.3	„

Sturm V am 29. Dezember 1914

5— 6h	11.7	11.6	2.7	—	2.7	SSW
6— 7	12.9	14.1	3.0	1.0	3.2	„
7— 8	15.1	19.3	4.0	2.5	4.7	„
8— 9	16.7	23.7	4.7	2.9	5.5	„
9—10	17.1	24.9	5.8	4.3	7.2	„
10—11	19.4	32.0	6.7	4.5	8.1	„
11—12	20.9	37.1	6.6	3.1	7.3	„
12—13	16.0	21.8	4.5	2.0	4.9	SW
13—14	18.0	27.5	3.8	1.2	4.0	„
14—15	18.6	29.4	2.8	0.7	2.9	WSW
15—16	16.0	21.8	2.6	0.8	2.7	„
16—17	15.7	21.0	2.2	—	2.2	W
17—18	14.3	17.4	2.4	—	2.4	„
18—19	13.7	15.9	1.7	—	1.7	„
19—20	12.2	12.7	1.6	—	1.6	„

Sturm VI am 8. bis 9. April 1912

10—11h	11.1	10.5	0.8	—	0.8	WSW
11—12	11.1	10.5	1.0	—	1.0	„
12—13	12.2	12.7	1.5	—	1.5	„
13—14	14.6	18.1	1.3	—	1.3	„

Zeit	$Wv$ m/sec	$Wp$ kg/m <sup>2</sup>	$A_E$ $\mu$	$A_N$ $\mu$	$A_H$ $\mu$	Wind- richtung
14—15 <sup>h</sup>	13.1	14.6	1.2	—	1.2	WSW
15—16	11.9	12.0	1.4	—	1.4	„
16—17	12.5	13.3	1.4	—	1.4	„
17—18	14.0	16.7	2.0	—	2.0	„
18—19	14.0	16.7	2.0	—	2.0	„
19—20	13.4	15.3	2.6	—	2.6	„
20—21	14.6	18.1	3.0	—	3.0	„
21—22	15.1	19.3	3.3	—	3.3	„
22—23	16.8	24.0	4.5	—	4.5	„
23—24	18.1	27.8	4.9	1.2	5.0	„
0— 1	22.0	41.1	5.9	1.0	6.0	„
1— 2	19.2	31.3	4.6	0.7	4.7	W
2— 3	19.7	32.8	5.7	0.9	5.8	„
3— 4	15.4	20.2	3.0	—	3.0	„
4— 5	14.8	18.6	3.8	—	3.8	„
5— 6	15.1	19.3	3.7	—	3.7	„
6— 7	15.1	19.3	3.7	—	3.7	„
7— 8	16.2	22.3	4.1	—	4.1	„
8— 9	12.5	21.0	3.6	—	3.6	„
9—10	12.5	13.3	3.0	—	3.0	„
10—11	9.6	7.8	1.8	—	1.8	WNW
11—12	11.4	11.0	1.6	—	1.6	W
12—13	9.6	7.8	2.0	—	2.0	WNW
13—14	11.1	10.5	3.0	—	3.0	„
14—15	11.8	11.8	1.9	—	1.9	„
15—16	10.6	9.6	2.3	—	2.3	NW
16—17	10.5	9.4	1.8	—	1.8	WNW
17—18	9.0	6.9	1.1	—	1.1	„

Sturm VII am 17. März 1913

16—17 <sup>h</sup>	10.6	9.6	1.3	—	1.3	SSW
17—18	11.7	11.6	1.4	—	1.4	„
18—19	12.2	12.7	1.9	—	1.9	SW
19—20	11.9	12.0	1.2	—	1.2	„
20—21	16.8	24.0	2.6	1.3	2.9	SSW
21—22	16.8	24.0	3.8	2.4	4.5	„
22—23	16.8	24.0	4.4	2.8	5.2	„
23—24	17.7	26.6	4.4	2.6	5.2	SW
0— 1	22.0	41.1	4.3	2.8	5.2	„

von vornherein auf einen etwaig vorhandenen parallelen Gang zwischen den stündlichen Mittelwerten der Bodenbewegung und den entsprechenden Werten der Windstärke eingestellt wurde. In Tabelle 4 sind die einzelnen Messungsergebnisse mit den dazugehörigen, den Wetterberichten der Deutschen Seewarte entnommenen meteorologischen Daten (alles auf Ortszeit bezogen) für die sieben behandelten Stürme wiedergegeben. Es bezeichnet  $Wv$  die während der in der ersten Kolumne angegebenen Stunde beobachtete mittlere Windgeschwindigkeit in m/sec,  $Wp$  den zugehörigen Winddruck in kg/m<sup>2</sup>, der aus der Windgeschwindig-

keit nach der Renardschen Formel  $p = 0.085 v^2$  berechnet ist; außerdem ist in der letzten Spalte die in den einzelnen Stunden vorherrschende Windrichtung angegeben. Als Maß für die Stärke der Bodenbewegung innerhalb einer Stunde galt für jede der beiden Horizontalkomponenten ein Mittel aus 60 Einzelamplituden, wobei jeder Minute ein Wert entnommen wurde. Diese Mittelwerte sind unter  $A_E$  und  $A_N$  in  $\mu$  angegeben und sodann nach der Formel  $A_H = \sqrt{A_E^2 + A_N^2}$  zu der totalen Horizontalkomponente vereinigt.

Wie Tabelle 4 im einzelnen belegt, besteht zwischen den Mittelwerten der Bodenbewegung und den mittleren Windgeschwindigkeiten bzw. Winddrucken

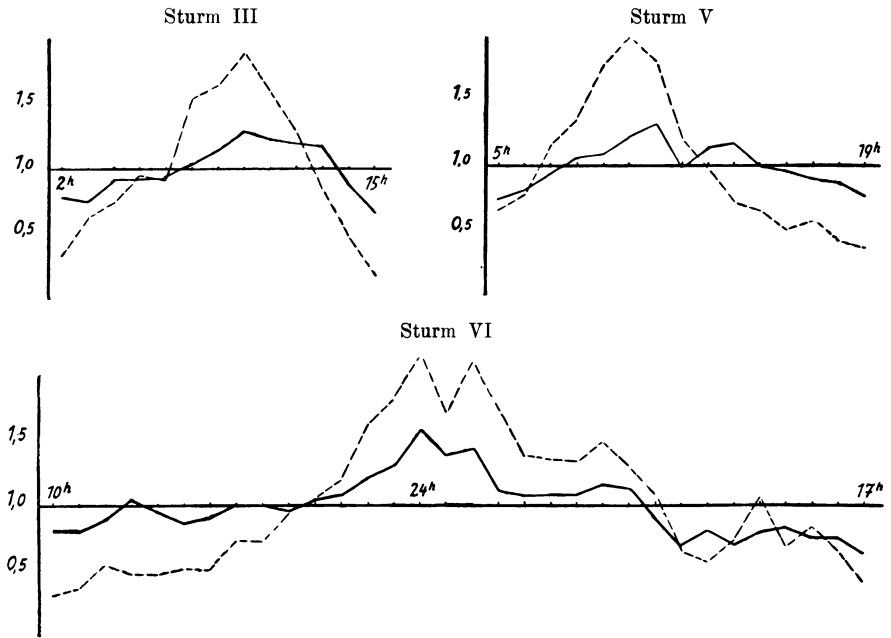
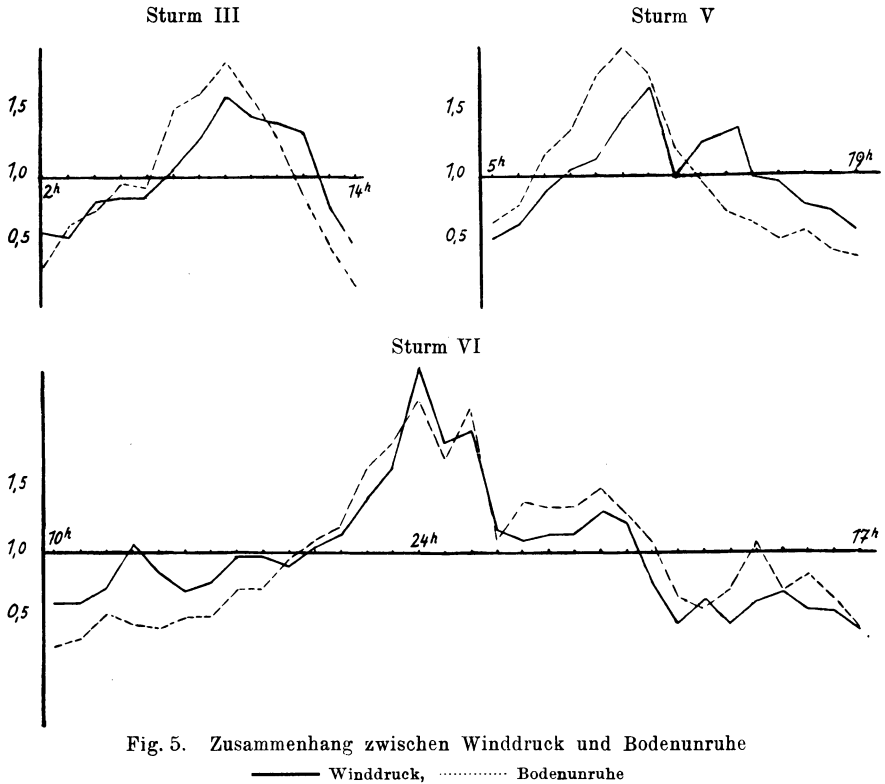


Fig. 4. Zusammenhang zwischen Windgeschwindigkeit und Bodenunruhe  
 ——— Windgeschwindigkeit, ..... Bodenunruhe

ein merklich paralleler Gang. Diese Tatsache entspricht der Vorstellung, daß der Wind seine Energie durch Reibung des Luftmeeres am Erdboden sowie namentlich durch den Druck auf hoch emporragende Gegenstände wie Bäume und einzelne Gebäudeteile auf die oberen Erdschichten überträgt. Ein Zusammenhang der Bodenunruhe zweiter Art mit den lokalen Winden ist u. a. auch von Hecker und Meissner für Potsdam, sowie von Galitzin und Wilip für Pulkovo aufgezeigt worden.

Für die diese Beziehungen sehr augenfällig wiedergebende graphische Darstellung (Fig. 4 und 5) wählen wir hier die drei Stürme III, V und VI aus, von denen Sturm III und Sturm VI durch eine besonders gute und Sturm V durch eine

weniger gute Korrelation ausgezeichnet ist. Den Kurven liegen relative Werte zugrunde, d. h. für jeden Sturm wurden alle Stundenmittel durch den zugehörigen Gesamtmittelwert dividiert, so daß in den Figuren der Wert 1 dem Gesamtmittel selbst entspricht. Dies hat notwendig zur Folge, daß im allgemeinen die Kurve der Bodenunruhe oberhalb der 1-Achse über, und unterhalb der 1-Achse unter der Kurve für die Windgeschwindigkeit bzw. für den Winddruck verläuft (vgl. die diesbezüglichen Ausführungen über die Bodenunruhe erster Art bei Mendel).



Die sich für die sieben Stürme in bezug auf ihre Verknüpfung mit Windgeschwindigkeit bzw. Winddruck ergebenden Korrelationskoeffizienten  $f_v$  und  $f_p$  mit ihren wahrscheinlichen Fehlern sind Tabelle 5 zu entnehmen, deren letzte Zeile ferner die unter Berücksichtigung der den Einzelwerten je nach der Länge des Sturmes zukommenden Gewichte gebildeten Mittel enthält. Daraus geht hervor; daß die Beziehung zwischen Bodenunruhe einerseits und Windgeschwindigkeit bzw. Winddruck andererseits praktisch gleich gut ist; der geringe Unterschied von 0.02 zwischen den Mittelwerten für  $f_v$  und  $f_p$  ist auch kleiner als ihre wahrscheinlichen Fehler.

Unter Zusammenfassung aller sieben Stürme erhält man bezüglich des Winddrucks für die allgemeine Regressionsgerade die Gleichung  $A_H = 0.18 Wp - 0.11$ .

Tabelle 5. Korrelationskoeffizienten

Sturm	$fv$	$fp$
I	0.91 ± 0.036	0.84 ± 0.062
II	0.73 ± 0.104	0.72 ± 0.108
III	0.88 ± 0.038	0.96 ± 0.015
IV	0.87 ± 0.028	0.91 ± 0.020
V	0.72 ± 0.084	0.73 ± 0.081
VI	0.96 ± 0.009	0.97 ± 0.007
VII	0.91 ± 0.038	0.86 ± 0.058
Mittel:	0.87 ± 0.039	0.89 ± 0.036

Hieraus ergibt sich rechnerisch als mittlerer Schwellenwert für die gesamte ausgewertete Bodenunruhe und für alle vorgekommenen Windrichtungen, unter denen aber als häufiger aufgetreten allein südsüdwestliche bis westnordwestliche Winde in Betracht kommen,  $Wp_0 = 0.61 \text{ kg/m}^2$ , d. h.  $Wv_0 = \text{rund } 2.7 \text{ m/sec}$ .

**C. Die Frage der Realität der Bodenunruhe.** Entgegen der von anderer Seite ausgesprochenen Vermutung, daß die Bodenunruhe zweiter Art möglicherweise nur einer ungenügenden Isolierung der Instrumente gegen Luftströmungen zuzuschreiben sei, konnte für Hamburg in Übereinstimmung mit dem bereits in Abschnitt B Gesagten noch genauer der Nachweis erbracht werden, daß ein besonderer Zusammenhang mit der Richtung einer dreireihigen Allee hoher Ulmen und der Orientierung des Stationsgebäudes besteht.

Tabelle 6

Amplituden der Bodenbewegung ( $\mu$ ) in ihrer Abhängigkeit von der Windrichtung

Windrichtung	Windgeschwindigkeit in m/sec					
	11	12	13	14	15	16
NNW	—	2.9(2)	—	—	—	—
NW	—	3.0(1)	—	—	—	—
WNW	2.1(5)	2.3(1)	3.0(2)	3.6(3)	—	—
W	1.6(1)	2.7(3)	3.2(2)	3.1(2)	3.2(5)	4.1(1)
WSW	1.1(4)	1.5(2)	1.9(2)	2.1(4)	3.3(3)	3.6(2)
SW	2.1(5)	2.2(3)	4.1(1)	4.0(4)	4.0(1)	5.0(2)
SSW	2.5(3)	2.9(3)	2.7(4)	3.3(5)	3.9(6)	4.4(5)

Ordnet man für bestimmte Windgeschwindigkeiten die Amplituden der Bodenbewegung aus Tabelle 4 nach den verschiedenen Windrichtungen und bildet für jede Richtung das Mittel, so erhält man Tabelle 6, in der ferner die eingeklammerten Zahlen die Anzahl der benutzten Einzelwerte angeben. Nach dieser Tabelle ist Fig. 6 so konstruiert, daß die Mittelwerte der Bodenunruhe für die verschiedenen Windgeschwindigkeiten nach den einzelnen Windrichtungen auf-



getragen sind, wobei rund  $5\frac{1}{2}$  mm auf den verschiedenen Strahlen einer Bodenbewegung von  $1 \mu$  entsprechen. Für die Realität der Bodenunruhe spricht nun gewiß die deutlich erkennbare Tatsache, daß die Bodenbewegung bei WSW-Wind am schwächsten ist. Die obenerwähnte Allee verläuft nämlich vornehmlich in westsüdwestlicher Richtung, so daß die meisten Bäume bei dieser Windrichtung im Windschatten der ersten stehen und daher die Übertragung der Windenergie auf den Erdboden unter verhältnismäßig ungünstigen Umständen erfolgt.

Schließlich bestätigt sich auch für Hamburg die für Washington, Ottawa und Kew gültige Gesetzmäßigkeit, daß die größeren Außenflächen der Gebäude im wesentlichen senkrecht zur Richtung der durch stärkere Bewegung ausgezeichneten Komponente stehen und die Längsachse der Gebäude zur Hauptsache mit der Richtung der schwach ausgeprägten Komponente zusammenfällt. So liegt für Hamburg die Längsachse fast in der N-S-Richtung, in welcher tatsächlich eine merkliche Bodenbewegung nur bei den stärkeren Stürmen festgestellt werden konnte. Das Stationsgebäude wird unter dem Einfluß des Windes selbst Schwingungen ausführen, die es dann ebenfalls dem Erdboden mitteilt, so daß die Intensität der Bewegung gemäß der verschieden großen Angriffsfläche des Windes unter sonst gleichen Umständen für die einzelnen Richtungen von ungleichem Ausmaß sein muß.

Eine weitere schöne Bestätigung dieser Zusammenhänge liegt in dem Umstande, daß sich eine im ersten Halbjahr 1914 ausgeführte relativ erhebliche Vergrößerung der Vorderfront des Stationsgebäudes in wesentlich ostwestlicher Richtung dahin auswirkte, daß die Amplituden der Bodenbewegung für gleiche Windgeschwindigkeiten bei „südlichen“ Winden nach dem Umbau in beiden Komponenten, besonders aber in der N-S-Komponente, merklich größere Werte aufweisen als vorher. Entsprechend der verhältnismäßig nur kleinen Vergrößerung der Seitenfront in nordsüdlicher Richtung erfuhr indessen bei „westlichen“ Winden die Bewegung keine merkliche Verstärkung. Tabelle 7 belegt dies im einzelnen; Stürme I, IV, VI, VII gehören der Zeit vor, und Stürme II, III, V der Zeit nach Ausführung des Erweiterungsbaues an. Unter „südlichen“ und „westlichen“ Winden sind südliche bis südwestliche bzw. westsüdwestliche bis nordwestliche Winde verstanden.

Hinsichtlich der Häufigkeit einzelner Amplitudenwerte wird man nach obigem zu dem unter A, 1 Gesagten noch hinzufügen können, daß bei einer Teilung des untersuchten Zeitraums in die Abschnitte vor und nach der baulichen

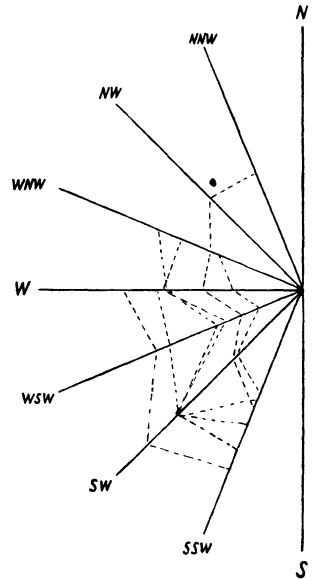


Fig. 6. Abhängigkeit der Bodenunruhe von der Windrichtung

Tabelle 7

Größe der Amplituden der Bodenunruhe vor und nach der baulichen Erweiterung der Erdbebenstation

(Vor: untere Zeile; nach: obere Zeile)

Amplituden der Bodenunruhe in der E-W-Komponente bei südlichen Winden

Stürme	Windgeschwindigkeit in m/sec								Gesamt- mittel	
	9	10	11	12	13	14	15	16		17
$A_E$ in $\mu$ für Sturm II, III, V	—	—	2.4	3.0	—	—	4.0	4.6	5.8	3.96
$A_E$ in $\mu$ für Sturm I, IV, VI, VII	—	—	1.8	2.3	—	—	3.7	3.9	4.2	3.18

Amplituden der Bodenunruhe in der E-W-Komponente bei westlichen Winden

Stürme	Windgeschwindigkeit in m/sec								Gesamt- mittel	
	9	10	11	12	13	14	15	16		17
$A_E$ in $\mu$ für Sturm II, III, V	1.3	2.4	1.4	2.0	3.1	3.5	3.0	3.7	—	2.54
$A_E$ in $\mu$ für Sturm I, IV, VI, VII	1.6	1.9	1.6	2.0	1.9	2.4	3.5	4.3	—	2.40

Amplitude der Bodenunruhe in der N-S-Komponente bei südlichen Winden

Stürme	Windgeschwindigkeit in m/sec								Gesamt- mittel	
	9	10	11	12	13	14	15	16		17
$A_N$ in $\mu$ für Sturm II, III, V	—	—	—	—	2.0	1.9	2.5	2.2	4.3	2.58
$A_N$ in $\mu$ für Sturm I, IV, VI, VII	—	—	—	—	0.9	1.0	1.2	2.3	1.9	1.46

Erweiterung der Station die Häufigkeitskurve für die erste Zeit relativ zu derjenigen für die spätere Zeit im allgemeinen leicht in Richtung der niedrigeren Werte verschoben sein wird. Im letzten Jahrzehnt dürften dann die diesbezüglichen Verhältnisse weiter dadurch etwas modifiziert worden sein, daß in der hauptsächlich in Frage kommenden Straße eine Baumreihe gefällt ist und ein umfangreicher, auf dem Nachbargelände erstandener Bau die Station teilweise in den Windschatten gestellt hat.

Die einschlägige Literatur ist am Schluß einzeln angeführt. Die Arbeit entstand an der Hauptstation für Erdbebenforschung zu Hamburg. E. Töpfer.

## Über das elastische Altern von Metallfäden

Von G. Fanslau — (Mit 3 Abbildungen)

An Hand der absoluten Deklinationsmessungen im Hilfsobservatorium Seddin wird das elastische Altern von Metallfäden näher verfolgt. Es zeigt sich ein deutlicher exponentieller Ablauf des Vorgangs mit klarer Temperaturabhängigkeit. Nach etwa dreijähriger Benutzung scheint die elastische Unruhe des Fadens beendet zu sein.

Bei den absoluten Messungen der Deklination mit Fadenaufhängung muß man ja, um die Torsion des Aufhängefadens zu eliminieren, mit zwei verschieden

starken Magneten messen, von denen das Verhältnis der Momente bekannt ist. Aus der Differenz der Winkellage der beiden Magneten kann man dann den Einfluß der Torsion und damit den wahren magnetischen Meridian bestimmen. Andererseits gibt diese Differenz selbst und vor allem ihre Änderung mit der Zeit einen guten Einblick in das elastische Verhalten des Drahtes, das ja in erster Linie für die Größe und Veränderlichkeit der Torsion maßgebend ist.

Als mit der Elektrisierung der Berliner Stadtbahn im Jahre 1928 die absoluten Messungen von Potsdam nach Seddin verlegt werden mußten, riß in dem folgenden sehr strengen Winter 1928/29 der Faden im Theodoliten infolge der durch Petroleumheizung verursachten starken Feuchtigkeit, die sich dann beim Abkühlen des Raumes (Temperaturdifferenzen bis 40°) als Reif und Eis auf allen Geräteteilen niederschlug. Der dann neu eingezogene Faden, der nun schon über 3 Jahre im Gebrauch ist, bot die günstige Gelegenheit, das elastische Altern des Fadens näher zu verfolgen.

Zur Klarstellung der Verhältnisse diene Fig. 1. Hier sei  $NS$  der magnetische Meridian,  $S_1$  die Gleichgewichtslage des starken,  $S_2$  die des schwachen Magneten,  $S_3$  die torsionslose Stellung des Aufhänge drahtes mit den entsprechenden Winkeln  $\varphi$ ,  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$  und  $\psi$ . Dann gilt für den Gleichgewichtszustand mit  $H$  als der Horizontalintensität des magnetischen Erdfeldes,  $M_1$  und  $M_2$  den Momenten der beiden Magneten und  $D$  dem Drehmoment der Torsion des Fadens:

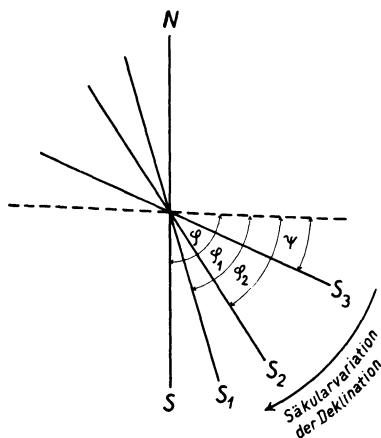


Fig. 1

$$M_1 H \sin(\varphi - \varphi_1) = D(\varphi_1 - \psi) \dots \dots \dots (1)$$

und

$$M_2 \cdot H \sin(\varphi - \varphi_2) = D(\varphi_2 - \psi) \dots \dots \dots (2)$$

Nun sei  $M_1 > M_2 = \gamma M_1$ ,  $\gamma < 1$ , ferner  $\varphi - \varphi_1$  und  $\varphi - \varphi_2$  beide klein, so kommt

$$\varphi - \varphi_1 = \Theta_1(\varphi_1 - \psi)$$

und

$$\varphi - \varphi_2 = \Theta_2(\varphi_2 - \psi).$$

$\Theta = D/M \cdot H$ , das Torsionsverhältnis, bestimmt man für jeden Magneten für sich aus Torsionsbeobachtungen, und zwar ist

$$\Theta = q + q^2 + q^3 + \dots = \sum_1^{\infty} n q^n, \quad q = \frac{\delta}{d},$$

wenn  $d$  die dem Faden erteilte Torsion,  $\delta$  die dabei beobachtete Ablenkung des Magneten ist. Aus (1) und (2) findet man leicht die von den Deklinationsbestimmungen wohlbekannte Torsionskorrektur:

$$\varphi - \varphi_1 = \frac{\gamma}{1-\gamma} \Delta \left(1 + \frac{\Theta_1}{\gamma}\right), \quad \Delta = \varphi_1 - \varphi_2^*) \dots \dots \dots (3)$$

wobei im allgemeinen das Glied  $\Theta_1/\gamma$  vernachlässigt werden kann. Ferner ergibt sich noch die Beziehung

$$\psi - \varphi_1 = -\frac{\gamma}{1-\gamma} \Delta \left(\frac{1}{\gamma} + \frac{1}{\Theta_1}\right) \dots \dots \dots (4)$$

Durch Kombination von (3) und (4) folgt nun der gesuchte Zusammenhang von  $\Delta$  mit der Differenz  $\Delta_1 = \varphi - \psi$ :

$$\Delta_1 = \Delta \frac{\Theta_1 + \gamma}{1-\gamma} \cdot \left(1 + \frac{1}{\Theta_1}\right).$$

Für die Variabilität von  $\Delta$  können verschiedene Ursachen vorhanden sein. Zunächst können durch langsames Verändern des Momentverhältnisses  $\gamma$  Änderungen eintreten; man hat für diese Erscheinung

$$d\Delta = -\Delta \left(\frac{1}{1-\gamma} + \frac{1}{\gamma}\right) d\gamma = -\Delta \cdot f(\gamma) d\gamma \dots \dots \dots (5)$$

Durch geeignete Wahl von  $\gamma$  gelingt es, die Funktion  $f(\gamma)$  zum Minimum zu machen. Es ergibt sich aus  $f'(\gamma) = 0$  mit  $f''(\gamma) > 0$ :  $\gamma = 0.5$ . Dieses Momentverhältnis liegt bei den Potsdamer Deklinationsmagneten vor. Die Funktion  $f(\gamma)$  hat somit den Wert 4, und Gleichung (5) lautet also

$$d\Delta = -4 \Delta d\gamma.$$

Innerhalb der hier betrachteten Zeitspanne liegen im ganzen drei Bestimmungen des Wertes von  $\gamma$  vor, wobei gleichzeitig natürlich die Werte von  $\Theta_1$  und  $\Theta_2$  einzeln bestimmt sind (Tabelle 1). Hieraus kann man ersehen, daß der Wert von  $\gamma$  maximal um 0.003 um seinen Mittelwert schwankt, Beträge, die ohne

Tabelle 1

Datum	$\Theta_1$	$\Theta_2$	$\gamma$	$\Delta\gamma$
31. I. 1929	0.0079	0.0158	0.498	— 0.003
8. II. 1929	0.0078	0.0158	0.494	+ 0.001
30. VII. 1930	0.0079	0.0161	0.493	— 0.002
Mittel:	0.0079	0.0159	0.495	

\*) Die hier angegebenen Formeln galten für den Fall der Beobachtung mit Skala und Fernrohr. Bei Messungen am Theodoliten, wo der Torsionskopf mit dem Fernrohr starr verbunden ist und mit diesem gedreht wird, fällt in den Klammern bei (3) das Glied  $\Theta_1/\gamma$ , bei (4)  $1/\gamma$  fort. Entsprechend fällt in der folgenden Formel im Zähler  $\Theta_1$  fort. Auf alle folgenden Rechnungen und Zahlenwerte bleibt diese Änderung natürlich ohne Einfluß.

weiteres als Meßfehler anzusprechen sind, abgesehen davon, daß sie in  $\Delta$  Änderungen von höchstens einigen Hundertstel Minuten hervorrufen könnten. Ähnlich liegen die Dinge bei Änderungen von  $\Theta_1$  selbst. Der wichtigste Faktor für die Veränderlichkeit von  $\Delta$  ist eine Änderung des Winkels  $\Delta_1$  zwischen der torsionslosen Lage des Fadens und dem Meridian. Solche Änderungen können einmal eintreten durch langsames Drehen des magnetischen Meridians (Säkularvariation), ferner durch eine infolge elastischen Alterns hervorgerufene Drehung der torsionslosen Lage. Formelmäßig ist

$$d\Delta = C d\Delta_1.$$

Die Konstante  $C = \Delta/\Delta_1$  hat im vorliegenden Falle den Wert von rund  $10^{-2}$ . Hieraus sieht man, daß die Säkularvariation, die bei  $D$  in Seddin innerhalb eines Jahres rund  $10'$  beträgt, nennenswerte Änderungen in  $\Delta$  erst im Verlauf von einigen Jahren hervorruft (innerhalb der drei betrachteten Jahre  $0.3'$ ). Sieht man sich aber die beobachteten Werte von  $\Delta$  in Tabelle 2 an, so springt ein deutlicher

Tabelle 2

Datum	$\Delta$	$\Delta_1$	Datum	$\Delta$	$\Delta_1$
18. VI. 1929	4.70'	9° 57'	14. VIII. 1930	0.81'	1° 43'
22. VI. 1929	4.32	9 9	29. VIII. 1930	0.77	1 38
11. VII. 1929	3.93	8 19	10. IX. 1930	0.77	1 38
31. VII. 1929	3.28	6 57	24. IX. 1930	0.75	1 35
13. VIII. 1929	3.05	6 27	29. IX. 1930	0.67	1 25
31. VIII. 1929	2.82	5 58	9. X. 1930	0.70	1 29
19. IX. 1929	2.49	5 16	14. X. 1930	0.79	1 40
5. X. 1929	2.43	5 9	20. XI. 1930	0.70	1 29
16. X. 1929	2.46	5 12	27. XI. 1930	0.67	1 25
23. X. 1929	2.36	5 0	15. XII. 1930	0.57	1 12
6. XI. 1929	2.44	5 10	30. XII. 1930	0.39	0 50
22. XI. 1929	2.40	5 5	28. I. 1931	0.53	1 7
10. XII. 1929	2.40	5 5	24. II. 1931	0.53	1 7
23. XII. 1929	2.30	4 52	10. III. 1931	0.48	1 1
7. I. 1930	2.35	4 58	28. III. 1931	0.44	0 56
21. I. 1930	2.39	5 4	13. IV. 1931	0.50	1 4
5. II. 1930	2.16	4 34	28. IV. 1931	0.40	0 51
6. III. 1930	2.25	4 46	20. V. 1931	0.31	0 39
11. III. 1930	2.05	4 20	9. VI. 1931	0.32	0 41
4. IV. 1930	1.98	4 12	24. VI. 1931	-0.19	-0 24
16. IV. 1930	2.03	4 18	22. VII. 1931	-0.06	-0 8
26. IV. 1930	1.98	4 12	24. VIII. 1931	-0.32	-0 41
9. V. 1930	1.88	3 59	12. IX. 1931	-0.32	-0 41
20. V. 1930	1.94	4 6	14. X. 1931	-0.70	-1 29
27. V. 1930	1.95	4 8	10. XI. 1931	-0.63	-1 20
9. VI. 1930	1.76	3 44	10. XII. 1931	-0.40	-0 51
23. VI. 1930	1.62	3 26	12. I. 1932	-0.59	-1 15
3. VII. 1930	1.36	2 53	10. II. 1932	-0.41	-0 52
10. VII. 1930	1.29	2 44	26. II. 1932	-0.61	-1 18
18. VII. 1930	1.10	2 20	22. III. 1932	-0.54	-1 9
1. VIII. 1930	1.04	2 12	20. IV. 1932	-0.55	-1 10

Gang sofort in die Augen. Klarer übersieht man den Charakter dieser Veränderlichkeit in Fig. 2, die auf den Zahlenwerten der Tabelle aufgebaut ist. Man erkennt sofort eine  $e$ -Funktion der Zeit mit starker Temperaturabhängigkeit im Exponenten. Alles das deutet klar auf elastische Veränderlichkeit als Ursache hin. Bei dem Versuch einer numerischen Erfassung des Vorganges wird man sich

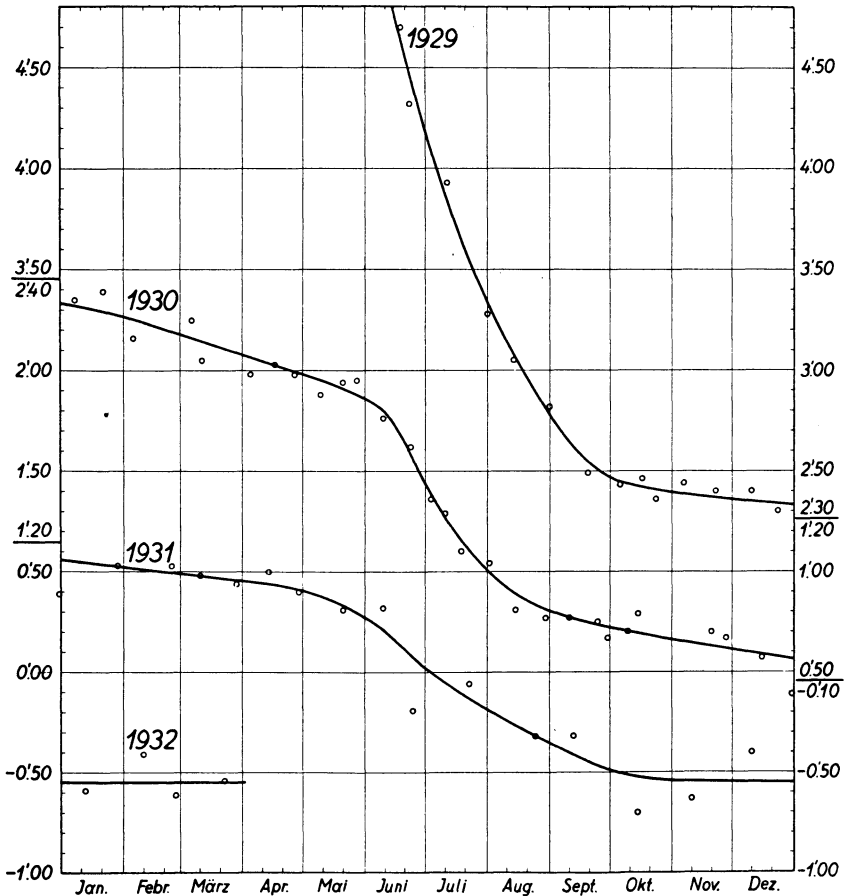


Fig. 2

zweckmäßigerweise nicht der direkt beobachteten Werte bedienen, sondern die graphisch ausgeglichenen Werte der Fig. 2 zugrunde legen, und sich auf Monatsmittel beschränken, die noch auf den Einfluß der Säkularvariation korrigiert sind. Faßt man außerdem, wie in Tabelle 3 angegeben, die Sommer- (11 bis 20°) und Wintermonate (0 bis 10°) je für sich in Gruppen zusammen, so hat man drei Sommergruppen mit immer derselben Mitteltemperatur von 16° und den Längen

von einmal 4 und zweimal 5 Monaten, ferner zwei Wintergruppen mit den Mitteltemperaturen 3 und 4°, also rund 4°, und von 6 und 7 Monaten Dauer. 14 Sommermonate stehen also 13 Wintermonaten gegenüber, so daß auch im Hinblick auf die Konstanz der Mitteltemperaturen diese Einteilung durchaus zweckentsprechend erscheint.

Führt man bei jeder Gruppe einzeln (jetzt natürlich keine Temperaturabhängigkeit mehr) für eine einfache Exponentialfunktion der Zeit  $\Delta + 1 = Ce^{at}$

Tabelle 3

	Datum	$\vartheta$	$\bar{\vartheta}$	$\Delta + 1$ beob.	$C$	$a$	$\Delta + 1$ ber.	Differenz	$t_n$
1929	Juli . . . . .	18°		4.59'	4.955	-0.04425	3.30	0.09	0
	August . . . . .	19		3.95					
	September . . . . .	16		3.54					
	Oktober . . . . .	10	16°	3.39					
	November . . . . .	5		3.35					
1930	Dezember . . . . .	3		3.32	3.494	-0.01175	2.97	-0.03	4
	Januar . . . . .	2		3.28					
	Februar . . . . .	0		3.15					
	März . . . . .	4		3.05					
	April . . . . .	9	4	2.94					
	Mai . . . . .	13		2.86					
	Juni . . . . .	19		2.55					
	Juli . . . . .	17		2.03					
	August . . . . .	16		1.76					
	September . . . . .	13	16	1.65					
1931	Oktober . . . . .	9		1.60	1.654	-0.01602	1.28	0.01	15
	November . . . . .	6		1.58					
	Dezember . . . . .	0		1.45					
	Januar . . . . .	0		1.39					
	Februar . . . . .	-1		1.37					
	März . . . . .	0		1.34					
	April . . . . .	6	3	1.29					
	Mai . . . . .	16		1.18					
	Juni . . . . .	16		0.97					
	Juli . . . . .	18		0.72					
1931	August . . . . .	17		0.54	1.649	-0.12386	0.40	-0.02	22
	September . . . . .	11	16	0.38					

die Rechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate durch, so erhält man für die maßgebenden Konstanten die ebenfalls in Tabelle 3 angegebenen Werte, mit deren Hilfe eine sehr befriedigende Darstellung des Verlaufs innerhalb der entsprechenden Gruppe möglich ist. Bei der Rechnung wurde zur Vereinfachung in jeder Gruppe die Zeit (Einheit ein Monat) wieder von Eins an gezählt, d. h. als Zeitveränderliche in den einzelnen Gruppen nicht  $t$ , sondern  $t - t_n$  gewählt.  $t_n$  hat in den fünf Gruppen die Werte 0, 4, 10, 15 und 22. Zu einer weitergehenden

numerischen Erfassung des Vorgangs reichen die damit gegebenen Werte wohl kaum aus, ganz abgesehen davon, daß das erzielte Ergebnis von den speziellen Eigenschaften des betrachteten Fadens\*) — Länge, Querschnitt, Material, Belastung — wesentlich beeinflußt ist und so allgemeine Schlüsse nicht erlauben

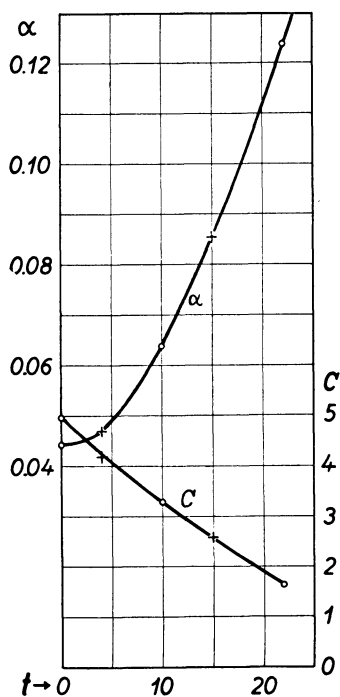


Fig. 3

Fadens annehmen kann, daß das elastische Ausdrehen bei der gegebenen Belastung sein Ende gefunden hat. Gerade dieses Ergebnis erschien mir wert genug, um einmal etwas ausführlicher auf diese an sich ja sehr einfachen Verhältnisse einzugehen. Praktische Bedeutung gewinnen diese Vorgänge natürlich nur da, wo die Torsionskraft selbst zum Messen benutzt wird.

\*) Es handelt sich um einen Messingdraht von 0.06 mm Durchmesser und ungefähr 45 cm Länge bei einer Belastung von rund 70 g.

Magnetisches Observatorium, Laboratorium Potsdam.

würde. Immerhin läßt sich so viel sagen, daß die Abhängigkeit des Exponenten und der Amplitude von der Temperatur in weitgehender Näherung linear ist. Multipliziert man nämlich die Werte des Exponenten für  $\bar{\vartheta} = 4^\circ$  und  $\bar{\vartheta} = 3^\circ$  mit bzw.  $16/4 = 4.00$  und  $16/3 = 5.33$  (dem Verhältnis der Temperaturen), so erhält man  $-0.04700$  und  $-0.08544$ . Diese Zahlen fügen sich zusammen mit den entsprechenden Zahlen der Gruppen I, III, V mit  $t_n$  als Abszisse in einen glatten Kurvenzug, der nun die Zeitabhängigkeit des Exponenten darstellt. Genau dasselbe gilt auch für die Werte von C, nur daß hier nicht mit 4.00 und 5.33 zu multiplizieren ist, sondern mit 0.3  $4.00 = 1.200$  und  $0.3 \cdot 5.33 = 1.567$ . Man erhält so 0.4198 und 0.2592, Werte, die sich ebenfalls gut eingliedern (s. Fig. 3). Die Zeitabhängigkeit ließe sich jetzt natürlich explizite bestimmen, doch soll aus den oben angegebenen Gründen nicht weiter darauf eingegangen werden.

Im Winter 1931/32 tritt im wesentlichen ein Konstantbleiben von  $\Delta$  ein, so daß man also jetzt nach dreijähriger Benutzung des



(Mitteilung aus dem Physikalischen Institut der Universität Graz, Nr. 82.)

## Messungen des Radium-Emanationsgehaltes von Kellerluft

Von **Ekkehard Schmid** — (Mit 3 Abbildungen)

In vorliegender Arbeit wurde der Gehalt der Kellerluft an Radium-Emanation untersucht. Der Emanationsgehalt zeigt starke Schwankungen in auffallendem Zusammenhang mit dem Druckgefälle. Bei Untersuchung der Exhalation trat dieser Zusammenhang noch deutlicher hervor. Es konnte festgestellt werden, daß die Schwankungen ausschließlich auf die Ventilation des Kellers mit der Außenluft zurückzuführen sind.

Im Rahmen einer Gemeinschaftsarbeit über die Ionisierung und die Ionisierungsbilanz von Kellerluft, die im vergangenen Jahre unter Leitung von Prof. H. Benndorf im Grazer Physikalischen Institut begonnen wurde und noch fortgesetzt wird, hatte ich die Aufgabe übernommen, den Radium-Emanationsgehalt der Kellerluft zu messen.

Es handelte sich dabei um einen Keller des Physikalischen Instituts, der sich unmittelbar unter einem Arbeitszimmer befand und nach Möglichkeit hermetisch abgeschlossen war. Aus dem Keller führte ein Holzschacht, der natürlich durch einen Deckel abgeschlossen war, in den darüberliegenden Beobachtungsraum, aus welchem die Luft für alle Messungen entnommen wurde, so daß der Keller während einer Meßreihe nicht betreten zu werden brauchte. Der Keller hatte einen Fassungsraum von etwa 90 m<sup>3</sup>. Die Fenster des Kellers waren durch eine Bretterschalung verschlagen, die Fensterfugen wurden verstopft, so daß auch kein Licht in den Keller dringen konnte. Temperatur und relative Feuchtigkeit blieben während eines Tages praktisch konstant. Der Boden des Kellers bestand aus Sand, Lehm und in der obersten Schicht aus Ziegelabfällen, er lag 1.30 m unter dem äußeren Erdboden.

Infolge der Abdichtung des Kellers reicherte sich die Luft so mit Emanation an, daß im Mittel ein Ra-Em.-Gehalt in der Größenordnung von 10<sup>-14</sup> Curie/cm<sup>3</sup> erreicht wurde. Aus diesem Grunde gestaltete sich die Emanationsmessung verhältnismäßig einfach in der Durchführung. Es wurde nach der Methode von Mache-Halledauer\*) mit zwei Ionisationskammern gearbeitet, die ich bereits bei meinen Untersuchungen über den Ra-Em.-Gehalt der Freiluft in Benutzung hatte\*\*). Da die Gefäße ein Fassungsvermögen von je 2000 cm<sup>3</sup> besaßen, genügte es für die Messung, die Kammern mit einer Wasserstrahlpumpe auf 10 bis 20 mm Quecksilbersäule zu evakuieren und dann langsam, innerhalb 10 Minuten,

\*) Grete Halledauer, Sitz.-Ber. d. Akad. d. Wiss. Wien, Abt. IIa, **134**, 39 (1925).

\*\*\*) E. Schmid, ebenda **140**, 27 (1931).

durch Öffnen des Hahnes mit der zu untersuchenden Luft, die durch Schwefelsäure getrocknet und durch ein Wattefilter staubfrei gemacht wurde, zu füllen. 3 Stunden nach der Füllung (um das radioaktive Gleichgewicht abzuwarten) wurde dann der Sättigungsstrom als Mittel aus fünf Einzelablesungen gemessen. Die Ionisationsgefäße waren mittels Radiumnormallösungen direkt in Curie geeicht worden\*).

Im folgenden sollen kurz die Ergebnisse der Messungen besprochen werden. Es liegen sechs 24stündige Meßreihen des Radium-Emanationsgehaltes der Kellerluft vor, wobei alle 2 Stunden eine Emanationsbestimmung vorgenommen wurde. Die erste Meßreihe im Dezember 1930 wurde ausgeführt, ohne daß dem Keller Luft für Leitfähigkeitsmessung und Ionenzählung entnommen wurde. Bei den darauf folgenden Meßreihen wurde zu den Messungsterminen dreimal in der Stunde für diese Messungen ein gewisses Quantum Kellerluft abgesaugt. Dieses war jedoch klein im Vergleich zum Fassungsraum des Kellers.

Die Tabellen 1 bis 6 enthalten: in der 1. Spalte die Zeiten der Entnahme der Emanationsprobe, in der zweiten den Emanationsgehalt  $E$ , in der dritten die Emanationsnachlieferung  $Q$  in dem 2-Stunden-Intervall zwischen zwei Messungen und in der vierten und sechsten —  $\Delta p/\Delta t$  die Luftdruckabnahme pro Stunde in mm Hg für Zeitpunkte, die in der ersten und fünften Kolonne angegeben sind.

Wie aus den Werten für  $E$  in diesen Tabellen zu entnehmen ist, schwankte der Emanationsgehalt der Kellerluft ziemlich beträchtlich. Die nächste Aufgabe war daher, die Ursache dieser Schwankungen ausfindig zu machen. Irgendein Zusammenhang mit den gleichzeitig gemessenen meteorologischen Elementen in der freien Luft (Luftdruck, Temperatur, Feuchtigkeit, Wind) ließ sich nicht erkennen. Insbesondere war ein Anwachsen des Emanationsgehaltes bei sinkendem Luftdruck nicht festzustellen. Dagegen ergab sich ein leidlicher Parallelismus der Kurven, wenn Emanationsgehalt und Druckgefälle, das den Aufzeichnungen eines Barographen entnommen wurde, beide als Funktion der Zeit aufgetragen wurden, und zwar mit einer mittleren Phasenverschiebung von etwa 18 Stunden (Reihe 1: 16 Stunden, Reihe 3, 5: 18 Stunden, Reihe 2, 4, 6: 20 Stunden). Obwohl sich für diesen Zusammenhang zunächst gar keine plausible Erklärung bot, war er doch auffallend genug, um ihm näher nachzugehen.

Zunächst war zu erwarten, daß etwa vorhandene Gesetzmäßigkeiten sich deutlicher ausprägen müssen, wenn nicht der Gang des Emanationsgehaltes  $E$  selbst, sondern der Gang der Emanationsnachlieferung  $Q$  in dem zweistündigen Zeitraum zwischen zwei Emanationsmessungen untersucht wird.

Zwischen zeitlicher Änderung des Emanationsgehaltes  $dE/dt$  der Emanationsnachlieferung pro Zeiteinheit  $q$  und dem Emanationsgehalt muß folgende Beziehung bestehen:

$$\frac{dE}{dt} = q - \lambda E,$$

---

\*) Hinsichtlich Eichung und experimenteller Einzelheiten siehe \*\*), S. 233.

Tabelle 1

Datum Zeit	E 10 <sup>-16</sup> Curie/cm <sup>3</sup>	Q	$-\frac{\Delta p}{\Delta t}$ mm/Std.	Datum Zeit	$-\frac{\Delta p}{\Delta t}$ mm/Std.
18. XII. 1930				17. XII. 1930	
12	106.2		+ 0.05	12	— 0.05
		+ 9.5	— 0.55		— 0.10
14	122.7		— 0.30	14	— 0.20
		+ 9.2	— 0.50		— 0.50
16	139.9		— 0.70	16	— 0.55
		— 5.0	— 0.55		— 0.55
18	127.2		— 0.30	18	— 0.70
		+ 3.4	— 0.10		— 0.65
20	132.2		— 0.35	20	— 0.60
		— 10.5	— 0.40		— 0.40
22	109.3		— 0.20	22	— 0.50
		— 1.4	— 0.05		— 0.50
24	104.8		0.00	24	— 0.40
19. XII. 1930		— 0.3	+ 0.05	18. XII. 1930	— 0.35
2	102.6		+ 0.05	2	— 0.15
		+ 5.4	+ 0.05		— 0.20
4	111.8		0.00	4	— 0.45
		— 4.4	0.00		— 0.70
6	101.3		0.00	6	— 0.50
		— 3.2	— 0.15		— 0.45
8	93.5		0.00	8	— 0.55
		— 3.8	— 0.15		— 0.40
10	84.6		+ 0.20	10	— 0.40
		+ 11.0	+ 0.20		— 0.25
12	107.0		+ 0.10		

Tabelle 2

Datum Zeit	E	Q	$-\frac{\Delta p}{\Delta t}$	Datum Zeit	$-\frac{\Delta p}{\Delta t}$
27. III. 1931				26. III. 1931	
8	83.1		+ 0.35	10	+ 0.40
		— 6.4	+ 0.15		+ 0.40
10	69.1		+ 0.45	12	+ 0.50
		— 4.1	+ 0.35		+ 0.50
12	59.9		+ 0.05	14	+ 0.50
		— 6.1	+ 0.15		+ 0.25
14	46.9		0.00	16	0.00
		+ 1.7	— 0.20		— 0.05
16	49.5		— 0.35	18	— 0.35
		+ 3.3	— 0.45		— 0.35
18	55.4		— 0.30	20	— 0.15
		+ 8.5	— 0.50		0.00
20	71.6		— 0.60	22	+ 0.15
		— 0.7	— 0.50		+ 0.20
22	69.1		0.00	24	+ 0.40
		+ 1.4	+ 0.30	27. III. 1931	+ 0.20
24	70.9		+ 0.55	2	+ 0.40

Datum Zeit	$E$ $10^{-16}$ Curie/cm <sup>3</sup>	$Q$	$-\frac{\Delta p}{\Delta t}$ mm/Std.	Datum Zeit	$-\frac{\Delta p}{\Delta t}$ mm/Std.
28. III. 1931		— 10.5	+ 0.50		+ 0.50
2	48.9		+ 0.55	4	+ 0.30
		+ 6.6	+ 0.40		+ 0.10
4	61.3		+ 0.65	6	+ 0.15
		+ 5.0	+ 0.30		+ 0.40
6	70.4		+ 0.45		
		— 2.7	+ 0.40		
8	64.0		+ 0.25		

Tabelle 3

2. VI. 1931			1. VI. 1931		
8	106.9		— 0.35	12	— 0.20
		+ 12.6	+ 0.15		— 0.05
10	130.6		+ 0.40	14	— 0.15
		— 6.6	+ 0.20		— 0.05
12	115.3		— 0.10	16	— 0.10
		— 4.5	— 0.15		+ 0.05
14	104.6		— 0.10	18	— 0.20
		+ 6.5	— 0.10		— 0.30
16	116.0		— 0.35	20	— 0.30
		+ 4.8	— 0.25		— 0.35
18	123.9		— 0.25	22	— 0.30
		+ 14.9	— 0.45		— 0.05
20	151.9		— 0.30	24	0.00
		— 4.5	— 0.15	2. VI. 1931	+ 0.10
22	140.6		0.00	2	+ 0.30
		— 1.4	0.00		+ 0.35
24	135.7		0.00	4	+ 0.10
3. VI. 1931		— 10.5	+ 0.05		— 0.10
2	112.6		+ 0.10	6	0.00
		+ 12.0	+ 0.05		— 0.30
4	135.0		— 0.10		
		— 2.0	— 0.05		
6	129.9		— 0.10		
		— 9.4	0.00		
8	108.3		+ 0.10		

Tabelle 4

6. VII. 1931			5. VII. 1931		
8	85.0		— 0.05	12	0.00
		+ 16.8	— 0.10		+ 0.10
10	117.3		+ 0.10	14	+ 0.15
		— 13.8	+ 0.30		+ 0.15
12	87.9		+ 0.25	16	+ 0.05
		— 4.5	+ 0.15		0.00
14	77.5		+ 0.10	18	— 0.10
		+ 0.5	0.00		— 0.25
16	77.3		+ 0.10	20	— 0.15
		— 5.7	+ 0.10		— 0.30

Datum Zeit	E 10 <sup>-16</sup> Curie/cm <sup>3</sup>	Q	$-\frac{\Delta p}{\Delta t}$ mm/Std.	Datum Zeit	$-\frac{\Delta p}{\Delta t}$ mm/Std.
18	64.7		0.00	22	- 0.15
		+ 8.5	- 0.15		0.00
20	80.8		- 0.30	24	0.00
		- 6.8	- 0.30	6. VII. 1931	0.00
22	66.0		- 0.25	2	+ 0.15
		+ 0.5	0.00		+ 0.15
24	66.1		+ 0.25	4	0.00
7. VII. 1931		+ 0.2	+ 0.25		- 0.05
2	64.7		+ 0.25	6	0.00
		+ 7.8	+ 0.10		+ 0.05
4	79.4		0.00		
		+ 2.0	0.00		
6	82.2		+ 0.05		
		- 0.1	+ 0.05		
8	80.7		+ 0.10		
		+ 4.0	+ 0.15		
10	87.6		+ 0.35		
		- 7.3	+ 0.30		
12	71.6		+ 0.15		

Tabelle 5

27. VII. 1931			26. VII. 1931		
8	210.9		- 0.05	8	- 0.20
		+ 13.4	0.00		- 0.20
10	234.6		+ 0.10	10	- 0.05
		- 35.0	+ 0.10		0.00
12	161.0		+ 0.15	12	+ 0.05
		- 3.5	+ 0.35		- 0.10
14	151.6		+ 0.30	14	- 0.05
		- 12.1	+ 0.15		- 0.05
16	125.2		+ 0.25	16	+ 0.20
		- 2.7	+ 0.35		+ 0.30
18	118.0		+ 0.15	18	+ 0.05
		- 1.6	+ 0.10		- 0.15
20	113.1		- 0.05	20	- 0.20
		+ 8.3	- 0.05		- 0.25
22	128.0		0.00	22	- 0.25
		+ 4.6	0.00		- 0.10
24	135.2		+ 0.05	24	- 0.15
28. VII. 1931		+ 2.5	+ 0.10	27. VII. 1931.	- 0.10
2	138.1		+ 0.25	2	- 0.05
		+ 4.9	+ 0.25		0.00
4	145.9		+ 0.20	4	- 0.05
		+ 4.2	+ 0.15		- 0.20
6	152.1		+ 0.05	6	- 0.10
		+ 3.1	+ 0.25		- 0.10
8	156.0		+ 0.45		
		- 6.4	+ 0.25		
10	140.9		+ 0.20		

Tabelle 6

Datum Zeit	$E$ $10^{-16}$ Curie/cm <sup>3</sup>	$Q$	$-\frac{\Delta p}{\Delta t}$ mm/Std.	Datum Zeit	$-\frac{\Delta p}{\Delta t}$ mm/Std.
12. VIII. 1931				11. VIII. 1931	
8	229.0		0.00	12	+ 0.40
		— 5.3	+ 0.05		+ 0.25
10	215.0		+ 0.10	14	+ 0.05
		— 14.5	+ 0.15		+ 0.05
12	182.9		+ 0.15	16	+ 0.10
		+ 7.4	+ 0.05		+ 0.10
14	194.9		+ 0.35	18	— 0.05
		— 13.8	+ 0.40		— 0.15
16	164.6		+ 0.15	20	— 0.35
		+ 1.1	— 0.15		— 0.30
18	164.4		— 0.15	22	— 0.05
		+ 5.5	— 0.10		+ 0.20
20	173.0		— 0.25	24	+ 0.10
		+ 7.2	— 0.20	12. VIII. 1931	0.00
22	184.8		+ 0.05	2	+ 0.10
		+ 7.5	+ 0.10		+ 0.15
24	197.0		+ 0.25	4	+ 0.05
13. VIII. 1931		+ 2.4	+ 0.30		0.00
2	198.9		+ 0.40	6	+ 0.05
		— 10.0	+ 0.40		+ 0.05
4	176.1		+ 0.25		
		+ 11.0	+ 0.20		
6	195.4		+ 0.35		
		— 5.4	+ 0.40		
8	181.8		+ 0.40		
		— 3.5	+ 0.35		
10	172.1		+ 0.60		

wobei  $\lambda$  die Zerfallskonstante der Radium-Emanation bedeutet. Integriert man diese Gleichung über ein Zeitintervall  $T$ , so ergibt sich

$$\frac{E_1 - E_2}{T} = \bar{q} - \lambda \bar{E},$$

wobei  $\bar{q}$  die mittlere Nachlieferung und  $\bar{E}$  den mittleren Emanationsgehalt während dieses Zeitraumes bedeutet. Wählen wir  $T = 2$  Stunden, setzen

$$\bar{E} = \frac{E_1 + E_2}{2} Q = \bar{q} T,$$

so wird

$$Q = E_1 - E_2 + \lambda T \frac{E_1 + E_2}{2},$$

da  $\lambda = 2.1 \cdot 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$  und  $T = 2$  Stunden = 7200 sec wird  $\lambda T/2 = 7.5 \cdot 10^{-3}$ . Auf diese Weise sind die in der zweiten Spalte der Tabellen 1 bis 6 angegebenen Werte von  $Q$  gewonnen.

Das erste, was beim Betrachten der  $Q$ -Werte auffällt, ist, daß an allen Messungstagen große negative Werte vorkommen. Dies läßt sich nicht anders erklären, als daß emanationsarme Freiluft in den Keller eingetreten sein muß und die emanationsreiche Kellerluft verdrängt hat. Dieser Sachverhalt war für uns äußerst überraschend, da wir sowohl wegen des sorgfältigen Abschlusses des Kellerraumes, sowie aus der Konstanz der Temperatur und des Feuchtigkeitsgehaltes der Kellerluft den irrümlichen Schluß gezogen hatten, daß kein beträchtlicher Austausch der Kellerluft vorhanden sein könne. Aus den negativen Beträgen von  $Q$  kann geschlossen werden, daß innerhalb von 2 Stunden etwa 10% der Kellerluft durch Freiluft ersetzt wurden, also etwa  $10\text{ m}^3$  Freiluft eingedrungen waren.

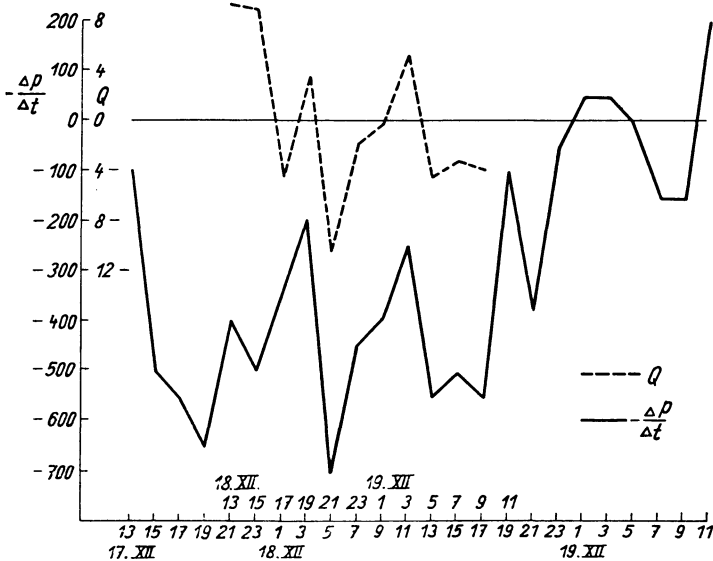


Fig. 1

Diese Feststellung war mit Rücksicht auf die gleichzeitigen Messungen der Leitfähigkeit, der Zahl der kleinen und großen Ionen, sowie der Kerne, über die an anderer Stelle berichtet wird, von besonderer Wichtigkeit. Es liegt die Vermutung nahe, daß die beobachteten Veränderungen dieser Größen ganz oder doch zum größten Teil auf die Ventilation des Kellers zurückgeführt werden müssen und so eine sehr triviale Erklärung finden.

Der zweite Umstand, der ebenfalls bemerkenswert ist, ist der, daß sich ein überraschend paralleler Gang von  $-\Delta p/\Delta t$  und  $Q$  ergibt. Um dies zu veranschaulichen, ist in Fig. 1 und 2 der Gang dieser Größen dargestellt, und zwar zeigt Fig. 1 den besten Parallelismus (Phasenverschiebung 16 Stunden) und Fig. 2 den schlechtesten (Phasenverschiebung 18 Stunden) unter den sechs Beobachtungstagen.

Da, wie weiter unten noch nachgewiesen wird, die Schwankungen des Emanationsgehaltes fast ausschließlich auf Konto der Kellerventilation zu setzen

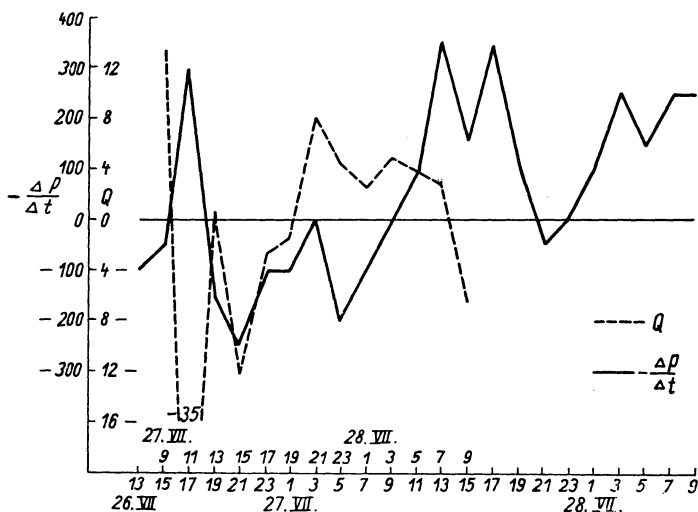


Fig. 2

sind, ergibt sich, daß diese in irgendeiner Weise mit der Änderung des Druckgefälles parallel geht, wofür mir aber jede plausible Erklärung fehlt.

Es erübrigte nunmehr noch zu untersuchen, ob außer der Ventilation des Kellers noch andere Ursachen Schwankungen des Emanationsgehaltes bewirken.

Zu diesem Zwecke wurde ein großer, unten offener Zylinder aus Zinkblech 5 cm tief in den Boden des Kellers eingegraben (Fig. 3). Er besaß zwei Zuführungshähne  $H_u$  unten und  $H_0$  oben; außerdem war ein Windflügel  $W$  luftdicht eingebaut, der mittels der Kurbel  $K$  von außen gedreht werden konnte, wodurch es möglich war, die Luft im Innern des Zylinders ausgiebig und rasch zu mischen.

Durch diese Anordnung war ein Raum geschaffen, in dem die Emanation aus dem Boden des Kellers ungehindert eintreten konnte, der aber vor Ventilation geschützt war.

Wurden dem Zylinder gleichzeitig bei  $H_u$  und  $H_0$  Luftproben zur Bestimmung

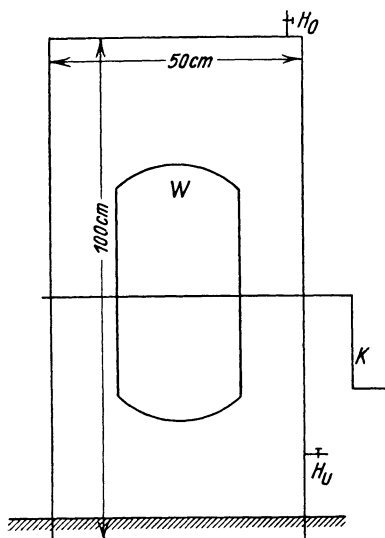


Fig. 3



des Emanationsgehaltes entnommen, so ergaben sich unten erwartungsgemäß stets höhere Werte des Emanationsgehaltes. Durch Umrühren konnte eine gleichmäßige Verteilung der Emanation hergestellt werden. Über die Größenordnung der innerhalb des Gefäßes auftretenden Konzentrationsunterschiede der Emanation geben folgende, als Beispiel angeführte Meßresultate Aufschluß.

Oben: 718	Unten: 861.
Vor der Mischung oben:	860,
nach der Mischung oben:	912.

Die Zahlen bedeuten  $10^{-16}$  Curie/cm<sup>3</sup>. Zur Untersuchung der zeitlichen Änderung der Emanationsnachlieferung wurde nun folgender Vorgang eingehalten. Dem Behälter wurde alle zwei Stunden eine Luftprobe entnommen und, wie oben angegeben, ihr Emanationsgehalt bestimmt. Vor der Entnahme wurden beide Hähne geschlossen, dann die Luft durchmischt und die Probe oben entnommen, wobei der untere Hahn geöffnet war, so daß für die entnommene Luft (2 Liter) unten Kellerluft einströmen konnte. Nach der Entnahme wurde der Hahn unten geschlossen, während der obere bis zur nächsten Luftentnahme geöffnet blieb, so daß dauernd ein Druckausgleich zwischen innen und außen gewährleistet war.

Auf diese Weise wurden acht längere Messungsreihen durchgeführt und in analoger Weise wie oben Emanationsgehalt  $E$  und Emanationsnachlieferung  $Q$  berechnet. Wie zu erwarten war, war der Emanationsgehalt im Versuchszylinder infolge der fehlenden Ventilation viel höher als im Keller,  $800 \cdot 10^{-16}$  Curie/cm<sup>3</sup> gegen etwa 100 bis  $200 \cdot 10^{-16}$ ; ferner war  $Q$  stets positiv und schwankte ganz unregelmäßig zwischen Null und  $30 \cdot 10^{-16}$ . Der Parallelismus mit dem Druckgefälle war völlig verschwunden, so daß es den Anschein hat, daß die Emanation im wesentlichen durch Diffusion aus dem Boden in die Luft gelangt, wie dies schon frühere Beobachter geschlossen haben, und daß Luftdruckschwankungen ohne wesentlichen Einfluß auf die Emanationsabgabe sind.

Damit war also der Nachweis erbracht, daß die starken Schwankungen des Emanationsgehaltes, die im Keller beobachtet wurden, ausreichend durch die nachgewiesene Ventilation des Kellers erklärt sind.

**Zusammenfassung.** Im Rahmen einer Gemeinschaftsarbeit im Physikalischen Institut der Universität Graz über die Ionisierung und Ionisierungsbilanz von Kellerluft wurde der Radium-Emanationsgehalt  $E$  der Luft eines nach Möglichkeit hermetisch abgeschlossenen Kellers nach der Mache-Halledauersehen Methode gemessen.

Der Emanationsgehalt zeigte 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. Dieser parallele Gang trat noch deutlicher hervor, wenn aus dem Emanationsgehalt die Nachlieferung von Emanation pro Stunde  $Q$  (Exhalation) berechnet wurde.

Bei der Berechnung von  $Q$  aus den beobachteten Werten von  $E$  ergaben sich aber auch gleichzeitig zeitweise negative Werte von  $Q$ . Daraus muß geschlossen werden, daß während dieser Zeiten emanationsarme Freiluft trotz des möglichen Abschlusses in den Keller eingedrungen war, und es lag die Vermutung nahe, daß die beobachteten Schwankungen des Emanationsgehaltes ausschließlich auf die Ventilation des Kellers zurückzuführen sind.

Um dies zu prüfen, wurde ein großer Blechzylinder mit seiner Öffnung nach unten auf den Kellerboden gestülpt, etwas eingegraben und der Emanationsgehalt der Luft in diesem Gefäß gemessen. Durch eine kleine Öffnung im Gefäß war für ständigen Druckausgleich mit der Kellerluft gesorgt. Erwartungsgemäß ergab sich, daß der Emanationsgehalt nunmehr geringe und unregelmäßige Schwankungen um einen Mittelwert aufwies und die Abhängigkeit vom Druckgefälle völlig verschwunden war.

Aus diesen Versuchen ergibt sich, daß im Keller, in dem Temperatur- und Feuchtigkeitsgehalt während eines Tages keine merklichen Schwankungen aufwiesen, eine im wesentlichen konstante Exhalation von Emanation erfolgt. Es ist daher auch mit großer Wahrscheinlichkeit zu vermuten, daß die gleichzeitig beobachteten Schwankungen des Gehaltes an kleinen und großen Ionen, sowie die der Leitfähigkeit, durch die nachgewiesene Ventilation der Kellerluft eine triviale Erklärung finden.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, Herrn Professor H. Benndorf meinen herzlichsten Dank für das rege Interesse am Fortschritt meiner Arbeit auszudrücken. Ebenso möchte ich Herrn Professor V. F. Hess, Innsbruck, für gütige Überlassung von Apparaten und Herrn Professor E. Rumpf für freundliche Ratschläge meinen aufrichtigen Dank aussprechen.

Graz, April 1932.

---

## Messungen der kosmischen Ultrastrahlung zwischen 50° und 7° nördlicher Breite

Von **E. Oeser**, Göttingen — (Mit 3 Abbildungen)

Mit zwei Kolhörsterschen Ionisationskammern wird die Ultrastrahlung während einer dreimonatigen Reise nach Zentralamerika gemessen. Der eine Apparat erwies sich als undicht, weshalb seine Werte nur zum Vergleich des Charakters der Kurven herangezogen werden können. Die Mittelwerte des anderen schwanken wegen der Meßfehler innerhalb 2.1% durchaus unsystematisch, woraus geschlossen wird, daß die Ultrastrahlung mindestens innerhalb dieser Grenzen zwischen den Breiten 50° und 7° Nord konstant ist. Es wird dann der Wert der Rest-, der Ultra- und der Erdstrahlung angegeben.

Auf einer dreimonatigen Reise nach Westindien und der Westküste von Zentralamerika mit dem Frachtdampfer „Friderun“ des Norddeutschen Lloyd

hatte ich Gelegenheit, die kosmische Ultrastrahlung mit zwei Kolhörsterschen Ionisationskammern zu messen. Die Konstanten der beiden Apparate sind bei K. Wölcken\*) unter Gö 1 Fabriknummer 5127 und Gö 2 Nummer 5403\*\*) angegeben und erläutert. Gö 1 besitzt ein Druckmanometer und ein Thermometer; bei Gö 2 konnte der Druck leider nicht direkt kontrolliert werden.

Gö 1 wurde, nach einer Anregung von Prof. Angenheister, für die Reise in einem feststehenden Holzgestell kardanisch aufgehängt, so daß der Apparat

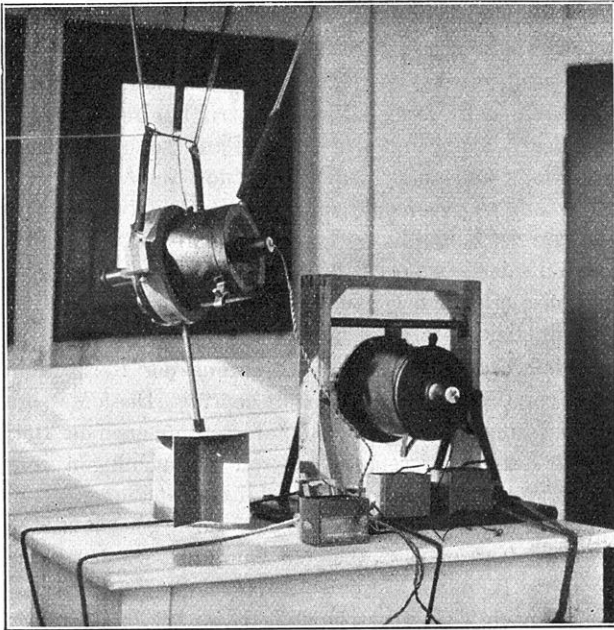


Fig. 1.

Die beiden Strahler in der Anordnung auf dem Schiff. Links Gö 2 in dem Holzring mit Federnaufhängung (das Blechgestell an der Stange unter dem Apparat diente zur besseren Stabilisierung bei unruhigem Wetter); rechts Gö 1 in kardanischer Aufhängung.

auch bei stärkerem Überholen des Schiffes einigermaßen ruhig hing. Diese Anordnung hat sich recht gut bewährt; nur als das Schiff ohne Ladung fuhr (an der Westküste von Zentralamerika), machten sich die Erschütterungen durch die Schiffsmaschine unangenehm bemerkbar. Für Gö 2 wurde ein Holzring gebaut, an dem er mit einigen Spiralfedern aufgehängt werden konnte (s. Fig. 1). Bei

\*) K. Wölcken, Über Messung und Registrierung der Ultrastrahlung. Dissertation Göttingen 1931.

\*\*) Über die Kapazität von Gö 2 siehe auch K. Wölcken, Zeitschr. f. Geophys. 7, 267 (1931), Nr. 5/6.

dieser Anordnung schwankte natürlich der Apparat stark beim Überholen des Schiffes, doch gelang auch da eine Ablesung auf ganze Skalenteile genau. Die zeitweise auftretenden verhältnismäßig geringen Erschütterungen durch die Maschine wurden praktisch vollkommen durch die Spiralfedern gedämpft.

Auf dem Schiff standen bzw. hingen die beiden Apparate nebeneinander auf dem Bootsdeck. Der Raum war von drei Seiten durch Holz mit Glasfenster geschützt, während die Kommandobrücke das Dach bildete, so daß die Strahler bei nicht allzu schlechtem Wetter vor Wind und Wasser geschützt waren. Über den Apparaten befanden sich nur zwei leichte Holzdecken, die die kosmische Ultrastrahlung schwächten.

Beobachtet wurde visuell ungefähr alle 4 Stunden; viermal am Tage, und einmal nachts durch den ersten Offizier, Herrn Lieberun, dem ich für seine gewissenhaften Beobachtungen aufrichtigen Dank schulde. Aufgeladen wurde morgens, nachmittags und abends; die Aufladung am Abend reichte fast immer bis zur Ablesung am nächsten Morgen. Die Beobachtungen wurden selbstverständlich durch den Seegang sehr erschwert, weshalb die Genauigkeit in der Regel nur  $\pm 1$  Skalenteil oder etwa  $\pm 10\%$  betrug. Doch waren die Messungen bei ruhiger See teilweise erheblich genauer. Die Einzelmessungen streuten für beide Apparate ungefähr gleich stark.

Zur Kontrolle wurden die Apparate während der Reise dreimal mit einem Radiumpräparat von 0.10 mg Radiumgehalt geprüft. Diese Messungen zusammen mit den Kontrollmessungen der Eveschen Zahl vor und nach der Reise in Göttingen ergaben innerhalb der Fehlergrenzen keinerlei Abweichungen voneinander. Die Eveschen Zahlen würden sich aus dem Mittel der Göttinger Messungen für Gö 1 zu  $3.0 \cdot 10^9$  ergeben und für Gö 2 zu  $2.5 \cdot 10^9$  oder zu  $4.1 \cdot 10^9$ , wenn man als Kapazität den Wert 0.40 cm bzw. 0.66 cm benutzt. Diese Werte sind natürlich viel zu klein, da z. B. nach Arno W. Reitz\*) die Evesche Konstante gleich  $4.30 \cdot 10^9$  ist, und nach V. F. Hess und A. Reitz\*\*) für Metallgefäße der Wert  $5.0 \cdot 10^9$  die untere Grenze bildet. Wahrscheinlich sind die Kapazitäten zu niedrig bestimmt, auch der aus anderem Anlaß von Fräulein Hahnfeld für Gö 2 gemessene größere Wert\*\*\*) scheint noch etwas zu klein zu sein. Wegen der Unsicherheit der Kapazitäten werden die gemessenen Werte nur in Millivolt pro Sekunde angegeben, so daß nur die relativen Änderungen, auf die es auch hier vor allem ankommt, angegeben sind. Es geht dann nur die Eichkurve des Apparates in die Bestimmung ein. Die Eichkurven von Gö 1 und Gö 2 wurden vor und nach der Reise bestimmt, wobei sich keinerlei Abweichungen zeigten. Die Eichkurve von Gö 1 hatte sich gegen die Eichkurve, die von Günther und Tegetmeyer, Braunschweig, im August 1928 aufgenommen worden war, ungefähr parallel verschoben, und zwar entsprechen bei der neuen Eichkurve denselben

---

\*) Arno W. Reitz, Zeitschr. f. Phys. **69**, 259—286 (1931), Nr. 3/4.

\*\*) V. F. Hess und A. Reitz, Phys. Zeitschr. **31**, 288 (1930), Nr. 6.

\*\*\*) Siehe K. Wölken, l. c., Anm. \*\*) auf S. 243.

Tabelle 1. Mittelwerte des Spannungsabfalls der Strahler Gö 1 und Gö 2 in Millivolt pro Sekunde. Der erste Mittelwert für Gö 2 ist ausgelassen worden, weil die Einzelwerte unwahrscheinlich hoch waren (vgl. Text). Für eine Meßreihe (die 8. Zeile vom 6. Februar bis 12. Februar) wurde als Beispiel die mittlere Abweichung der Einzelwerte berechnet nach der bekannten Formel  $m = \pm \sqrt{\frac{\sum a^2}{n-1}}$ , wobei  $a$  die Abweichungen der Einzelwerte vom Mittelwert bedeuten und  $n$  die Anzahl der benutzten Einzelwerte. Dann ist dieser Mittelwert  $4.42_9 \pm 0.11_1$  für Gö 1 und  $3.20_4 \pm 0.11_3$  für Gö 2.

Mittelwerte Gö 1	Gö 2	Zeit 1931/32	Nördliche Breite	Westliche Länge	Bemerkungen
4.32 <sub>8</sub>	3.45 <sub>6</sub>	17. XII. — 22. XII.	38.8 <sup>0</sup> — 28.6 <sup>0</sup>	22.5 <sup>0</sup> — 39.7 <sup>0</sup>	
4.41 <sub>8</sub>	3.32 <sub>6</sub>	22. XII. — 28. XII.	28.6 <sup>0</sup> — 16.4 <sup>0</sup>	39.7 <sup>0</sup> — 57.8 <sup>0</sup>	
4.31 <sub>8</sub>	3.07 <sub>7</sub>	28. XII. — 8. I.	16.4 <sup>0</sup> — 11.0 <sup>0</sup>	57.8 <sup>0</sup> — 75.0 <sup>0</sup>	Die Meßreihe wurde vom 30. XII. bis 2. I., vom 3. bis 4. I. und vom 6. bis 7. I. unterbrochen.
4.39 <sub>3</sub>	3.06 <sub>7</sub>	8. I. — 14. I.	11.0 <sup>0</sup> — 10.7 <sup>0</sup>	75.0 <sup>0</sup> — 87.1 <sup>0</sup>	Die Meßreihe wurde vom 8. bis 9. I., vom 9. bis 10. I. und am 11. I. einige Stunden unterbrochen.
4.33 <sub>3</sub>	3.11 <sub>4</sub>	14. I. — 31. I.	10.7 <sup>0</sup> — 7.1 <sup>0</sup>	87.1 <sup>0</sup> — 80.8 <sup>0</sup>	Es wurde am 12. I. als südlichster Punkt eine Höhe von 7.1 <sup>0</sup> Nord und 81.1 <sup>0</sup> West erreicht.
4.39 <sub>2</sub>	3.15 <sub>6</sub>	31. I. — 6. II.	7.1 <sup>0</sup> — 17.3 <sup>0</sup>	80.8 <sup>0</sup> — 75.5 <sup>0</sup>	Die Meßreihe wurde vom 15. bis 20. I., vom 21. bis 26. I., am 27. I. auf einige Stunden und vom 29. bis 30. I. unterbrochen.
4.42 <sub>6</sub>	3.20 <sub>4</sub>	6. II. — 12. II.	17.3 <sup>0</sup> — 28.7 <sup>0</sup>	75.5 <sup>0</sup> — 61.8 <sup>0</sup>	Die Meßreihe wurde vom 2. bis 3. I. unterbrochen.
4.42 <sub>4</sub>	3.32 <sub>8</sub>	12. II. — 17. II.	28.7 <sup>0</sup> — 36.2 <sup>0</sup>	61.8 <sup>0</sup> — 44.0 <sup>0</sup>	Alle bisherigen Unterbrechungen der Meßreihen waren in den Hafenstädten.
4.30 <sub>8</sub>	3.24 <sub>6</sub>	17. II. — 25. II.	36.2 <sup>0</sup> — 47.2 <sup>0</sup>	44.0 <sup>0</sup> — 19.1 <sup>0</sup>	
4.26 <sub>7</sub>	3.30 <sub>3</sub>	25. II. — 1. III.	47.2 <sup>0</sup> — 49.5 <sup>0</sup>	19.1 <sup>0</sup> — 8.4 <sup>0</sup>	Am 17. II. konnte wegen schweren Sturmes nicht abgelesen werden; ebenso am 19. II. und vom 22. bis 24. II. (vgl. Fig. 3).
4.35 <sub>9</sub>	3.22 <sub>8</sub>	Gesamtmitel			

Skalenteilen größere Voltwerte; die Empfindlichkeit ist also kleiner geworden. Das mag seinen Grund in einer zu großen Erschütterung der Fäden haben. Man muß zum Aufladen des Strahlers den Aufladehebel kräftig herumwerfen, und selbst dann ist die leitende Verbindung sofort wieder unterbrochen.

Die gemessenen Einzelwerte wurden auf gleichen Barometerstand von 760 mm Hg reduziert, wobei angenommen wurde, daß die kosmische Ultrastrahlung bei einer Zunahme des Luftdruckes um 1 mm Hg um 0.5% geschwächt wird. Da die Fehlergrenze  $\pm 10\%$  beträgt, ist nicht zu erwarten, daß auch bei größeren Luftdruckschwankungen die Werte über die Fehlergrenze hinaus sich ändern. Es wurde vom 16. bis 18. Februar 1932 ein Druck von etwa 740 mm Hg erreicht, doch war natürlich gerade da wegen des schlechten Wetters die Ablesung besonders schwierig und mußte deshalb am 17. und 19. abends unterbrochen werden.

Es wurden immer ungefähr 25 bis 30 Einzelmessungen, die in einem Zeitraum von rund 6 Tagen gewonnen waren, zu einem Mittelwert zusammengefaßt. Die Mittelwerte sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Die Mittelwerte für Gö 1 schwanken 2.1% um das Gesamtmittel. Die Schwankungen verlaufen durchaus unsystematisch; innerhalb der oben angegebenen Fehlergrenzen kann man keinen Gang mit der geographischen Breite feststellen. Dagegen zeigen die Mittelwerte von Gö 2 einen systematischen Gang von  $\pm 7.1\%$ , der, wie später gezeigt werden wird, davon herrührt, daß der Apparat undicht war. Daß dieser Gang reell ist und nur von Gö 1 nicht angezeigt wird, ist wohl kaum anzunehmen; denn wenn die Intensität der kosmischen Ultrastrahlung um über 7% schwankt, ist nicht einzusehen, warum nur der Apparat, der außerdem undicht war, die Intensitätsänderung zeigen sollte.

Die Mittelwerte von Gö 2 sind aus den eben angeführten Gründen vorsichtig zu bewerten, doch lassen sich die Einzelwerte gut zum Vergleich mit Gö 1 heranziehen. Der erste Mittelwert von Gö 2 ist unbrauchbar, da er unwahrscheinlich groß ist. Die darauf folgenden Werte geben aber gute Übereinstimmung mit den Angaben von K. Wölcken und den mit Gö 1 gemessenen Werten.

Eine Kurve mit geringen Schwankungen (s. Fig. 2) und eine Kurve mit größeren Schwankungen (s. Fig. 3) diene als Beispiel für den Charakter der Kurven. Die Schwankungen um den Mittelwert verlaufen fast stets in beiden Apparaten verschieden. Man muß annehmen, daß es sich um Ablesefehler und nicht um Intensitätsänderungen der kosmischen Ultrastrahlung handelt.

Ein Einfluß der Landnähe konnte nicht bemerkt werden, auch nicht bei der Hin- und Rückfahrt durch den Panamakanal. Allerdings wurde während des Aufenthalts in den einzelnen Häfen nicht gemessen, sondern nur bei der Ein- und Ausfahrt. Vielleicht war da die Entfernung vom Land noch zu groß, als daß sich eine radioaktive Gesteinsstrahlung hätte bemerkbar machen können.

Der Druck von Gö 1 konnte, wie erwähnt, mit dem Manometer kontrolliert werden, und es ergab sich, daß auf der Rückfahrt bei gleicher Temperatur der Druck um 4 bis 8 mm Hg (die Unsicherheit dieser Angabe liegt an den Ablese-

fehlern von Manometer und Thermometer des Apparates) geringer war. Der Apparat muß demnach ziemlich dicht sein, denn in den Tropen war der Druck im Apparat ungefähr 800 mm Hg, während der Außendruck meist 760 mm Hg betrug. Die Druckabnahme betrug somit etwa 0.5 bis 1%: dieser Effekt lag also

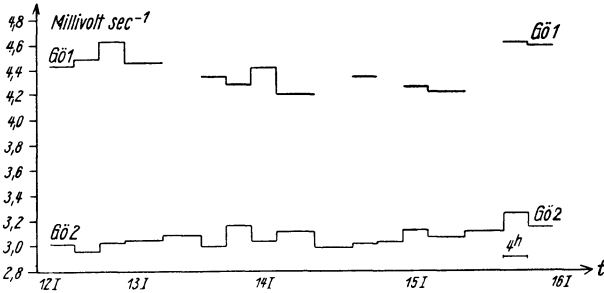


Fig. 2. Die Angaben sind auf 760 mm Hg reduziert. Auf der Figur bedeutet die markierte Strecke rund vier Stunden. Um anzudeuten, daß die Werte durch Integration über einige Stunden gewonnen wurden, wurde die Form einer Treppenkurve gewählt, wobei die Länge der Kurventeile angenähert der Zeit zwischen zwei Ablesungen entspricht. — Die Kurve für G01 ist etwas schlechter, da die Ablesegenauigkeit durch die Erschütterung von der Schiffsmaschine beeinträchtigt wurde (vgl. Text). In der Kurve von G01 fehlen einige Werte, die deshalb ausgeschieden wurden, weil bei den betreffenden Ablesungen die Spannung unter 100 Volt gesunken war

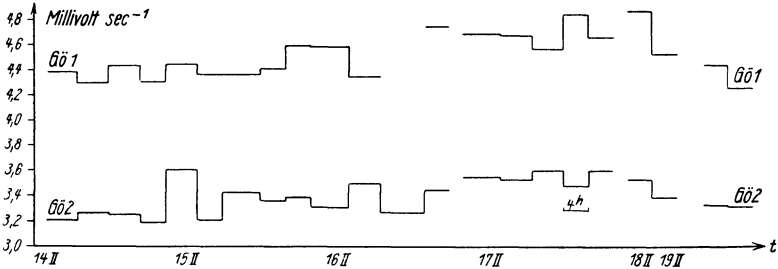


Fig. 3. Erklärung s. Fig. 2. Die drei Lücken, die beiden Kurven gemeinsam sind (kurz vor dem 17., kurz vor dem 18. und hinter dem 19.), entsprechen Unterbrechungen der Meßreihe. Am 16. wurde eine Kontrollmessung mit dem Radiumpräparat vorgenommen, am 17. und 19. konnte wegen des schlechten Wetters nicht abgelesen werden

weit unter der Meßgenauigkeit. Wie schon dargelegt wurde, zeigen die Mittelwerte für G02 einen Gang mit der geographischen Breite von über  $\pm 7\%$ . Kontrollversuche in Göttingen ergaben, daß der Apparat undicht sein muß. Er wurde hierzu unter einen Rezipienten gestellt und der Voltabfall pro Zeiteinheit durch ein in bestimmter Entfernung befindliches Radiumpräparat gemessen. Dann wurde während einiger Stunden der Druck um etwa 200 mm Hg erniedrigt und

anschließend die gleiche Messung wiederholt. Der Voltabfall war auf fast die Hälfte gesunken und zeigte einen regelmäßigen Wiederanstieg bei den hintereinander erfolgenden Messungen, was auf ein langsames Wiedereinströmen der Luft hindeutet. Durch die somit erwiesene Undichtigkeit wird qualitativ der Gang der Mittelwerte erklärt. In den höheren Breiten war die Temperatur (es war im Dezember und Februar) niedrig, und beim Ausgleich des Innen- und Außendruckes muß Luft in den Apparat geströmt sein. In den Tropen dehnte sich die Luft im Apparat wieder aus, strömte ab, wodurch sich die niedrigeren Ionisationswerte ergaben. Auf der Rückfahrt wiederholte sich dies in umgekehrter Reihenfolge. Dieser Effekt konnte sich natürlich nur in den Mittelwerten zeigen, da die Einzelmessungen zu ungenau waren. Es muß zwischen der im Apparate herrschenden Dichte der Luft und den Mittelwerten eine lineare Beziehung bestehen. Nimmt man an, daß der Druck im Apparat im Durchschnitt 760 mm Hg betrug, so kann die Dichte nur von der Temperatur abhängen. Trägt man die gefundenen Mittelwerte in Millivolt pro Sekunde in Abhängigkeit von der Dichte oder der Temperatur der Luft im Apparat auf, so zeigt sich dies innerhalb der Fehlergrenzen erfüllt. Allerdings muß man berücksichtigen, daß geringe Änderungen des Kohlen säuregehaltes oder der Luftfeuchtigkeit die Dichte der Luft erheblich ändern können.

Die Reststrahlung beider Apparate wurde nach der Reise im Steinsalzwerk Volpriehausen\*) in einem alten 514 m tiefen Abbaustollen, der von ungefähr 100 m älterem Steinsalz umgeben war, gemessen. K. Wölcken hatte im selben Bergwerk die Reststrahlung von Gö 2 zu  $(1.10 \pm 0.09) J^{**})$  bestimmt, das sind  $(1.65 \pm 0.14)$  Millivolt  $\text{sec}^{-1}$ . Die Reststrahlung von Gö 1 hatte K. Wölcken durch Vergleich mit Gö 2 zu  $1.7 J$  oder  $2.2$  Millivolt  $\text{sec}^{-1}$  geschätzt. Nach meiner Bestimmung ergab sich die Reststrahlung von Gö 1 zu  $(2.63 \pm 0.12)$  Millivolt  $\text{sec}^{-1}$ . Für Gö 2 ergab die Reststrahlenbestimmung  $(2.58 \pm 0.12)$  Millivolt  $\text{sec}^{-1}$ . Der Wert für Gö 2 paßt nun in keiner Weise zu den sonstigen Messungen, weshalb man wohl annehmen muß, daß bei dem oben beschriebenen Versuch unter dem Rezipienten radiumverseuchte Luft in den Apparat geströmt ist und die Reststrahlung erhöht hat. Da dieser Versuch nach allen anderen Kontrollversuchen gemacht wurde, ist nicht zu befürchten, daß die Ergebnisse der anderen Kontrollversuche, und vor allem die Messungen auf dem Meer dadurch gefälscht wurden. Setzt man den von K. Wölcken für Gö 2 gemessenen Wert der Reststrahlung ein, so ergibt sich aus den Gesamtmittelwerten in Tabelle 1 ( $4.36$  für Gö 1 und  $3.23$  für Gö 2) der Wert der reinen Ultrastrahlung über dem Meer für Gö 1 zu  $4.36 - 2.63 = 1.73$  und für Gö 2 zu  $3.23 - 1.65 = 1.58$ ; alles in Millivolt pro Sekunde. Diese beiden Werte stimmen innerhalb der Fehlergrenzen gut überein. Berechnet man

\*) Vgl. K. Büttner, Zeitschr. f. Geophys. 3, 164 (1927) und K. Wölcken, Dissertation, die im gleichen Bergwerk, aber an anderer Stelle maßen. Bei K. Wölcken, l. c., siehe auch den Wert der Reststrahlung für Gö 1 und Gö 2.

\*\*\*)  $J$  bedeutet, wie üblich, die Zahl der Ionenpaare, die im Kubikzentimeter pro Sekunde gebildet werden.



aus diesen Angaben den Wert der kosmischen Ultrastrahlung über dem Meer in Ionen, so bekommt man  $1.3_3 J$  für Gö 1 und  $1.0_5 J$  bzw.  $1.7_3 J$  für Gö 2, wenn man als Kapazität den Wert 0.40 cm bzw. 0.66 cm benutzt. Berechnet man die Kapazitäten beider Apparate unter der Annahme, daß die Evesche Zahl für beide gleich  $5.0 \cdot 10^9$  ist, so bekommt man  $2.1_7 J$  für Gö 1 und  $2.0_7 J$  für Gö 2. Bei dieser Berechnung ist vorausgesetzt worden, daß das Schiff, das Meer und die Luft keinerlei zusätzliche Strahlung liefern.

Nach der Bestimmung der Reststrahlung wurden in Göttingen in einer holzgedeckten Hütte Messungen der kosmischen Ultrastrahlung vorgenommen. Aus diesen Messungen ergab sich, daß die Erhöhung der Reststrahlung von Gö 2 innerhalb einer Woche auf die Hälfte abgeklungen war. Dies bestätigt, daß dieser Apparat wohl vor allem durch Radiumemanation verseucht worden ist.

Für Gö 1 ergaben diese Messungen im Mittel ( $6.68 \pm 0.08$ ) Millivolt  $\text{sec}^{-1}$ . Zieht man von diesem Wert die Reststrahlung ( $2.63$  Millivolt  $\text{sec}^{-1}$ ) und die Höhenstrahlung über dem Meer ( $1.73$  Millivolt  $\text{sec}^{-1}$ ) ab, so erhält man mit  $2.32$  Millivolt  $\text{sec}^{-1}$  den Wert der Erd- und Luftstrahlung. Das sind  $1.7_8$  oder  $3.3 J$ , wenn man die Kapazität in der oben beschriebenen Weise aus der Annahme der Eveschen Zahl zu  $5.0 \cdot 10^9$  berechnet.

Vorliegende Arbeit entstand auf Anregung von Herrn Prof. Angenheister, dem ich für seine zahlreichen Ratschläge großen Dank schulde. Bei der Vorbereitung unterstützte mich Herr Dr. J. N. Hummel, dem ich an dieser Stelle besonders danken möchte.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, den 18. April 1932.

---

## **Berichtigung zu der Arbeit „Der scheinbare spezifische Widerstand“\*)**

Von **J. N. Hummel**

Auf S. 95 des 5. Jahrganges dieser Zeitschrift ist in den Formeln für das Potential und den scheinbaren spezifischen Widerstand über dem kugelähnlichen Störungskörper der Faktor 0.2 durch 0.1 zu ersetzen, da in der früheren Arbeit — Beitr. Geophys. **20**, 281—287 (1928) —, in der die Gestalt dieses Störungskörpers unter Zugrundelegung einer fiktiven Doppelquelle berechnet wurde, bei der numerischen Berechnung als Zahlenwert des Momentes  $M$  dieser Doppelquelle nicht 0.2, wie irrtümlich angegeben, sondern 0.1 verwendet war.

---

\*) Jahrg. 5 dieser Zeitschrift, Nr. 3/4, S. 89—104 (1929).

Dann erhält aber die Gleichung beispielsweise für den scheinbaren spezifischen Widerstand das folgende Aussehen:

$$\varrho_s = \varrho \left( 1 + 0.1 \cdot l \left\{ \frac{a - \frac{l}{2}}{\left[ \left( \frac{l}{4} \right)^2 + \left( a - \frac{l}{2} \right)^2 \right]^{3/2}} - \frac{2a - \frac{l}{2}}{\left[ \left( \frac{l}{4} \right)^2 + \left( 2a - \frac{l}{2} \right)^2 \right]^{3/2}} \right\} \cdot \frac{2a(l-a)(l-2a)}{(l-2a)^2 + al} \right).$$

Im Kurvendiagramm der Fig. 2 auf S. 96, in dem diese Beziehung dargestellt ist, ist der Ordinatenmaßstab entsprechend zu verdoppeln, wobei die Ordinate im Koordinatenursprung mit  $\varrho_s/\varrho = 0.5$  beginnt.

Die Nachprüfung der Rechnung erfolgte auf freundliche Anregung von O. H. Gish, Washington, der begründete Zweifel an der Richtigkeit meiner ersten Zahlenwerte geäußert hatte.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, den 10. Juni 1932.

---

## Referate

Ergebnisse der aerologischen Messungen vom 24. Januar, 14. April, 17. bis 22. August und 1. bis 24. Dezember 1925. (Termine der internationalen Kommission für die Erforschung der freien Atmosphäre).

Die Veröffentlichung ist eine Fortsetzung der bereits seit Beginn dieses Jahrhunderts vom Präsidenten der Internationalen Kommission für die Erforschung der freien Atmosphäre herausgegebenen Sammlung aerologischer Messungen. Die treibende Kraft bei der Gründung der Kommission und ihr langjähriger Präsident und Herausgeber der Veröffentlichungen war bis zum Kriege H. Hergesell. Nach Überwindung der Kriegspsychose wurde 1924 der Vorkriegszustand wieder hergestellt. Der jetzt vollständig vorliegende Jahrgang 1925 der „Ergebnisse“ reiht sich würdig an die früheren an, auch in bezug auf Reichhaltigkeit des Materials. Die Veröffentlichung liefert das wertvollste und fast das einzige aerologische Beobachtungsmaterial, das für synoptische Arbeiten zur Verfügung steht, wenn diese sich auch auf die Untersuchung der höheren Atmosphärenschichten bis in die Stratosphäre hinein erstrecken sollen. Die Zahl der außerhalb der von der genannten Kommission festgesetzten Termine veranstalteten Registrierballonaufstiege dürfte sehr klein sein, so daß die Veröffentlichung auch für statistische Arbeiten nahezu alle vorhandenen Beobachtungen enthält.

Die Publikation wird zum Selbstkostenpreis abgegeben; für den Jahrgang 1925 beträgt dieser 60 RM. Der Preis für den Jahrgang 1926 wird voraussichtlich nicht höher sein. Die weiteren Jahrgänge, also 1926ff., sollen in rascher Folge erscheinen. Die Bestellungen sind an den Präsidenten der Internationalen Kommission zur Erforschung der freien Atmosphäre, Herrn Geheimrat Hergesell, Berlin NW 87, Siegmundshof 10, zu richten.

G. Stüve.

## Zehnte Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Leipzig

vom 3. bis 6. Oktober 1932

Auf Beschluß des Vorstandes wurde die Tagung von dem in der Voranzeige angekündigten Datum (21. bis 23. September) auf den 3. bis 6. Oktober 1932 verlegt.

### Tagesordnung:

- 3. Oktober,** 19 Uhr: Zwangloser Begrüßungsabend im Ratskeller.
- 4. Oktober,** 10 Uhr: Eröffnungssitzung in der Festaula der Universität. Ansprachen und Festvortrag von Herrn F. Linke „Einfluß geophysikalischer Vorgänge auf die Gesundheit“.
- 12 Uhr: Vorstandssitzung.
- 15 Uhr: 1. wissenschaftliche Sitzung: Arktische geophysikalische Forschung, Lufterlektrizität, Meteorologie.
- 5. Oktober,** 9 Uhr: 2. wissenschaftliche Sitzung: Schweremessungen, Strahlung und Polarlicht.
- 14<sup>1</sup>/<sub>2</sub> Uhr: Geschäftssitzung.
- 15<sup>1</sup>/<sub>2</sub> Uhr: 3. wissenschaftliche Sitzung: Seismik.
- 6. Oktober,** 9 Uhr: 4. wissenschaftliche Sitzung: Physikalische Ozeanographie, Erdmagnetismus und Seismik.
- 15 Uhr: Ausflug nach dem Collmberg zur Besichtigung des Neubaues des Geophysikalischen Instituts.

### Tagesordnung der Geschäftssitzung:

1. Bericht des Vorstandes.
2. Bericht des Schriftleiters.
3. Kassenbericht.
4. Entlastung des Vorstandes.
5. Kassenvoranschlag und Festsetzung des Mitgliedsbeitrages.
6. Wahlen zum Vorstände: Es scheiden aus: A. Defant, A. Nippoldt, E. Tams.
7. Wahl der Rechnungsprüfer.
8. Zeit und Ort der nächsten Tagung.
9. Verschiedenes.

Bisher angemeldete Vorträge und Referate:

- A. Defant: Ergebnisse der von Alfred Merz organisierten atlantischen Forschungsreise des „Meteor“.
- Giuseppina Aliverti: Ra-Emanationsgehalt der atmosphärischen Luft.
- Heinrich Jung: Laufzeitkurve und Ausbreitung der Raumwellen im Erdinnern.
- Karl Jung: Die Randwertaufgabe der Geodäsie.
- R. Köhler und A. Ramspeck: Die Resonanzmethode als Hilfsmittel bei seismischen Untersuchungen.
- H. K. Müller: Beobachtung von Sprengungen in drei Komponenten.
- J. B. Ostermeier: Eine neue hochempfindliche magnetische Feldwaage.
- Nikiforoff oder Angenheister: Einrichtung und Aufgaben des neuen Seismologischen Instituts in Leningrad.
- A. Nippoldt: Bericht über die deutschen geomagnetischen und geoelektrischen Beobachtungen während des Polarjahres.
- H. Regula: Die Schallbeobachtungen des Göttinger Geophysikalischen Instituts.
- T. Schlomka: Zur physikalischen Theorie des Erdmagnetismus.
- G. Schmerwitz: Einfluß der Schneidenlagerung auf die Meßgenauigkeit geophysikalischer Instrumente.
- Adolf Schmidt: Inwieweit vermag die Annahme eines sich gleichförmig drehenden magnetisierten Erdkerns die erdmagnetische Säkularvariation zu erklären?
- Vanselau: Über Versuche mit einem neuen Schwingungszähler.
- Venning-Meinesz: Ergebnisse seiner Schweremessungen auf See.
- Kurt Wegener: Geophysikalische Forschungen der letzten beiden Jahre in den Polargebieten.





*Louis A. Bauer*

## Louis Agricola Bauer †

Am 12. April 1932 starb in Washington D. C. der Direktor der erdmagnetischen Abteilung der Carnegie Institution, Dr. Louis Agricola Bauer. Ein schweres Leiden hatte schon in den letzten Jahren seiner rastlosen Tätigkeit ein Ende gesetzt. Die geophysikalische und vor allem die erdmagnetische Wissenschaft verliert mit ihm einen hervorragenden Forscher und ihren erfolgreichsten Förderer.

L. A. Bauer wurde am 26. Januar 1865 als Sohn eines Deutsch-Amerikaners in Cincinnati, Ohio, geboren. Er erwarb an der Universität von Cincinnati 1888 den Grad eines Zivil-Ingenieurs und 1894 den eines Master of Science. Darauf bezog er die Universität in Berlin, hörte Vorlesungen bei Bezold, Helmholtz, Plank. Er promovierte dort als Doktor der Philosophie mit einer erfolgreichen Untersuchung über das Wesen der Säkularvariation des Erdmagnetismus. 1895 wurde er Dozent für mathematische Physik an der Universität in Chicago; 1897—1899 Assistent-Professor für mathematische Physik an der Universität Cincinnati. 1899 wurde er zum Lektor für Erdmagnetismus an die John-Hopkins-Universität gerufen, im selben Jahre zum Leiter der neu eingerichteten erdmagnetischen Abteilung der Coast and Geodetic Survey in Washington. In dieser Stellung gründete er die fünf erdmagnetischen Observatorien der Vereinigten Staaten Cheltenham, Tuscon, Sitka, Honolulu, Porto-Rico und begann die magnetische Vermessung des Staates Maryland.

Seine theoretischen Untersuchungen waren inzwischen fortgeschritten und hatten ihn zur Überzeugung geführt, daß ein weiterdringendes Verständnis für das Wesen des Erdmagnetismus nur möglich sein würde auf Grund eines ausgedehnteren Beobachtungsmaterials, als es zur Zeit vorlag. Nur dann, wenn dieses beschafft würde, könnte man die Beantwortung der Hauptfragen der erdmagnetischen Forschung weitertreiben, die Fragen nach dem physikalischen Charakter der erdmagnetischen Kraft und ihrer säkularen Variation, nach ihrem Sitz, nach der Existenz eines extraterrestrischen und eines potentiallosen Anteils, darstellbar durch elektrische Ströme in der Atmosphäre, und schließlich nach dem

Zusammenhang der magnetischen Feldverteilung an der Erdoberfläche mit den Großformen der Erde, den Kontinenten und Meeren. Eine systematische magnetische Vermessung der ganzen Erde, der Kontinente und Meere war dazu erforderlich. Mutig zog er die Konsequenz aus dieser Einsicht und setzte sich kühn entschlossen diese Aufgabe als Lebenszweck. Zur Ausführung dieses Werkes, das nach Ziel und Wegen einen internationalen Charakter trug, suchte er die Hilfe der damals neu gegründeten Carnegie Institution, die stiftungsgemäß eine internationale Einrichtung ist. Unterstützt wurde sein Gesuch auf das wirksamste von den bedeutendsten Geophysikern der damaligen Zeit. Die Carnegie Institution gründete daraufhin 1904 die Abteilung für Erdmagnetismus und stattete sie mit reichen Mitteln aus. Bauer war über 25 Jahre lang der weitsichtige Leiter dieses großen Unternehmens, bis seine Erkrankung diese unermüdliche Tätigkeit beendete. Die Entwicklung dieses Instituts gibt uns ein Bild der wissenschaftlichen Tätigkeit von L. A. Bauer.

Bisher drängten sich die magnetischen Vermessungen auf den engen Raum der Kulturländer zusammen; jetzt wurden durch diese neu geschaffene Einrichtung die größeren unkultivierten, oft auch unbewohnten Gegenden systematisch erfaßt. Expeditionen gingen ins Innere Australiens, Südamerikas, Afrikas, Asiens; in tropische und polare Gebiete, in Dschungeln, Wüsten und Eisregionen; im Kanu und im Tragkorb, mit Kamelkarawanen und Hundeschlitten. So brachten sie in den letzten 25 Jahren die Werte der erdmagnetischen Elemente von über 5000 Stationen zusammen. Auf eisenfreien Vermessungsschiffen, erst auf der „Galilei“, dann auf der besonders für wissenschaftliche Arbeiten erbauten „Carnegie“ wurde die See durchfahren, die weiten Ozeane bis an die Eisbarrieren der Polarmeere; in planmäßig angelegten Kreuz- und Querfahrten, deren Weglänge im ganzen auf etwa 600000 km anstieg.

So sammelte ein Teil der Gelehrten dieser Institution draußen in allen Teilen der Welt Beobachtungen; auf allen magnetischen Observatorien der Erde machten sie Anschlußmessungen; die Meßinstrumente der Observatorien wurden dadurch miteinander verglichen, eine Normalisierung der magnetischen Normalinstrumente aller Länder erstrebt und im sogenannten internationalen magnetischen Standard festgelegt.

Ein anderer Teil der Mitglieder der Institution war indessen in der Zentrale in Washington bemüht, die Instrumente zu verbessern, sie den Anforderungen der Expeditionen und den Beobachtungsbedingungen auf See anzupassen. Dann mußten die von den Expeditionen einlaufenden Beobachtungen reduziert und schließlich in kartenmäßigen Darstellungen und in theoretischen Bearbeitungen ausgewertet werden. Noch über diese Arbeiten hinaus suchten experimentelle Untersuchungen des Instituts nach dem Wesen des Magnetismus der Erde. Dann



wurden luft- und erdelektrische Messungen in den Arbeitsplan einbezogen. Auch hier wieder ebenso wie bei den magnetischen Arbeiten, die zweckmäßige Dreiteilung des geophysikalischen Arbeitsplanes: Entwicklung geeigneter Instrumente und Meßmethoden, planmäßige Beobachtungen und schließlich theoretische Verarbeitung zur Ermittlung der physikalischen Ursache der Erscheinung.

So wuchs in Washington allmählich ein einzigartiges Institut für erdmagnetische und erdelektrische Forschung heran, das auch mehrere dauernde Beobachtungsobservatorien unterhielt, so je ein erdmagnetisches Observatorium in Peru und Australien und seit 1921 die luftelektrische Station am Samoa-Observatorium.

Und die schöpferische und treibende Kraft in all dieser vielseitigen Forschungstätigkeit des Instituts war L. A. Bauer selbst; 25 glückliche Jahre hindurch. Die von ihm schon 1896 gegründete Zeitschrift *International Quarterly Journal of Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity* gibt Zeugnis von den vielen und schönen Arbeiten dieses Instituts und auch von seinen eigenen; von seinen Studien über die Säkularvariation, über die Analyse des erdmagnetischen Feldes, über das erdmagnetische Außenfeld, den potentiallosen Anteil des Magnetfeldes der Erde, über den Einfluß der Sonnenfinsternis, um nur die wichtigsten zu nennen. Elfmal organisierte er magnetische Beobachtungen während der Sonnenfinsternisse, viermal beobachtete er selbst.

In dieser Zeitschrift wurden auch fortlaufend Meßergebnisse der Expeditionen in einer für Kartendarstellung geeigneten Form veröffentlicht. Das gesamte Beobachtungsmaterial und die Erfahrungen bei der Entwicklung des Instrumentariums und der Meßmethoden und die Hauptergebnisse der theoretischen Bearbeitung sind niedergelegt in bisher sechs umfangreichen Quartbänden: *Researchs of the Department of Terrestrial Magnetism*.

L. A. Bauer verstand es, eine große Anzahl ausgezeichnete Mitarbeiter für sein großes Ziel zu gewinnen. So konnte dies Institut unter seiner Führung ein Werk vollenden, das die Fachgenossen als den Markstein einer neuen Epoche der erdmagnetischen Forschung bezeichnen. Für Bauer selbst wird es ein *Monumentum aere perennius* bleiben.

Es fehlte auch nicht an Anerkennung der Fachgenossen für diese Leistung. Bauer war Ehrendoktor der Brown-Universität und der Universität Cincinnati. Er erhielt den Lagrange-Preis der belgischen Akademie der Wissenschaften und die Neumayer-Medaille. Er war Mitglied der Akademien der Wissenschaften von Leningrad, Lissabon, München und Göttingen. G. Angenheister.

---

## Ein Quecksilberneigungsmesser von hoher Empfindlichkeit

Von **H. Haalck**, Potsdam — (Mit 8 Abbildungen)

Es wird ein einfacher Quecksilberneigungsmesser von hoher Empfindlichkeit beschrieben. Nach Entwicklung der Theorie und der praktisch möglichen Ausführungsformen werden die Messungsergebnisse mit drei Versuchsmodellen mitgeteilt und die sich daraus ergebenden Schlußfolgerungen erörtert. Es zeigt sich, daß ein kleines Modell von 33 cm Länge schon eine sichere Meßgenauigkeit von etwa  $\pm \frac{1}{4}$  Bogensekunden, ein größeres Modell von 60 cm Länge eine Meßgenauigkeit von etwa  $\pm \frac{1}{12}''$  besitzt. Da sich die Empfindlichkeit des Quecksilberneigungsmessers mit den Dimensionen beliebig steigern läßt, ohne daß damit auch die fehlerhaften Einflüsse vergrößert werden, so kann man mit einem Instrument von etwa 20 m Länge bereits eine Meßgenauigkeit von  $\pm 0.0001''$  erreichen, so daß es bei einer solchen Größe sich gut zur Messung der Ebbe- und Flutbewegung des festen Erdkörpers eignen würde. Außerdem ist es möglich, den Quecksilberneigungsmesser als Nivelliergerät auszubilden, um damit Höhenunterschiede bis auf mindestens  $1 \mu$  Genauigkeit zu messen.

Eine der wesentlichsten technischen Aufgaben der geophysikalischen Forschung besteht darin, die vor sich gehenden Veränderungen der Erdgestalt der direkten Messung zugänglich zu machen. Da die Größe der zu messenden Effekte aber sehr nahe bzw. unter der Grenze der mit den schärfsten Mitteln der modernen Physik erreichbaren Meßgenauigkeit liegt, so stellt eine solche Aufgabe die höchsten Anforderungen an die Meßtechnik. Die Verfeinerung der geophysikalischen Meßtechnik muß aber, da sie die Grundlage bildet, auf welcher die Behandlung vieler geophysikalischer Probleme erst aufgebaut werden kann, das nächstliegende Ziel des messenden Geophysikers bilden. Für die periodischen Änderungen der Erdgestalt, der Ebbe- und Flutbewegung des festen Erdkörpers, hat man geeignete Mittel gefunden, einmal in dem Horizontalpendel, mit welchem Schweydar\*) eine Meßgenauigkeit bis zu  $0.0001''$  erreichte, andererseits in dem Wasserstands-nivellement, mit welchem Michelson und Gale\*\*) in Amerika bei 150 m Länge der Wasserröhre etwa die gleiche Meßgenauigkeit erreichten. Für die unperiodischen Änderungen, d. h. für die Messung der Bewegungsvorgänge, welche sich gegenwärtig in der starren Gesteinskruste der Erde abspielen und deren Wirkungen im Laufe der Zeit auch in mannigfacher Weise erkennbar werden, sind beide Methoden ungeeignet. Das erstere, weil es einen instrumentell bedingten zeitlichen Gang in den Aufzeichnungen besitzen kann, der sich z. B. bei den Messungen von Schweydar auf rund 0.5 Bogensekunden durchschnittlich in der Woche belief, und daher die zu erwartenden unperiodischen Neigungsänderungen — außer vielleicht in ganz seltenen Fällen — verschleiern würde, das andere, weil es zu umständlich und räumlich zu ausgedehnt ist, als daß

\*) W. Schweydar: Veröffentl. d. Zentralbureaus d. intern. Erdmessung, N. F., Nr. 38. Berlin 1921.

\*\*) Phys. Rev. 15, 144 (1920).

es an den verschiedenen in Frage kommenden Punkten angewandt werden kann. Es bleibt für solche Aufgaben nur die Ausführung von Präzisionsnivellements übrig, welche in größeren Zeitabständen wiederholt werden. Diese an sich viel unempfindlichere Methode hat aber den Vorteil, daß sie nicht die Neigungsänderung an einzelnen Punkten der Erde mißt, sondern die Änderung der Niveauunterschiede zwischen in größerer Entfernung voneinander liegender Punktsysteme festzustellen gestattet. Durch solche nach größeren Zeiträumen wiederholte Präzisionsnivellements hat man z. B. die allmähliche Senkung des außer-alpinen Gebietes von Frankreich und die allmähliche Hebung des Gebietes von Schweden-Finnland messen können. Präzisionsnivellements kürzerer Ausdehnung sind besonders wichtig in erdbebenreichen Gebieten und in den Grenzgebieten, in welchen zwei Schollen zusammenstoßen, um Hebungen und Senkungen der Erdschollen zu erforschen. In bergbaulichen Gebieten haben solche Aufgaben, um die durch den unterirdischen Abbau verursachten Bodensenkungen nachzuweisen, auch unmittelbare praktische Bedeutung. Die im Maximum erreichbare Genauigkeit der Präzisionsnivellements ist zurzeit wohl auf  $\pm 0.5$  mm Schlußfehler pro Kilometer anzuschlagen.

In dem Bestreben, die Meßgenauigkeit für die gekennzeichneten Aufgaben zu erhöhen bzw. rationellere Meßmethoden zu entwickeln, wurden von mir vor einigen Jahren Versuche mit einem Quecksilberneigungsmesser angestellt, die zunächst wegen zu großer Temperatureinwirkungen zu keinem günstigen Resultat führten. Die kürzlich unter neuen Gesichtspunkten wieder aufgenommenen Versuche, über deren Ergebnisse ich im folgenden ausführlich berichten möchte, haben sich jedoch als erfolgreich erwiesen\*).

**1. Theorie des Quecksilberneigungsmessers.** Das Prinzip des Instruments ist folgendes: Zwei horizontale, der einfacheren Theorie wegen als kreisrund angenommene Gefäße  $A_1$  und  $A_2$  stehen durch ein kommunizierendes Rohr  $a$  mit-

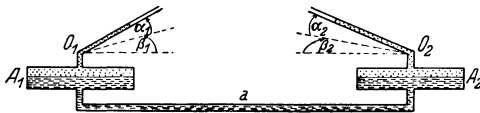


Fig. 1. Prinzip des Quecksilberneigungsmessers

einander in Verbindung (s. Fig. 1); der Abstand ihrer Mitten sei  $r$ . Sie seien etwa bis zur Hälfte mit Quecksilber (spezifisches Gewicht =  $\sigma$ ) gefüllt; das Quecksilbervolumen werde mit  $v$ , die Größe der Oberfläche im Gefäß  $A_1$  mit  $F_1$ , diejenige

\*) Auf anderer Basis sind, wie mir nachträglich zur Kenntnis gelangte, bereits früher [s. Amer. Patent Nr. 652078 von F. Cable, 1900, Fr. Kühnen, Veröffentl. d. Preuß. Geod. Inst., N. F., Nr. 37 (1908)] Versuche mit kommunizierenden, Quecksilber enthaltenden Gefäßen ausgeführt worden, die aber, da die Ablesungsvorrichtungen mit zu großen Fehlerquellen behaftet waren, erfolglos geblieben sind.

im Gefäß  $A_2$  mit  $F_2$  bezeichnet. Beide Quecksilberspiegel sind von einer spezifisch leichteren Flüssigkeit (Volumen  $v_1$  bzw.  $v_2$ , spezifisches Gewicht  $\sigma_1$  bzw.  $\sigma_2$ ) überdeckt, welche bis in eine am oberen Ende offene Kapillare vom Querschnitt  $q$  hineinragt. Die Kapillaren führen senkrecht aus den Gefäßen heraus bis zu einem Knick  $O_1$  bzw.  $O_2$  und haben von diesem Knick an einen Erhebungswinkel  $\alpha_1$  bzw.  $\alpha_2$  gegen die Horizontalebene. Die azimuthalen Richtungswinkel der Kapillaren seien  $\beta_1$  bzw.  $\beta_2$  von der Achse  $r$  der beiden Gefäßmitten an positiv nach derselben Seite hin (d. i. die rechte Kapillare im Uhrzeiger-, die linke in entgegengesetztem Uhrzeigersinne) gerechnet. Der Abstand der Flüssigkeitsmenisken von den Punkten  $O_1$  bzw.  $O_2$  seien  $x_1$  bzw.  $x_2$ . Die vertikalen Abstände der Quecksilberoberflächen  $F_1$  und  $F_2$  und der Punkte  $O_1$  und  $O_2$  von einer beliebig angenommenen Niveaufläche seien  $z_1$  und  $z_2$  bzw.  $y_1$  und  $y_2$ .

Ist kein hydrostatisches Gleichgewicht vorhanden, so ist der Unterschied  $p$  in dem Druck, mit dem die beiden Flüssigkeitssäulen auf der Niveaufläche lasten:  $p = b_1 + z_1\sigma + (x_1 \sin \alpha_1 + y_1 - z_1)\sigma_1 - \{b_2 + z_2\sigma + (x_2 \sin \alpha_2 + y_2 - z_2)\sigma_2\}$ , (1) wo  $b_1$  und  $b_2$  die auf den betreffenden Flüssigkeitsmenisken lastenden Luftdrucke bedeuten.

Für differentielle Änderungen\*) folgt:

$$\left. \begin{aligned} d p &= d b_1 + \sigma d z_1 + d \sigma \cdot z_1 + \sigma_1 (d x_1 \sin \alpha_1 + d \alpha_1 x_1 \cos \alpha_1 + d y_1 - d z_1) \\ &+ (x_1 \sin \alpha_1 + y_1 - z_1) d \sigma_1 - \{d b_2 + \sigma d z_2 + z_2 d \sigma + \sigma_2 (d x_2 \sin \alpha_2 \\ &+ d \alpha_2 x_2 \cos \alpha_2 + d y_2 - d z_2) + (x_2 \sin \alpha_2 + y_2 - z_2) d \sigma_2\}. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Bezeichnen wir die Temperaturänderung mit  $t$ , so sind die Änderungen der spezifischen Gewichte:

$$\begin{aligned} d \sigma &= -\gamma \sigma t, \\ d \sigma_1 &= -\gamma_1 \sigma_1 t, \\ d \sigma_2 &= -\gamma_2 \sigma_2 t, \end{aligned}$$

wobei  $\gamma$ ,  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  die kubischen Ausdehnungskoeffizienten der betreffenden Flüssigkeiten bedeuten. Der lineare Ausdehnungskoeffizient des Materials, aus welchem das Instrument besteht, sei  $e$ ;  $s$  bedeutet die Entfernung der Gefäßmitte  $A_2$  von dem beliebig in der Achsenrichtung  $r$  angenommenen Drehpunkt, wenn das Instrument in der die Achsenrichtung  $r$  enthaltenden Vertikalebene geneigt wird um den sehr kleinen Winkel  $\varphi$ , wobei  $\varphi$  positiv gerechnet wird, wenn die linke Seite des Instrumentes — also das Gefäß  $A_1$  — gehoben wird. Es ist dann

$$\begin{aligned} d y_1 &= (s + r) \varphi, \\ d y_2 &= s \cdot \varphi, \\ v (\gamma - 3 e) t &= F_1 [d z_1 - (s + r) \varphi] + F_2 [d z_2 - s \cdot \varphi], \\ v_1 (\gamma_1 - 3 e) t &= -F_1 [d z_1 - (s + r) \varphi] + q d x_1, \\ v_2 (\gamma_2 - 3 e) t &= -F_2 [d z_2 - s \cdot \varphi] + q d x_2; \end{aligned}$$

\*) In der Stellung  $x_1$  und  $x_2$  der Menisken sind die Änderungen nicht mehr differentiell; der Einfachheit halber habe ich auch hierfür das Differentialzeichen beibehalten.

daraus folgt:

$$q(d\alpha_1 + d\alpha_2) = t \{ v\gamma + v_1\gamma_1 + v_2\gamma_2 - 3e(v + v_1 + v_2) \}.$$

Die Neigungsänderung  $d\alpha_1$  bzw.  $d\alpha_2$  der Meßkapillaren ist je nach der Größe des Winkels  $\beta_1$  bzw.  $\beta_2$  abhängig von der Neigung  $\varphi$  des Apparates in der Achsenrichtung und der Neigung senkrecht zu dieser Ebene, die mit  $\psi$  bezeichnet werde (positiv gerechnet, wenn die hintere Seite in Fig. 1 gehoben wird):

$$\begin{aligned} d\alpha_1 &= -\varphi \cos \beta_1 + \psi \sin \beta_1, \\ d\alpha_2 &= \varphi \cos \beta_2 + \psi \sin \beta_2. \end{aligned}$$

Unter Berücksichtigung dieser einzelnen Beziehungen ergibt sich aus Gleichung (2):

$$\left. \begin{aligned} dp &= db_1 - db_2 + \varphi \{ r\sigma - \sigma_1 x_1 \cos \alpha_1 \cos \beta_1 - \sigma_2 x_2 \cos \alpha_2 \cos \beta_2 \} \\ &+ \psi \{ \sigma_1 x_1 \cos \alpha_1 \sin \beta_1 - \sigma_2 x_2 \cos \alpha_2 \sin \beta_2 \} \\ &+ d x_1 \left\{ \frac{q}{F_1} (\sigma - \sigma_1) + \sigma_1 \sin \alpha_1 \right\} - d x_2 \left\{ \frac{q}{F_2} (\sigma - \sigma_2) + \sigma_2 \sin \alpha_2 \right\} \\ &+ t \left\{ \begin{aligned} (\sigma - \sigma_2) \frac{v_2}{F_2} (\gamma_2 - 3e) - (\sigma - \sigma_1) \frac{v_1}{F_1} (\gamma_1 - 3e) - (z_1 - z_2) \gamma \sigma \\ - (x_1 \sin \alpha_1 + y_1 - z_1) \gamma_1 \sigma_1 + (x_2 \sin \alpha_2 + y_2 - z_2) \gamma_2 \sigma_2 \end{aligned} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Diese Beziehung stellt die Grundgleichung für den Quecksilberneigungsmesser dar.  $dp$  bedeutet also den Druck, welcher die Flüssigkeit gegen die ihrer Bewegung entgegenwirkenden Reibungskräfte in die neue Gleichgewichtslage zu bringen sucht; ist  $dp = 0$ , so ist die neue Lage des hydrostatischen Gleichgewichtes erreicht.  $db_1$  und  $db_2$  kann man — außer in ganz besonderen Fällen (vgl. S. 262) — gleich Null setzen.

Die Sicherheit und Genauigkeit, mit welcher die Flüssigkeitsmenisken sich nach einer Neigung des Instrumentes in die neue Lage des hydrostatischen Gleichgewichtes einstellen, ist um so größer, je größer die Druckkraft, welche die Flüssigkeiten in die neue Ruhelage zu bringen sucht, im Verhältnis zu den ihr entgegenwirkenden Reibungskräften ist. Die letzteren sind theoretisch nicht zu erfassen; im wesentlichen werden sie ihren Sitz in den Kapillaren, im besonderen an den Menisken haben; und zwar wird eine verschieden große Kraft dazu erforderlich sein, je nachdem, ob der Meniskus zurück oder vorwärts bewegt wird, im letzten Falle auch noch je nachdem, ob die Wandung schon vorher durch die Flüssigkeit benetzt oder noch trocken ist (vgl. S. 268).

Man kann nun auf dieser theoretischen Grundlage verschiedene praktische Formen des Neigungsmessers konstruieren, je nach dem Zweck, zu dem er Verwendung finden soll. Die technische Aufgabe besteht einmal darin, eine möglichst große Empfindlichkeit zu erzielen, ferner die unvermeidlichen Fehlereinflüsse auf ein Minimum zu halten, drittens die Handhabung bzw. die Transportfähigkeit des Instrumentes möglichst einfach zu gestalten.

**2. Mögliche Ausführungsformen.** a) Quecksilberlibelle. Die einfachste Form erhält der Neigungsmesser, wenn man beide Quecksilberoberflächen mit der gleichen Flüssigkeit überdeckt und das Instrument möglichst vollkommen symmetrisch macht.

Für

$$\begin{array}{ll} \beta_1 = \beta_2 = \beta, & z_1 = z_2 \\ \gamma_1 = \gamma_2, & \alpha_1 \text{ und } \alpha_2 = \text{sehr kleine Winkel,} \\ \sigma_1 = \sigma_2, & v_1 = v_2, \\ y_1 = y_2, & F_1 = F_2 = F, \end{array}$$

wird die Gleichung (3):

$$\left. \begin{aligned} & \varphi \{ r \cdot \sigma - \sigma_1 (x_1 + x_2) \cos \beta \} + \psi \cdot \sigma_1 (x_1 - x_2) \sin \beta \\ & = (dx_2 - dx_1) \frac{q}{F} (\sigma - \sigma_1) + \sigma_1 (\alpha_2 dx_2 - \alpha_1 dx_1) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (4)$$

(auf der linken Seite der Gleichungen überwiegt das erste Glied  $\varphi \sigma r$  die beiden anderen Glieder um ein Vielfaches).

Aus dieser Gleichung ist ersichtlich, daß man die Empfindlichkeit des Instrumentes je nach Neigung  $\alpha$  der Meßkapillaren nach Belieben variieren kann.

Erste Form: Praktisch läßt es sich am besten dadurch ausführen, daß man  $\beta_1 = \beta_2 = 90^\circ$  wählt; in diesem Falle braucht man das Instrument nur mit einer Querlibelle zu versehen und diese zu der Neigung der Meßkapillaren je nach der gewünschten Empfindlichkeit einzustellen. Gleichzeitig verhindert diese Querlibelle, daß ein Fehler durch die Querneigung  $\psi$ , welche nach Gleichung (4) einen Einfluß auf die Stellung der Flüssigkeitsmenisken ausübt, verursacht wird. Die obige Formel für den Quecksilberneigungsmesser, den man in dieser Form am besten als Quecksilberlibelle bezeichnet, wird dann (für  $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$ ):

$$\varphi = (dx_2 - dx_1) \frac{\frac{q}{F} (\sigma - \sigma_1) + \alpha \sigma_1}{r \cdot \sigma} - \psi \sigma_1 \frac{x_1 - x_2}{r \cdot \sigma} \dots \dots \dots (5a)$$

Zweite Form: Wählt man dagegen  $\beta_1 = \beta_2 = 0$  — d. h. die Meßkapillaren in Richtung der Achsenlinie  $a$  —, so besteht nicht mehr — außer wenn das kommunizierende Rohr durch eine Schlauchverbindung ersetzt würde — die Möglichkeit, die Empfindlichkeit zu variieren; man hat aber dafür den Vorteil, daß eine Querneigung  $\psi$  keinen Einfluß mehr auf die Stellung der Menisken ausüben kann.

Formel (4) wird in diesem Falle:

$$\varphi = (dx_2 - dx_1) \frac{\frac{q}{F} (\sigma - \sigma_1)}{r \cdot \sigma - \sigma_1 (x_1 + x_2)} + \frac{\sigma_1 (\alpha_2 dx_2 - \alpha_1 dx_1)}{r \cdot \sigma - \sigma_1 (x_1 + x_2)} \dots \dots (5b)$$

Am vorteilhaftesten für die Sicherheit der Messungen ist es, wenn das Instrument so justiert (vgl. S. 270) wird, daß die beiden Meßkapillaren genau die gleiche Neigung ( $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$ ) besitzen. Richtet man es bei den Messungen — mittels der unten beschriebenen Verstellvorrichtung — so ein, daß  $dx_2 = -dx_1 = dx$  wird, so vereinfacht sich die Formel zu:

$$\varphi = dx \cdot 2 \frac{\frac{q}{F} (\sigma - \sigma_1) + \alpha \sigma_1}{r \cdot \sigma - \sigma_1 (x_1 + x_2)} \dots \dots \dots (5c)$$

Die Meßkapillaren werden am zweckmäßigsten dicht nebeneinander angeordnet, und die Messungen mit Hilfe der Verstellvorrichtung stets so ausgeführt, daß die beiden Menisken sehr genau auf gleicher Höhe stehen. Dann ist ohne weiteres  $dx_2 = -dx_1$ , und der Ausdruck  $x_1 + x_2$  im Nenner bedeutet die Länge einer Meßkapillaren.

Der Einfluß von Temperaturänderungen geht in beiden Fällen nicht in die Messungen ein, nur Temperaturungleichheiten zwischen den beiden Seiten des Apparates können eine Fehlerquelle bei den Messungen bilden. Wegen der Ausdehnung der Flüssigkeiten hat eine Temperaturänderung des Instrumentes aber zur Folge, daß die Menisken aus dem Meßbereich der beiden Kapillaren heraustreten und infolgedessen eine Ablesung erst möglich ist, wenn einige Tropfen Flüssigkeit eingefüllt bzw. herausgenommen werden. Da aber eine gleichmäßige Hebung der beiden Quecksilberoberflächen ohne Einfluß auf die Messung ist [es geht nur die Differenz  $dx_2 - dx_1$  in die Gleichungen (5) ein], so kann man eine Vorrichtung anbringen, mit Hilfe deren beide Quecksilberspiegel (bzw. beide Flüssigkeitsmenisken) gleichmäßig gehoben und gesenkt werden können. Eine solche Vorrichtung zeigen die Fig. 3, 4, 5, und 7. Das Verbindungsrohr  $a$  ist mit einem ebenfalls teilweise mit Quecksilber gefüllten Zylinder verbunden, durch welchen mit Hilfe eines verschiebbaren Kolbens mehr oder weniger Quecksilber in das Rohr  $a$  gedrückt bzw. herausgezogen werden kann.

Für den Transport gesichert wird der Neigungsmesser dadurch, daß man durch Hineinschrauben des Kolbens  $E$  die Flüssigkeit in die Kugeln  $F_1$  bzw.  $F_2$  drückt (s. Fig. 3), bis das Quecksilber in die Kapillaren dringt. In diesem Falle tritt keine Bildung von Kügelchen durch die Erschütterung des Transportes ein, und durch einfaches Zurückschrauben des Kolbens  $E$  kann das Instrument wieder zur Messung eingestellt werden.

Doppelform: Unter gewissen Umständen kann, um den fehlerhaften Einfluß von Temperaturänderungen möglichst gering zu halten, eine Doppelform des Quecksilberneigungsmessers vorteilhaft sein. Fig. 2a zeigt das Prinzip einer solchen Doppelform. Von den Gefäßen des einen Instrumentes ist nur in dem Gefäß  $A_2$  das Quecksilber mit der leichten Flüssigkeit überdeckt, ebenso von dem zweiten Instrument nur das dicht neben dem letzteren liegende Gefäß  $A'_1$ . Die oberen freien Enden der beiden Kapillaren sind miteinander durch ein enges Rohr verbunden. Der in dem Raum über den beiden Flüssigkeitsmenisken herr-

schende Gasdruck wirkt auf beide Menisken stets in gleichem Maße. Da es sich nur um ein sehr kleines Gasvolumen handelt, ist die Verschiebung der Menisken bei sich ändernder Temperatur nur sehr gering. In diesem Falle wird bei vollkommen symmetrischem Bau des Instruments die Gleichung (3), wenn die Flüssigkeiten die Lage des hydrostatischen Gleichgewichts angenommen haben (d. h.  $dp = 0$ ):

$$\begin{aligned} & \varphi \{ 2r\sigma - \sigma_1(x_2 \cos \alpha_2 \cos \beta_2 + x'_1 \cos \alpha'_1 \cos \beta'_1) \} \\ & + \psi \sigma_1 \{ x'_1 \cos \alpha'_1 \sin \beta'_1 - x_2 \cos \alpha_2 \sin \beta_2 \} \\ & - dx_2 \left\{ \frac{q}{F_2} (\sigma - \sigma_1) + \frac{q}{F_1} \sigma + \sigma_1 \sin \alpha_2 \right\} \\ & + dx'_1 \left\{ \frac{q}{F_2} (\sigma - \sigma_1) + \frac{q}{F_1} \sigma + \sigma_1 \sin \alpha'_1 \right\} \\ & + t \gamma_1 \sigma_1 (x_2 \sin \alpha_2 - x'_1 \sin \alpha'_1) = 0. \end{aligned}$$

Es bleibt in diesem Falle, wenn man numerische Werte einsetzt, ein sehr kleiner Temperatureinfluß übrig. Dieser verschwindet völlig für  $\alpha'_1 = \alpha_2 = 0$ , d. h. wenn die Meßkapillaren genau horizontal gerichtet sind. Wird hierauf be-

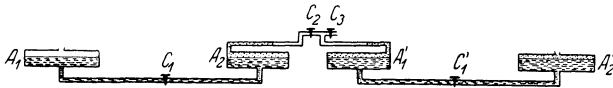


Fig. 2 a. Quecksilberlibelle  
(Doppelform, Meßkapillaren in Achsenrichtung)

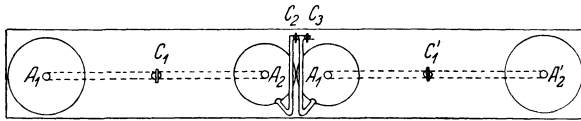


Fig. 2 b. Quecksilberlibelle  
(Doppelform, Meßkapillaren quer zur Achsenrichtung, von oben gesehen)

sonderer Wert gelegt, so fällt damit die Möglichkeit fort, die Empfindlichkeit des Neigungsmessers zu variieren; in diesem Falle ist es, damit auch der Einfluß der Querneigung  $\psi$  fortfällt, zweckmäßig,  $\beta'_1 = \beta_2 = 0$  (oder  $= 180^\circ$ ) zu wählen. Es wird dann:

$$\varphi = (dx_2 - dx'_1) q \frac{\frac{\sigma - \sigma_1}{F_2} + \frac{\sigma}{F_1}}{2r\sigma - \sigma_1(x_2 + x'_1)} \dots \dots \dots (6a)$$

Wählt man dagegen  $\beta_1 = \beta_2 = 90^\circ$  — d. h. die Meßkapillaren quer zur Achse des Instrumentes gestellt —, wie es Fig. 2 b zeigt, so gilt die Formel:

$$\varphi = (dx_2 - dx'_1) \frac{\frac{q}{F_2} (\sigma - \sigma_1) + \frac{q}{F_1} \sigma + \sigma_1 \alpha}{2r\sigma} - \psi \frac{\sigma_1(x'_1 - x_2)}{2r\sigma} - t \gamma_1 \frac{\sigma_1(x_2 - x'_1)}{2r\sigma} (6b)$$



b) Quecksilbernivellierapparat. Da eine gleichmäßige Hebung oder Senkung der beiden Quecksilberspiegel das Messungsergebnis nicht beeinflusst, ist es — wenn eine Verstellvorrichtung vorhanden ist — nicht nötig, daß das Rohr  $a$  aus starrem Material besteht, sondern es kann, wie Fig. 3 zeigt, durch eine Schlauchverbindung ersetzt werden. Dieser Umstand ermöglicht es, den Queck-



Fig. 3. Prinzip des Quecksilbernivelliergeräts

silberneigungsmesser als einen Nivellierapparat hoher Empfindlichkeit — der Methode des Schlauchnivellements entsprechend — auszubilden. Nehmen wir z. B. folgende Dimensionen an (in cgs-Einheiten):

$$\begin{array}{ll}
 F_1 = F_2 = 50 & v_1 = v_2 = 10 \\
 q = 0.01 & y_1 - z_1 = y_2 - z_2 = 4 \\
 \sigma \text{ (Quecksilber)} = 13.6 & \gamma = 0.00018 \\
 \sigma_1 = \sigma_2 \text{ (Toluol)} = 0.89 & \gamma_1 = \gamma_2 = 0.00109 \\
 \alpha = 0 & dx_2 - dx_1 = 1,
 \end{array}$$

so folgt aus Gleichung (5):

$$r \cdot \varphi = 1.9 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$$

(das zweite Glied in dem Faktor von  $\varphi$  kann als unwesentlich vernachlässigt werden); d. h. eine Verschiebung von 1 cm in der Stellung jedes einzelnen Flüssigkeitsmeniskus bedeutet eine vertikale Verschiebung der beiden Quecksilbergefäße  $A_1$  und  $A_2$  um fast  $0.4 \mu$  relativ zueinander!

Es fragt sich nur, ob der Einfluß der Fehlerquellen diese außerordentlich hohe Empfindlichkeit — welche sich durch Vergrößerung der Fläche  $F$  noch beträchtlich steigern läßt — nicht illusorisch macht. Als Fehlerquellen kommen in Frage: 1. die Reibungs- und Kapillaritätskräfte der Flüssigkeit, 2. Temperaturungleichheiten zwischen den beiden Teilen des Instruments.

Der Einfluß der ersteren läßt sich experimentell feststellen; er liegt aber nach dem Ergebnis der Versuchsmessungen (vgl. S. 264/266) innerhalb des Genauigkeitsbereichs. Der Einfluß eines Temperaturunterschiedes von  $1^\circ \text{C}$  zwischen den beiden Teilen  $A_1$  und  $A_2$  des Instruments ergibt sich mit den angegebenen Werten nach Gleichung (3) zu:

$$r \cdot \varphi = 5 \cdot 10^{-4} \text{ cm.}$$

Um diesen fehlerhaften Einfluß nach Möglichkeit gering zu halten, könnte man — falls die Temperatur von  $A_1$  und  $A_2$  nicht durch eine mit Eis und Wasser gefüllte Hülle sehr genau konstant gehalten wird — den Temperatureinfluß empirisch feststellen und bei den Messungen in Rechnung setzen. Beides wäre jedoch für

einen im Gelände arbeitenden Nivellierapparat zu umständlich, als daß es praktisch in Frage käme. Wenn ein Wärmeschutzmantel gegen schnelle Temperaturschwankungen schützt, ist es aber auch ohne große Schwierigkeit möglich, Temperaturänderungen von mehr als  $\frac{1}{10}^{\circ}\text{C}$  während einer Messung auszuschalten (direkte Sonnenstrahlung muß natürlich vermieden werden). Noch weniger ist der fehlerhafte Einfluß der Temperatur zu befürchten, wenn das Gefäß  $A_1$  unverändert an einem Festpunkt  $P_0$  gehalten, das Gefäß  $A_2$  aber von einem Punkt  $P_1$  nach einem anderen Punkt  $P_2$  verschoben wird. In die Messung des Niveauunterschiedes von  $P_1$  und  $P_2$  geht dann nur die Temperaturänderung ein, welche die beiden Gefäße  $A_1$  und  $A_2$  während der Zeit des Verschiebens von  $P_1$  nach  $P_2$  erfahren. Diese spielt aber, wenn das Instrument mit einem guten Wärmeschutzmantel versehen ist, keine Rolle. Die Länge der Schlauchverbindung (in Frage kommt ein Schlauch von mindestens 5 bis 6 mm innerer Weite) kann beliebig gewählt werden, doch sind hier naturgemäß aus Gründen der praktischen Handhabung Grenzen gesetzt.

Zusammengefaßt kann man also sagen, daß es mit dem Quecksilbernivellierapparat ohne große Schwierigkeit möglich sein wird, den Höhenunterschied zwischen zwei Punkten in einfacher und schneller Weise mit einer Genauigkeit von mindestens 0.001 cm — wahrscheinlich sogar noch mit größerer Genauigkeit — sicher zu messen.

**3. Praktische Versuchsergebnisse.** Um die Verwendbarkeit des Quecksilberneigungsmessers praktisch zu erproben, wurden drei Versuchsmodelle folgender Art hergestellt:

a) Quecksilberlibelle erster Form (Fig. 4). Für dieses Instrument gilt also Gleichung (5a); die Dimensionen sind folgende (in cgs-Einheiten):

$$\begin{array}{ll} F_1 = F_2 = 78.5 & \sigma_1 = \sigma_2 (\text{Toluol}) = 0.885 \\ q = 0.02 & \sigma (\text{Quecksilber}) = 13.6 \\ r = 50 & \gamma_1 = \gamma_2 = 0.00109 \\ v = 137 & \gamma = 0.00018 \\ v_1 = v_2 = 22 & \end{array}$$

Länge des gesamten Instruments = etwa 60 cm,

Länge der Ablesekapillaren = 19 „

b) Quecksilberlibelle zweiter Form (Fig. 5). Für diese Form gilt Gleichung (5b); es hat folgende Größen:

$$\begin{array}{ll} F_1 = F_2 = 38.8 & \\ q = 0.0314 & \\ r = 25 & \sigma_1 = \sigma_2 (\text{Äther}) = 0.717 \\ v = 48 & \gamma_1 = \gamma_2 = 0.00163. \\ v_1 = v_2 = 7.5 & \end{array}$$

Länge des gesamten Instruments = 33 cm, Breite = 8.5 cm. Die beiden Ablesekapillaren liegen nebeneinander; ihre Länge beträgt 22 cm.

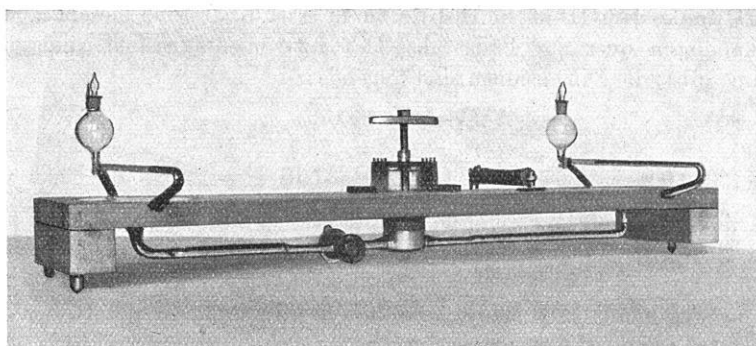


Fig. 4. Modell erster Form

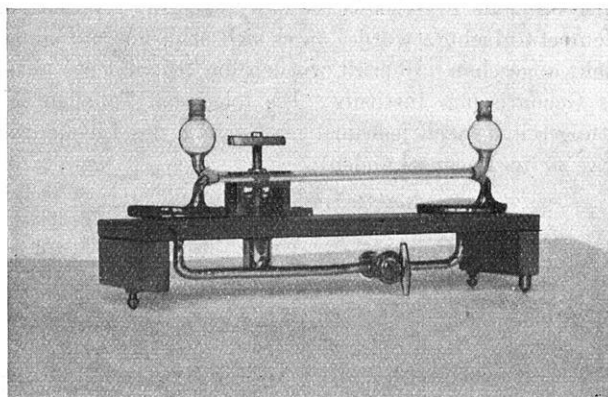


Fig. 5. Modell zweiter Form

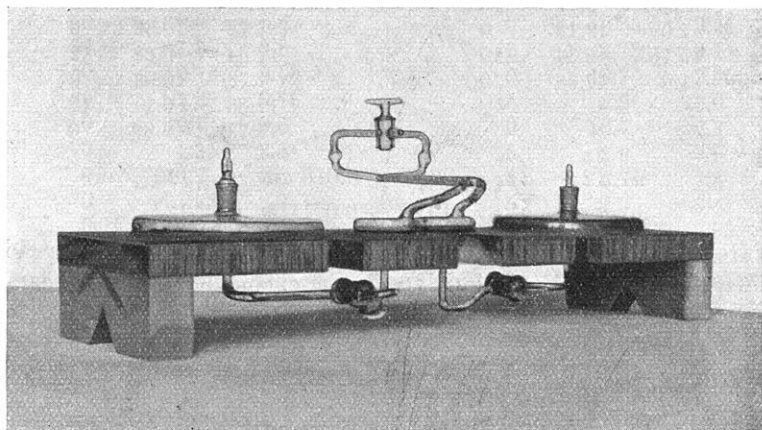


Fig. 6. Modell der Doppelform

c) Quecksilberlibelle, Doppelform (Fig. 6). Da bei diesem Modell die Ablesekapillaren quer zur Längsachse des Instruments gestellt sind, gilt die Gleichung (6b); die Dimensionen sind folgende:

$$\begin{aligned} F_1 &= F'_2 = 158 \\ F_2 &= F'_1 = 25.5 \\ q &= 0.01 \\ r &= 15.5 \\ v &= 193 \end{aligned}$$

$$(\text{Toluol}) v'_1 = v_2 = 7.$$

Länge des gesamten Instruments = 58 cm, Breite = 16 cm. Länge der Ablesekapillaren = 12 cm.

Alles Instrumente sind auf einem flachen Holzbrett befestigt; das kommunizierende Rohr  $a$  ist durch einen Hahn unterbrochen, um die Möglichkeit zu haben, das Quecksilber bzw. die Flüssigkeit für den Transport festzulegen. Von einem besonderen Temperaturschutz wurde, da es sich eben nur um einfache Versuchsmodelle handelt, abgesehen. Geprüft wurden die Instrumente auf dem Libellenprüfstand des Geodätischen Instituts. Die folgenden Tabellen zeigen Beispiele von Beobachtungsreihen nach jedesmaliger Neigung des Libellenprüfers, um den gleichen Betrag  $n$  (in Bogensekunden):

Instrument 1 (erste Form)

a) Einstellung auf geringere Empfindlichkeit			b) Einstellung auf größere Empfindlichkeit		
$x_1$	$x_2$	$n$	$x_1$	$x_2$	$n$
16.0	2.4	110	17.65	0.6	12
1.15	17.2	0	7.7	10.64	0
15.9	2.4	110	17.6	0.78	12
1.05	17.15	0	7.7	10.62	0
15.84	2.32	110	17.58	0.68	12
0.95	17.1	0	7.73	10.48	0
15.78	2.32	110	17.7	0.44	12
1.0	12.12	0	7.73	10.32	0
15.78	2.34	110	17.64	0.28	12
1.0	17.08	0	7.73	10.03	0
			17.58	0.1	12
			7.73	9.89	0

Daraus folgt:

$$a) \bar{d}x_2 - \bar{d}x_1 = 29.60 \pm 0.016 \text{ für } n = 110'',$$

$$b) \bar{d}x_2 - \bar{d}x_1 = 19.81 \pm 0.041 \text{ für } n = 12''.$$

Der Skalenwert  $\kappa$  (d. i. die Neigung in Bogensekunden, welche einer Verschiebung der beiden Menisken um 1 cm relativ zueinander entspricht) ergibt sich daraus zu:

$$\kappa = \frac{n}{\bar{d}x_2 - \bar{d}x_1} = 3.72'' \pm 0.0018'', \quad \kappa = 0.606'' \pm 0.0012''.$$

Die Verschiebung jedes einzelnen Flüssigkeitsmeniskus um 1 mm bedeutet also eine Neigungsänderung um etwa  $\frac{3}{4}$  bzw.  $\frac{1}{8}$  Bogensekunden.

Die Einstellgenauigkeit  $\varepsilon$  — d. h. der mittlere Fehler einer einzelnen Einstellung nach der Formel

$$\varepsilon = \pm \sqrt{\frac{[vv]}{n-1}}$$

beträgt:

$$\varepsilon = \pm 0.048 \text{ cm} = \pm 0.178'', \quad \varepsilon = \pm 0.135 \text{ cm} = \pm 0.082''.$$

Die Beruhigungszeit  $T$  — d. i. die Zeitdauer von dem Augenblick einer Verstellung bis zur sicheren Einstellung der Menisken in die neue Ruhelage — betrug:

a)  $T$  = innerhalb einer Minute,    b)  $T$  = etwa 5 Minuten.

Instrument 2 (zweite Form)

$n$	$x$	$n$	$x$
0	16.65	0	16.50
80	6.15	80	6.00
0	16.60	0	16.40
80	6.10	80	5.95
0	16.55	0	16.45
80	6.05		

$$dx = 10.47 \pm 0.011 \text{ für } n = 80''.$$

$$\text{Skalenwert} = 7.63'' \pm 0.008''.$$

$$\text{Meßgenauigkeit} = \pm 0.035 \text{ cm} = \pm 0.27''.$$

Beruhigungszeit  $T$  = innerhalb einer halben Minute.

Die Messungsreihe läßt einen — vermutlich durch Temperaturveränderung verursachten — zeitlichen Gang von 2 mm = 1.5'' während der 10 Minuten Beobachtungsdauer erkennen, der aber bei den Neigungsmessungen selbst herausfällt.

Instrument 3 (Doppelform)

a) Einstellung auf geringere Empfindlichkeit

$n$	$x_2$	$x'_1$
0	10.8	0.6
70	1.3	9.8
0	10.75	0.55
70	1.25	9.75
0	10.7	0.6
70	1.25	9.8
0	10.7	0.6
70	1.25	9.8
0	10.8	0.6
70	1.3	9.8
0	10.8	0.6

b) Einstellung auf größere Empfindlichkeit

$n$	$x_2$	$x'_1$
0	10.55	2.55
15	2.75	10.1
0	10.7	2.35
15	2.8	10.0
0	10.7	2.3
15	2.9	9.9
0	10.7	2.3
15	2.9	9.8
0	10.65	2.25
15	2.9	9.8
0	10.6	2.25

$$dx_2 - dx'_1 = 18.68 \pm 0.013 \text{ für } n = 70''$$

$$\text{Skalenwert } z = 3.75'' \pm 0.0026''$$

$$\text{Einstellgenauigkeit } \varepsilon = \pm 0.042 \text{ cm} = \pm 0.16''$$

Beruhigungszeit  $T$  = innerhalb 1 Min.

$$dx_2 - dx'_1 = 15.42 \pm 0.048 \text{ für } n = 15''$$

$$z = 0.974'' \pm 0.0029''$$

$$\varepsilon = \pm 0.152 \text{ cm} = \pm 0.15''$$

$T$  = etwa 5 Min.

Den bisherigen Versuchen nach können die angegebenen Werte für die Meßgenauigkeit der Neigungsmessungen mit der Quecksilberlibelle als vollkommen gesichert angesehen werden. Die fehlerhaften Einflüsse — d. s. die Temperaturungleichheiten — sind so klein gehalten, daß sie bei den Messungen im Institut während einer Dauer von mehreren Stunden kaum merklich festgestellt werden konnten, obwohl die Instrumente keinen besonderen Temperaturschutz besaßen; nur bei dem Instrument 2 (Äther) ist ein geringer zeitlicher Gang zu beobachten. Würde man die Quecksilberlibelle mit einem Schutz gegen schnelle und ungleiche Temperaturschwankungen versehen, so kann es ohne weiteres als möglich bezeichnet werden, sie im Gelände auch bei direkter Sonnenstrahlung mit der gleichen Genauigkeit zu verwenden, zumal die Messungen verhältnismäßig schnell vor sich gehen, und nur die ungleichen Temperaturänderungen während dieser kurzen Zeitspanne als geringe Fehler in die Messungen eingehen können (vgl. z. B. die Messungen mit Instrument 2).

Die Empfindlichkeit des Quecksilberneigungsmessers ist einmal der Größe  $F$  der Quecksilberspiegel und ihrem Abstand  $r$  proportional, hängt zweitens aber auch von dem Querschnitt  $q$  und den Neigungswinkeln  $\alpha_1$  bzw.  $\alpha_2$  der Meßkapillaren ab. Man könnte sie also auf mehrfache Weise ganz nach Belieben steigern; es handelt sich nur darum, die Dimensionen auf ein Minimum zu halten und zu verhindern, daß die Meßgenauigkeit nicht — oder nur in verhältnismäßig geringem Maße — beeinträchtigt wird. Die letztere hängt in erster Linie von den Kapillarkräften ab, ist also eine Frage der Beschaffenheit der Flüssigkeit, des Materials der Wandung, des Querschnitts und der Neigung der Kapillaren. Systematische Untersuchungen in dieser Beziehung, um das günstigste Verhältnis dieser Faktoren herauszufinden, stehen noch aus. Bis jetzt wurden die Versuche ausgeführt mit Toluol (bei Instrument 1 und 3) bei einem Querschnitt von  $q = 0.02$  und  $q = 0.01$  cm<sup>2</sup> und mit Äther (Instrument 2) bei einem Querschnitt von  $q = 0.0314$  cm<sup>2</sup>; die Neigung der Meßkapillaren betrug etwa zwischen  $\alpha = 0^\circ$  und  $\alpha = -\frac{1}{2}^\circ$ . Soweit die bisherigen Versuche erkennen lassen, stellt sich Äther (Instrument 2) am besten und schnellsten in die Gleichgewichtslage ein, zeigt aber am leichtesten zeitliche — durch Temperatureinflüsse verursachte — Änderungen. Bei Toluol hingegen hindern die Kapillarkräfte oft eine genaue Einstellung. Durch dauerndes Klopfen oder noch besser durch Hin- und Herbewegen der Menisken mittels der Verstellvorrichtung kann man aber die Schnelligkeit und Sicherheit der Einstellung bedeutend verbessern. Wesentlich für sichere Neigungsmessungen mit der Quecksilberlibelle ist die Gleichmäßigkeit des Querschnitts  $q$  innerhalb des Ablesebereichs der Kapillaren. Die nebenstehende Versuchsreihe mit Instrument 2 zeigt die Änderung der Einstellung der Menisken bei einer Verstellung von 10 zu 10'' vorwärts und rückwärts:

Die beiden Messungsreihen lassen erkennen, daß die Ungleichmäßigkeit der Kapillaren, deren fehlerhafte Einflüsse auf die Messungen im Maximum eine Abweichung von etwa 2 mm = 1.53'' von dem Mittelwert betragen, reell sind. Als

mittlerer Fehler einer einzelnen Einstellung folgt aus den Messungsreihen:  
 $\epsilon = \pm 0.029 \text{ cm} = \pm 0.22''$ .

$n$	$x$ vorwärts	$x$ rückwärts	$n$
0	1.32	1.37	100
10	1.23	1.28	90
20	1.27	1.24	80
30	1.20	1.21	70
40	1.10	1.06	60
50	1.11	1.12	50
60	1.34	1.34	40
70	1.53	1.44	30
80	1.32	1.29	20
90	1.44	1.42	10
100			0

Es ergibt sich also, daß einer Erhöhung der Empfindlichkeit der Quecksilberlibelle auf diesem Wege aus Gründen der Meßgenauigkeit bald Grenzen gesetzt sind. Dagegen vermeidet man die Fehlerquellen in weitgehendem Maße, wenn man den Querschnitt der beiden Quecksilbergefäße und ihren Abstand so weit vergrößert, als es aus Gründen der Bequemlichkeit in der Handhabung zulässig ist. In diesem Falle werden nämlich die fehlerhaften Einflüsse nicht mit vergrößert,

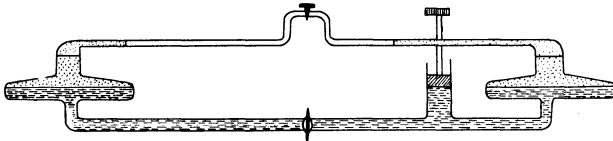


Fig. 7

so daß man mit der Vergrößerung der Dimensionen jede gewünschte Empfindlichkeit erreichen kann. Darauf beruht es auch, daß das Instrument 1 eine bedeutend größere Meßgenauigkeit zeigt als Instrument 2, obwohl das letztere Äther als überdeckende Flüssigkeit enthält. Die Vergrößerung der beiden Dosen hat infolge der Vergrößerung des Volumens der überdeckenden Flüssigkeit einen etwas stärkeren Einfluß der Wirkung von Temperaturungleichheiten zur Folge; doch ist dieser Nachteil ziemlich unwesentlich. Verringern läßt sich diese Fehlerquelle bedeutend dadurch, daß man — wie Fig. 7 zeigt — das Quecksilber mit Wasser überdeckt, welches bis in ein vertikales Rohr mit einem Querschnitt von etwa 1 bis 2 cm<sup>2</sup> ragt und wieder überdeckt wird von einem geringen Volumen Äther, welches dann bis in die Kapillare ragt. Dadurch wird wegen der Verringerung des Äthervolumens und wegen des kleinen Ausdehnungskoeffizienten und der hohen Wärmekapazität des Wassers der Einfluß von Temperaturänderungen ganz wesentlich verringert. Gleichzeitig wird dadurch verhindert, daß chemische Umsetzungen, welche sonst allmählich zwischen Äther und Quecksilber vor sich gehen, stattfinden. Ungleich-

mäßiges Verdunsten des Äthers, welches wegen des engen Querschnittes der Kapillaren nur für lange Zeit dauernde Messungen eine Fehlerursache bilden kann, läßt sich dadurch verhindern, daß man die beiden Meßkapillaren miteinander verbindet (durch eine Kapillare oder besser durch eine Schlauchverbindung, s. Fig. 7), so daß sich über den beiden Flüssigkeitsmenisken nur ein kleines gemeinsames Gasvolumen befindet.

Der Ausbidung der Quecksilberlibelle auf ganz hohe Empfindlichkeit und Meßgenauigkeit — also auf 0,0001'' Meßgenauigkeit und darüber hinaus, um damit die Ebbe- und Flutbewegung des festen Erdkörpers und andere Boden- neigungen solcher Größenordnungen zu messen — steht also nichts im Wege; z. B. würde man in dem Modell 1 (s. S. 265) den Abstand der Dosen von 0.5 auf 20 m, ihren Durchmesser von 10 auf 50 cm — d. i. die Größe der Quecksilber- oberflächen auf das 25fache — erhöhen, so würde der Skalenwert auf  $\frac{1}{1000}$  seines Betrages reduziert werden, die Einstellgenauigkeit ausgedrückt in Bogensekunden sich ungefähr (wahrscheinlich nicht ganz) in demselben Verhältnis erhöhen, mithin weniger als  $\varepsilon = \pm 0.0001''$  betragen. Bei einer solchen Größe wäre der Queck- silberneigungsmesser also zur Messung der Ebbe- und Flutbewegung des festen Erdkörpers gut geeignet. Doch erscheint es für solche Aufgaben, um die Fehler- einflüsse in noch größerem Maße auszuschalten und um noch größere Feinheiten der Neigungsschwankungen des Erdkörpers zu erforschen, als zweckmäßiger, eine noch größere Empfindlichkeit zu wählen, und statt die Bewegung der Flüssig- keitsoberfläche mittels einer Kapillaren sichtbar zu machen, diese auf einen Spiegel (eventuell mit Hilfe eines Schwimmers) zu übertragen, um eine vorteilhaftere photographische Registrierung zu ermöglichen.

Von den verschiedenen Ausführungsformen muß man praktisch wohl der Quecksilberlibelle zweiter Art — d. h. mit horizontalen, in Achsenrichtung gestellten Meßkapillaren — den Vorzug geben, da eine Variationsmöglichkeit der Empfindlichkeit praktisch keine wesentlichen Vorteile bietet. Vielmehr ist ein Instrument mit einem unveränderlich gegebenen Skalenwert vorzuziehen, welches von der Querlibelle unabhängig ist und eine bedeutend handlichere Form besitzt. Die Justierung der Libelle (d. h. die genaue Abgleichung der Flüssigkeits- volumina  $v_1$  und  $v_2$  derart, daß die Menisken sich in die Mitte der Meßkapillaren einstellen, wenn diese genau gleiche Neigung  $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$  besitzen) erfolgt ohne besondere Hilfsmittel in einfacher Weise auf empirischem Wege mit dem Instrument selbst: Steht die Quecksilberlibelle fest, ohne daß die Neigung geändert wird, so sind nach Gleichung (5b) die Ablesekapillaren genau gleich geneigt ( $\alpha_1 = \alpha_2$ ), wenn bei einer Verstellung der Menisken mittels des Kolbens  $E$  die Mittellage unverändert bleibt, d. h. wenn  $\bar{d}x_2 = \bar{d}x_1$  ist. Man stellt also zunächst fest, in welches Gefäß Flüssigkeit nachgefüllt werden muß, füllt etwas Flüssigkeit hinein, ändert die Neigung des Instruments soweit, bis die beiden Menisken sich wieder ungefähr in die Mitte der Kapillaren einstellen und probiert dann, ob bei Ver- stellung des Kolbens  $\bar{d}x_2 = \bar{d}x_1$  wird. Dieses Verfahren setzt man so lange fort, bis dieser Zustand (d. i.  $\bar{d}x_2 = \bar{d}x_1$ ) ungefähr erreicht ist, was in kurzer Zeit



mit großer Genauigkeit möglich ist. Genaue Justierungen sind freilich für die Sicherheit der Neigungsmessungen nicht sehr wesentlich.

Einer technischen Ausführung des Quecksilbernivellierapparates, die bis jetzt noch nicht in Angriff genommen ist, stehen besondere Schwierigkeiten nicht im Wege. Für geophysikalische Aufgaben kann ein Nivelliergerät mit einer derartig hohen Empfindlichkeit Anwendung finden, um Neigungen von Erdschollen, vertikale Verschiebung von Schollen gegeneinander in Verwerfungszonen und dergleichen der direkten Beobachtung zugänglich zu machen, besonders in solchen Gebieten, in welchen derartige Bewegungsvorgänge im Fluß sind (z. B. in erdbebenreichen Gebieten). Am zweckmäßigsten würde man in der Weise vorgehen, daß im festen Gestein ein passend gewähltes System von sehr exakten Marken in möglichst gleichem Niveau angebracht wird, deren Niveauunterschied in gewissen Zeitabständen mit dem Quecksilbernivellierapparat gemessen wird. Entsprechend ergeben sich Anwendungsmöglichkeiten praktischer Bedeutung für gewisse technische Aufgaben (z. B. sehr genaues wiederholtes Einnivellieren von Brücken oder sonstigen technischen Anlagen usw.).

Fassen wir das Ergebnis der bisherigen Versuche\*) kurz zusammen, so ergibt sich, daß eine praktische Anwendung und Weiterentwicklung des Quecksilberneigungsmessers in mehrerer Beziehung möglich ist.

1. Als Ersatz für die bis jetzt gebräuchlichen Ätherlibellen für größere astronomische und Nivellierinstrumente erster Ordnung, um eine Horizontierung auf etwa  $\frac{1}{10}$  Bogensekunden und darüber zu ermöglichen bzw. kleine Neigungen mit einer solchen Genauigkeit zu messen.

2. Als kleines Nivelliergerät nach der Methode des Schlauchnivellements, um Niveauunterschiede zwischen einzelnen Punkten bis auf 0.001 cm Genauigkeit oder darüber hinaus zu messen.

3. Als feststehender Neigungsmesser von größeren Dimensionen (bis über 20 m), um Neigungsänderungen mit einer Genauigkeit von 0.0001" oder beliebig darüber hinaus zu messen.

---

\*) Die Versuche wurden mit Unterstützung aus den Mitteln der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft ausgeführt.

---

## Das abrollende physikalische Pendel

Von **Hans Gebelein**, Göttingen — (Mit 7 Abbildungen)

Der Zusammenhang zwischen Amplitude und Schwingungszeit eines Pendels zeigt sich bei Präzisionsuhren, die auf Schneiden gelagert sind, abweichend vom Gesetz, das hierfür die Theorie des physikalischen Pendels liefert. Die Ursache ist der Einfluß der Gestalt der betreffenden Schneide auf die Schwingungszeit. Kenntnis der hier herrschenden Zusammenhänge ermöglicht, Schneiden von Uhrpendeln nach dem Uhrgang zu beurteilen, eine Reihe von Unzulänglichkeiten der Schneidenpendel zu erklären und neue Gesichtspunkte für die Konstruktion solcher Pendel zu gewinnen.

(Die folgenden Ausführungen sind im wesentlichen die Wiedergabe eines Vortrages, den der Verfasser am 6. Juli 1932 im Kolloquium über Fragen der angewandten Mechanik (bei Professor Prandtl) an der Universität Göttingen gehalten hat. Eine eingehende Darstellung der hier angeschnittenen Fragen wird in den Nachrichten der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen 1932 erscheinen.)

Die übliche Darstellung der Theorie des physikalischen Pendels, die in den Lehrbüchern der Mechanik gegeben wird, setzt voraus, daß die Schwingungen des Pendels in aller Strenge um einen festen Punkt, den Aufhängepunkt des Pendels erfolgen. Die Theorie gibt dann bekanntlich für beliebig große Schwingungen die Schwingungszeit wieder durch die Gleichung:

$$T(\varphi) = 4 \sqrt{\frac{L}{g}} \cdot K(k) \quad \text{mit } k = \sin \varphi/2 \dots \dots \dots (1)$$

Dabei ist  $K(k)$  das vollständige elliptische Integral erster Gattung mit dem Modul  $k = \sin \varphi/2$ ;  $\varphi$  ist die Amplitude,  $g$  die Erdbeschleunigung und  $L$  die sogenannte reduzierte Pendellänge. Insbesondere ergibt sich aus (1) für unendlich kleine Schwingungen die Schwingungszeit

$$T_0 = 2\pi \sqrt{\frac{L}{g}} \dots \dots \dots (1a)$$

und für nicht zu große Amplituden wird die Abhängigkeit der Schwingungszeit von der Amplitude durch ein quadratisches Gesetz wiedergegeben, denn für diese kann Gleichung (1) näherungsweise ersetzt werden durch

$$T(\varphi) = T_0 \left(1 + \frac{1}{16} \varphi^2\right) \dots \dots \dots (1b)$$

Nun ist aber die dieser Theorie zugrunde liegende Voraussetzung des festen Drehpunktes eine jener Bedingungen, die sich in Wirklichkeit unter keinen Umständen in aller Strenge erfüllen lassen. Fassen wir ein Pendel ins Auge, das mit Hilfe einer Schneide aufgehängt ist, so wird auch die mit aller Sorgfalt scharf

geschliffene Schneide in Wirklichkeit noch einen endlichen, wenn auch sehr kleinen Krümmungsradius aufweisen und sie wird auf der Unterlage, die wir vorläufig als eben betrachten wollen, abrollen, wobei von keinem festliegenden Drehpunkt mehr die Rede sein kann.

Man wird nun vermuten, daß der Krümmungsradius, den die Schneide im Berührungspunkt der Ruhelage besitzt, für den Bewegungsvorgang entscheidende Bedeutung hat; man läßt die Voraussetzung des festen Drehpunktes fallen und rechnet statt dessen mit einer Schneide von konstantem Krümmungsradius, mit einer kreisförmigen Schneide. Diese Rechnung ist schon von Bessel durchgeführt worden. Als wichtigstes Ergebnis liefern die Gleichungen, die wir unten bringen, daß wie beim gewöhnlichen physikalischen Pendel auch hier die Schwingungszeit in Abhängigkeit von der Amplitude für nicht zu große Schwingungen durch ein quadratisches Gesetz dargestellt wird.

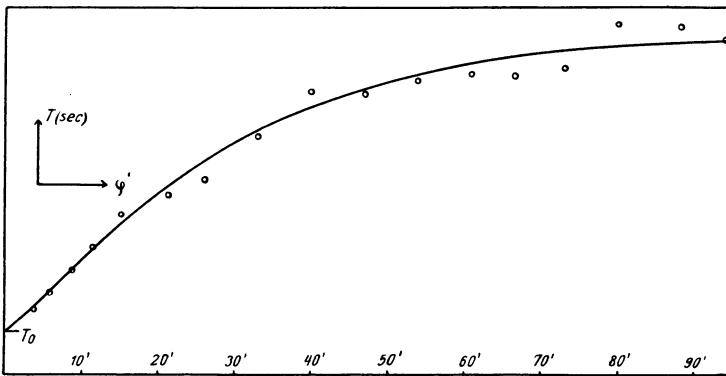


Fig. 1. Diagramm Schwingungszeit—Amplitude, aufgenommen an Prof. Schulers Versuchsuhr in Göttingen (November 1930)

Im Widerspruch hierzu stehen die Ergebnisse der Experimente. Wir bringen in Fig. 1 eine Meßreihe, die Herr Professor Schuler, Göttingen, mit seiner Versuchsuhr in der Göttinger Sternwarte, deren Pendel auf Schneiden gelagert ist, aufgenommen hat. Das Diagramm stellt die Beziehung dar zwischen der in bestimmter Zeiteinheit wiedergegebenen Schwingungszeit und der Amplitude für Ausschläge bis etwa  $\pm 90'$  von der Gleichgewichtslage. Dabei wurde die Schwingungszeit jedesmal mit Hilfe des elliptischen Integrals in bekannter Weise auf kleine Schwingungen reduziert. Nach der gewöhnlichen Theorie des physikalischen Pendels müßte also das Ergebnis eine Konstante, nach der Theorie des Kreisrollpendels aber eine quadratische Funktion der Amplitude sein. Wie das Diagramm lehrt, kann hiervon keine Rede sein. Außerdem müßte man nach den Formeln des Kreisrollpendels aus Unstimmigkeiten des Uhranges in der hier vorliegenden Größenordnung auf einen Krümmungsradius von einigen Zentimetern schließen, was im krassen Widerspruch zur Wirklichkeit steht. So lehrt das Experiment,



schaft als Krümmungsmittelpunkt liegen bleibt und daher  $r(\alpha)$ ,  $a(\alpha)$  und  $\beta(\alpha)$  unverändert erhalten bleiben. Beachtet man noch, daß  $ds/d\alpha = r$  ist, so folgt aus unseren Gleichungen durch Differentiation:

$$\frac{dx}{d\alpha} = a \cos(\alpha + \beta) - r(\alpha); \quad \frac{dy}{d\alpha} = -a \sin(\alpha + \beta) \dots \dots (3)$$

Mit Hilfe der Gleichungen (3) wird weiter die kinetische und die potentielle Energie gewonnen. Es ist, wenn wir das Trägheitsmoment des Pendelkörpers um den Schwerpunkt mit  $m \varrho^2$  bezeichnen, die kinetische Energie:

$$V(\alpha) = \frac{m}{2} [a^2 + r^2 + \varrho^2 - 2ar \cos(\alpha + \beta)] \left(\frac{d\alpha}{dt}\right)^2$$

und die potentielle Energie:

$$U(\alpha) = -mgy = +mg \int_0^\alpha a \sin(\alpha + \beta) d\alpha.$$

Die weitere Rechnung verläuft nun ohne Schwierigkeiten. Auf dem Weg über die Differentialgleichung gelangt man zur Gleichung für die Schwingungsdauer, die folgende Gestalt hat, wenn wir, was keine Beschränkung der Allgemeinheit ist, die Schneide und damit den Bewegungsvorgang als symmetrisch annehmen:

$$T(\varphi) = \frac{4}{\sqrt{2g}} \int_0^\varphi \sqrt{\frac{a^2 + r^2 + \varrho^2 - 2ar \cos(\alpha + \beta)}{\int_\alpha^\varphi a \sin(\alpha + \beta) d\alpha}} d\alpha \dots \dots (4)$$

In diesem Resultat erscheint die gesuchte Funktion  $T(\varphi)$  abhängig von der vorgelegten Funktion  $r(\alpha)$ . Zu jeder Funktion  $r(\alpha)$  gehört eine Funktion  $T(\varphi)$ , die durch Gleichung (4) in exakter und expliziter Weise gegeben wird.

Um uns mit dem Resultat (4) vertraut zu machen, betrachten wir erst einige Sonderfälle, deren Kenntnis uns später nützlich sein wird.

1. Gewöhnliches Pendel. Mit  $r = 0$ , und daher  $a = p$  und  $\beta = 0$  kommen wir zum gewöhnlichen Pendel zurück. Die Schwingungszeit wird dann:

$$T(\varphi) = \frac{4}{\sqrt{2g}} \int_0^\varphi \sqrt{\frac{p^2 + \varrho^2}{p(\cos \alpha - \cos \varphi)}} d\alpha = 4 \sqrt{\frac{L}{g}} K(k) \quad \text{mit } k = \sin \varphi/2$$

in Übereinstimmung mit Gleichung (1). Die reduzierte Pendellänge ist

$$L = \frac{p^2 + \varrho^2}{p}.$$

2. Das Kreisrollpendel. Mit  $r = \text{const}$  wird  $a = p + r$  und  $\beta = 0$ . Gleichung (4) liefert in diesem Falle:

$$T(\varphi) = \frac{4}{\sqrt{2g}} \int_0^\varphi \sqrt{\frac{(p+r)^2 + r^2 + \varrho^2 - 2(p+r)r \cos \alpha}{(p+r)(\cos \alpha - \cos \varphi)}} d\alpha$$

$$= 4 \sqrt{\frac{L}{2g}} \int_0^\varphi \sqrt{\frac{1 + 4 \frac{r}{L} \sin^2 \frac{\alpha}{2}}{\cos \alpha - \cos \varphi}} d\alpha.$$

Dabei ist  $L = (p^2 + \varrho^2)/(p + r)$  die reduzierte Pendellänge. Dem Ergebnis kann man die Gestalt geben:

$$T(\varphi) = T_0 \cdot K(r/L, \varphi) \dots \dots \dots (5)$$

Dabei ist

$$T_0 = 2\pi \sqrt{\frac{L}{g}}$$

die Schwingungszeit für unendlich kleine Schwingungen und die Funktion  $K(r/L, \varphi)$  ist eine dem Problem eigentümliche transzendente Funktion von  $\varphi$  und  $r/L$ , die speziell für  $r = 0$  im wesentlichen mit dem vollständigen elliptischen Integral erster Gattung übereinstimmt. Sie nimmt für  $\varphi = 0$  den Wert 1 an und man kann für sie folgende Reihenentwicklung angeben:

$$K(r/L, \varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \binom{1/2}{n} \binom{-1/2}{m} \binom{-1/2}{n+m} (-1)^n 2^{2n} \left(\frac{r}{L}\right)^n \sin^{2(n+m)} \varphi/2 \left\{ (6) \right.$$

$$= 1 + \left(\frac{1}{4} + \frac{r}{L}\right) \sin^2 \varphi/2 + \left[\frac{9}{64} + \frac{3}{8} \frac{r}{L} - \frac{3}{4} \left(\frac{r}{L}\right)^2\right] \sin^4 \varphi/2 + \dots \left. \right\}$$

die für  $r/L < 1/4$  und beliebige Amplituden konvergiert. Aus dieser Darstellung der Schwingungszeit ist unsere Behauptung zu entnehmen, daß für nicht zu große Amplituden die Schwingungszeit in Abhängigkeit von  $\varphi$  durch ein quadratisches Gesetz dargestellt wird. Die Funktion  $K(r/L, \varphi)$  nimmt bei den weiteren Untersuchungen eine grundlegende Stellung ein.

3. Das Pendel mit abgeschnittener Schneide. Die Schneide habe die Gestalt eines Keils, dessen Spitze abgeschnitten worden ist (Fig. 3). Wir nehmen an,  $p$  sei groß gegen  $b$ . Dann ist  $r = 0$  und mit genügender Annäherung  $a = p$  und  $\beta = b/p = \text{const}$ . Mit diesen Größen wird, wenn wir die Winkel  $\varphi$  und  $\beta$  als klein voraussetzen, jedoch so, daß  $\varphi/\beta$  beliebiger Werte fähig ist:

$$T(\varphi) = T^+ \left(1 - \frac{2}{\pi} \arcsin \frac{1}{1 + \varphi/\beta}\right) \quad \text{mit} \quad T^+ = 2\pi \sqrt{\frac{p^2 + \varrho^2}{pg}} \dots (7)$$

Den Verlauf der Funktion  $T(\varphi)$  zeigt Fig. 4. Wir haben hier ein Beispiel für eine außerordentlich starke Abhängigkeit der Schwingungszeit von der Amplitude vor uns.

4. Kreisschneide mit endlichem Sprung der Krümmung. Die bisherigen Spezialfälle geben noch kein Bild vom funktionalen Zusammenhang

der Funktionen  $r(\alpha)$  und  $T(\varphi)$ , der durch Gleichung (4) vermittelt wird. Um diesem Ziele näher zu kommen, betrachten wir als nächstes Beispiel folgenden wichtigsten Fall. Es sei (Fig. 5)  $r = r_0$  für  $\alpha < A$  und  $r = r_1$  für  $\alpha > A$ .

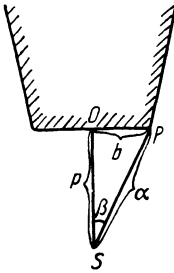


Fig. 3  
Abgeschnittene Schneide

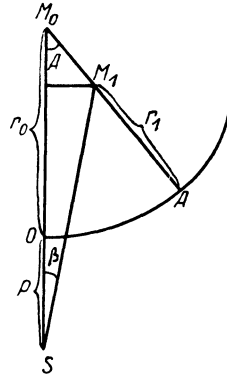


Fig. 5. Schneide, die aus zwei Kreisbogen zusammengesetzt ist

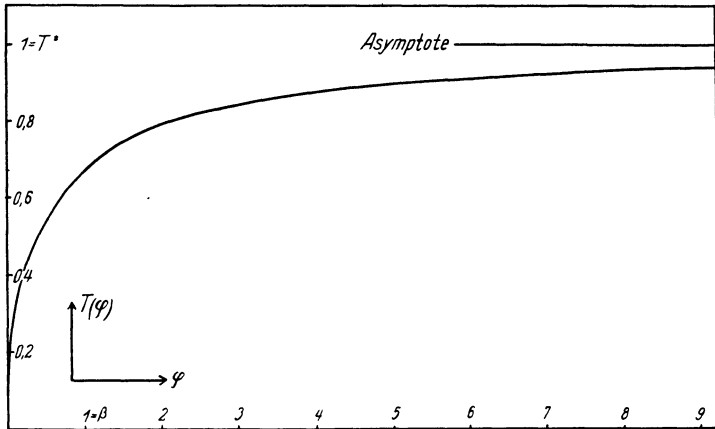


Fig. 4. Diagramm Schwingungszeit—Amplitude bei abgeschnittener Schneide

Wir führen den Parameter

$$\lambda = \frac{r_1 - r_0}{p + r_0}$$

ein und setzen von ihm voraus, daß er eine kleine Größe sei. Indem in  $\lambda$  nur die linearen Glieder berücksichtigt werden, bestätigt man leicht folgende Beziehungen:

$$r = \begin{cases} r_0 \\ r_0 + \lambda(p + r_0) \end{cases}; \quad \beta = \begin{cases} 0 \\ -\lambda \sin A \end{cases}; \quad a = \begin{cases} p + r_0 \\ (p + r_0)(1 + \lambda \cos A) \end{cases}; \quad \text{für } \begin{cases} \alpha < A \\ \alpha > A \end{cases} \quad (8)$$

Nun bedient man sich zweckmäßig einer einheitlichen Schreibweise, indem man die Einheitsfunktion  $E^u(v)$  so definiert:

$$E^u(v) = 0 \quad \text{für} \quad v < u \quad \text{und} \quad E^u(v) = 1 \quad \text{für} \quad v > u \quad . \quad (9)$$

und mit ihrer Hilfe schreibt:

$$\left. \begin{aligned} r &= r_0 + \lambda (p + r_0) E^A(\alpha) \\ a &= (p + r_0) [1 + \lambda \cos A E^A(\alpha)] \\ \beta &= -\lambda \sin A E^A(\alpha) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (8a)$$

Die Schwingungszeit  $T(\varphi)$  nach (4) wird nun eine Funktion von  $\lambda$ . Diese wird nach Taylor entwickelt und diese Darstellung nach dem linearen Glied in  $\lambda$  abgebrochen. Das von  $\lambda$  freie Glied der Entwicklung ist die Lösung für das Kreis-

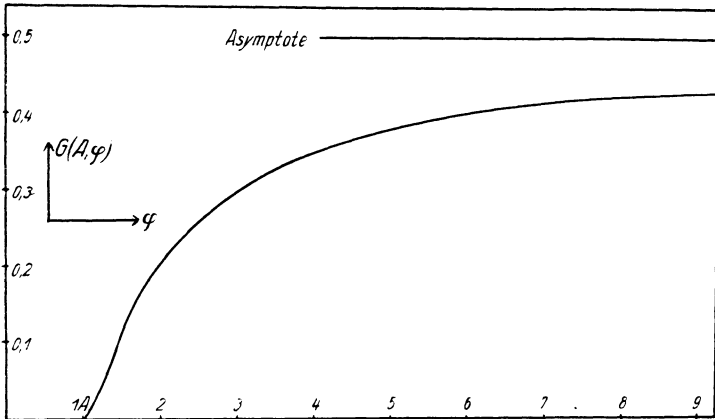


Fig. 6. Verlauf der Gewichtsfunktion  $G(A, \varphi)$

rollpendel Beispiel (2) und heißt  $T_0 \cdot K(r_0/L, \varphi)$ . Für das in  $\lambda$  lineare Glied liefert die Rechnung, wenn wir wieder  $\varphi$  und  $A$ , nicht aber  $\varphi/A$  als klein voraussetzen:  $\lambda T_0 G(A, \varphi)$ . Die Funktion  $G(A, \varphi)$  ist die andere grundlegende Funktion unserer Theorie. Sie lautet ausgeschrieben:

$$G(A, \varphi) = \left( \frac{1}{2} - \frac{2}{\pi} \int_0^{A/\varphi} \sqrt{1-w^2} dw \right) \cdot E^A(\varphi) \dots \dots \dots (10)$$

Ihren Verlauf zeigt Fig. 6. Mit ihrer Hilfe erhalten wir, wenn wir auf die Bedeutung von  $\lambda$  zurückgreifen, für  $T(\varphi)$  den Ausdruck:

$$T(\varphi) = T_0 \left\{ K(r_0/L, \varphi) - \frac{r_1 - r_0}{p + r_0} \cdot G(A, \varphi) \right\} \dots \dots \dots (11)$$

Gleichung (11) sagt aus, daß ein kleiner Sprung der Krümmung der Schneide an der Stelle  $\alpha = A$  sich an der Schwingungszeit mit dem Gewichte  $G(A, \varphi)$



bemerkbar macht, wenn  $\varphi$  die Amplitude bedeutet und wenn  $T(\varphi)$  in der Einheit  $T_0$  und  $r_1 - r_0$  in der Einheit  $p + r_0$  gemessen wird.

5. Schneide von beliebiger Gestalt. Ist nun endlich für die betrachtete Schneide der Krümmungsradius in Abhängigkeit vom Neigungswinkel gegeben:

$$r = r(A) \quad r(0) = r_0.$$

so beachten wir, daß sich die Krümmung an der Stelle  $A$  um den infinitesimalen (oder auch endlichen) Betrag  $dr(A)$  ändert. Alle diese Änderungen von  $r$  werden durch eine Integration der Gleichung (11) über alle beim Schwingungsvorgang beteiligten  $A$  erfaßt. Man erhält:

$$T(\varphi) = T_0 \left\{ K(r_0/L, \varphi) + \frac{2}{\pi(p+r_0)} \int_0^\varphi \sqrt{1-(A/\varphi)^2} [r_0 - r(A)] d(A/\varphi) \right\} \quad (12)$$

Gleichung (12) gibt die Schwingungszeit eines Pendels in Abhängigkeit von der Gestalt der Schneide wieder in einer sehr durchsichtigen Weise. Der erste Term beschreibt den Einfluß des endlichen Krümmungsradius  $r_0$ , der zur Stelle Null der Ruhelage der Schneide gehört. Wie wir bereits wissen, ist dieser Term nicht wesentlich verschieden von der Funktion  $T(\varphi)$  für das gewöhnliche physikalische Pendel. Die Besonderheiten von  $T(\varphi)$ , die bei der Schulerschen Messung uns begegnet sind, zu erklären, ist er nicht imstande. Der zweite Term gibt den Einfluß der speziellen Gestalt der Schneide auf die Schwingungszeit wieder. Da das Integral von  $r_0 - r(A)$ , nicht aber von  $r_0$  abhängt, da weiter durch die Vorgabe von  $r_0 - r(A)$  nicht die Gestalt der Schneide selbst, sondern nur die Gestalt ihrer Evolute festgelegt ist, so folgt, wenn man von der schwachen Abhängigkeit des Faktors  $2/\pi(p+r_0)$  von  $r_0$  absieht, der Satz:

Für das bei jedem Schneidenpendel individuell verschiedene Gesetz des Zusammenhanges zwischen Schwingungszeit und Amplitude, das durch den zweiten Term der Gleichung (12) dargestellt wird, ist die Evolute der Schneide maßgebend. Schneiden, die Evolventen der gleichen Evolute sind, verhalten sich gleich.

Da uns bei den weiteren Untersuchungen besonders dieser zweite Term interessiert, führen wir für ihn die Abkürzung  $\tau(\varphi)$  ein und erhalten:

$$\tau(\varphi) = \frac{T(\varphi)}{T_0} - K(r_0/L, \varphi) = \frac{2}{\pi(p+r_0)} \int_0^\varphi \sqrt{1-(A/\varphi)^2} [r_0 - r(A)] dA/\varphi. \quad (13)$$

Damit ist das Problem des auf der Ebene abrollenden Pendels erledigt. Es ist noch von Interesse, zu erfahren, daß die Formeln (11) bis (13), denen nur näherungsweise Gültigkeit zukommt, richtig sind bis auf Glieder von der Größenordnung

$$o\left(\frac{r_{\max} - r_{\min}}{p}\right)^2 \quad \text{und} \quad o\left(\frac{r_{\max} - r_{\min}}{p}\right)\varphi^2.$$

Beim Schulerschen Pendel ist z. B.  $\tau(\varphi) \sim 10^{-5}$ , bei Amplituden  $\varphi \sim 1^\circ \sim 10^{-2}$ . Weiter ist  $p \sim 10^2$  cm und daher nach (11)  $\Delta r \sim 10^{-3}$  cm. Die nicht mehr durch unsere Formeln erfaßten Glieder sind viel kleiner als  $\tau(\varphi)$ , nämlich

$$\left(\frac{r_{\max} - r_{\min}}{p}\right)^2 \sim \lambda^2 \sim 10^{-10} \quad \text{und} \quad \left(\frac{r_{\max} - r_{\min}}{p}\right)\varphi^2 \sim \lambda\varphi^2 \sim 10^{-9}.$$

Wenn man von dem bemerkenswerten Einfluß einer nicht vollkommen spitzen Schneide auf die Schwingungszeit erfährt, so drängt sich die Frage auf, ob vielleicht eine nicht vollkommen ebene Unterlage einen ähnlichen Einfluß auf die Schwingungszeit besitzt. In der zu Beginn angekündigten Abhandlung wird diese Frage ebenfalls eingehend untersucht. Wir teilen hier nur das Ergebnis mit, daß jener Einfluß zwar von der gleichen Art ist wie der Einfluß der Schneide, indem wiederum die Funktion  $G(A, \varphi)$  eine wichtige Rolle spielt, daß aber seine Größe sich zu unserem  $\tau(\varphi)$  verhält wie der Krümmungsradius der Schneide zum Krümmungsradius der Unterlage, so daß er im allgemeinen wesentlich kleiner als  $\tau(\varphi)$  ist und vernachlässigt werden kann. Bei der praktischen Beurteilung von Schneidpendeln auf Grund des Uhgangs, der wir uns nun zuwenden, ist man daher wohl berechtigt, die Unterlage als eben anzunehmen und für Besonderheiten des Uhgangs die Schneide verantwortlich zu machen.

Wir betrachten nun wieder die Meßreihe, die bei Schulers Pendel für die Schwingungszeit in Abhängigkeit von der Amplitude aufgenommen worden ist. Da der Einfluß des elliptischen Integrals bei großen Amplituden bereits berücksichtigt ist, so liegt hier gerade unsere Funktion  $\tau(\varphi)$  von Gleichung (13) vor. Wir schließen von  $\tau(\varphi)$  zurück auf  $r(A)$ , indem wir  $r(A)$  als Treppenkurve konstruieren. Ist uns nämlich  $r(A)$  als Treppenkurve gegeben, so folgt nach (11):

$$\tau(\varphi) = \frac{1}{p + r_0} \sum_{n=1}^m (r_{n-1} - r_n) G(A_n, \varphi) = \sum_{n=1}^m \lambda_n G(A_n, \varphi) . . \quad (14)$$

Die Umkehrung dieser Konstruktion geht so vor sich:  $\tau(\varphi)$  liegt gezeichnet vor. Nun beginnt man mit einem ziemlich kleinen Wert  $A_1$  und bestimmt ein  $\lambda_1$  so, daß durch  $\lambda_1 G(A_1, \varphi)$  ein erstes Stück der Kurve  $\tau(\varphi)$  gut angenähert wird. Diese erste Kurve  $\tau_1(\varphi)$  wird sich bald von der gemessenen Kurve  $\tau(\varphi)$  entfernen. Das trete bei  $A_2$  ein. Dann wird mit  $A_2$  eine weitere Funktion  $\lambda_2 G(A_2, \varphi)$  überlagert, zu der wiederum  $\lambda_2$  so bestimmt wird, daß ein weiteres Stück der Kurve gut angenähert wird, und so fort. Auf diese Weise erhält man  $r_0 - r(A)$  in der Längeneinheit  $p + r_0$ .

Das Ergebnis im Falle der Schulerschen Meßreihe zeigt Fig. 7.  $\tau(\varphi)$  wurde durch Überlagerung dreier Funktionen  $G(A_n, \varphi)$  angenähert, die in der Figur teilweise gestrichelt eingezeichnet sind. Da  $p = 50$  cm ist, ergibt sich:

$$\begin{array}{llll} A_1 = 2.5' & \lambda_1 = 1.2 \text{ sec/dies} & r_0 - r_1 = 7 \mu & r_0 - r_1 = 7 \mu \\ A_2 = 10' & \lambda_2 = 1.2 \quad ,, & r_1 - r_2 = 7 \mu & r_0 - r_2 = 14 \mu \\ A_3 = 20' & \lambda_3 = 1.4 \quad ,, & r_2 - r_3 = 8 \mu & r_0 - r_3 = 22 \mu \end{array}$$

So erhalten wir Aufschluß über die Schwankungen des Krümmungsradius längs der verwendeten Schneide. Über den Wert  $r_0$  erfahren wir dagegen nichts, denn wir wissen, daß eine ganze Schar möglicher Schneidenformen, die Evolventen einer gemeinsamen Evolute sind, die gleiche Funktion  $\tau(\varphi)$  zur Folge haben.

Für die Anwendung von Schneidenpendeln ergeben sich aus unseren Untersuchungen folgende neue Gesichtspunkte:

Jede Schneide trägt eine individuelle Funktion  $\tau(\varphi)$  zur Theorie des betreffenden Pendels bei. Diese Funktion als Ganzes unter die Schranke der verlangten Genauigkeit herunterzudrücken, scheint wenig aussichtsreich zu sein, denn, um z. B.  $\tau < 10^{-8}$  zu machen, müßte man bei der Länge  $p \sim 10^2$  cm, die sich nicht wesentlich vergrößern läßt, als Schneide einen Kreiszyylinder oder eine Kugel verwenden, deren Krümmungsradius in dem bei der Schwingung abgewälzten Bereich noch nicht  $10^{-6}$  cm Änderung erfährt. Dies ist aussichtslos und

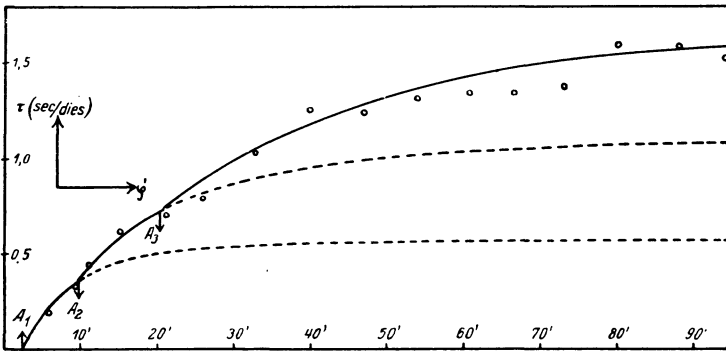


Fig. 7. Prof. Schulers Meßreihe von Fig. 1 durch drei  $G$ -Funktionen angenähert

daher wird man sich mit einem Einfluß der Schneide auf den Uhrgang vertraut machen müssen, sobald man entsprechend hohe Ansprüche an die Genauigkeit stellt.

Wird mit dem Einfluß der Schneide auf den Uhrgang gerechnet, so entstehen neue Fehler, wenn die Schneide im Lauf der Zeit an irgendeiner Stelle ihren Krümmungsradius ändert. Es sei  $\delta r(A)$  die aus irgendwelchen Gründen eingetretene Änderung der Gleichung  $r(A)$  der Schneide. Die dadurch eintretende Änderung der Funktion  $T(\varphi)$  folgt dann aus Gleichung (12) durch Differentiation. Das Ergebnis lautet, wenn wir Glieder von der Größenordnung  $\lambda^2$  wie stets fortlassen:

$$\delta T(\varphi) = -T_0 \left\{ \frac{1}{2} \frac{\delta r_0}{p + r_0} - \frac{2}{\pi(p + r_0)} \int_0^\varphi \sqrt{1 - (A/\varphi)^2} \delta[r_0 - r(A)] dA/\varphi \right\} \quad (15)$$

Die so bedingte Änderung des Uhrgangs ist also wiederum von der Größenordnung  $\Delta r/p$ . Solche gefährliche Abänderungen der Schneide können durch Stoß oder

durch plastische Verformung infolge starker Beanspruchung der Schneide leicht eintreten. So wird es erklärlich, daß häufig bei Schneidenpendeln kleine Änderungen des Ganges festgestellt wurden, nachdem man sie transportiert und neu aufgestellt hatte. Auch erkennt man, daß es nicht möglich ist, den hier vorliegenden Schwierigkeiten dadurch aus dem Wege zu gehen, daß man die Schneiden, wie bisher üblich, möglichst scharf macht, denn solche Schneiden sind bei der im Verhältnis zur Größe besonders starken Beanspruchung in hohem Maße der Gefahr einer dauernden Verformung ausgesetzt, die schwer kontrollierbare Fehler zur Folge hat.

Endlich erscheint es, wie die Praktiker schon lange wissen, unzweckmäßig, das Pendel mit allzu kleinen Amplituden zu betreiben, denn das Beispiel der abgeschnittenen Schneide lehrt, daß eine örtlich begrenzte Unregelmäßigkeit der Schneide die Schwingungszeit außerordentlich stark beeinflussen kann, wenn die Schwingung sich nahezu auf diese Stelle beschränkt, während diese Unregelmäßigkeit bei größeren Amplituden rasch an Gewicht verliert.

So erwachsen durch den Einfluß der Schneide auf die Schwingungsdauer eines Pendels der Präzisionstechnik große Schwierigkeiten. Zu ihrer Überwindung ist die genaue Kenntnis des vorliegenden Sachverhaltes erforderlich und dazu soll diese Untersuchung beitragen. Es ist selbstverständlich, daß dabei die Frage nach dem zu verwendenden Material von größter Bedeutung ist und daß bei höheren Ansprüchen nur noch das beste und widerstandsfähigste Material Verwendung finden darf.

Ich will zum Abschluß der Untersuchungen zeigen, daß es durch Verwendung einer geeignet geformten Schneide möglich ist, ein Pendel zu bauen, dessen Schwingungszeit von der Amplitude nicht abhängt. Von einem solchen isochronen Pendel versprach sich schon Gauß große Vorteile, und zwar dachte er an das bekannte Zykloidenpendel. Gleichung (12) zeigt einen neuen Weg zur Erreichung dieses Zieles: es ist  $\tau(\varphi) = -K(r_0/L, \varphi)$  zu machen. Dieser Bedingung genügt näherungsweise eine Schneide nach der Gleichung

$$r(A) = r_0 + \frac{1}{2} (p + r_0) (1 + 4 r_0/L) A^2 . . . . . (16)$$

indem für diese Schneide der Einfluß der Amplitude auf die Schwingungszeit erst mit einem Glied  $\varphi^4$  beginnt. Ein solches Pendel wurde roh handwerksmäßig im Institut für angewandte Mechanik zu Göttingen hergestellt und nachgeprüft. Die Messung ergab für Amplituden zwischen 0 und  $40^\circ$  übereinstimmend  $T = 0.700 \pm 0.005$  sec, während bei einem gewöhnlichen Pendel in diesem Bereich die Schwingungszeit von 0.700 bis 0.734 sec ansteigen würde. Wenn es auch nicht gelingen dürfte, eine solche isochrone Schneide so genau herzustellen, daß die Schwingungszeit vollkommen unabhängig von der Amplitude wird, so sind doch die Vorteile einer nur schwach von der Amplitude abhängigen Schwingungszeit so groß, daß es nicht aussichtslos ist, den Gaußschen Erfindergedanken mit diesen neuen Mitteln wieder auferstehen zu lassen.

## Ein neuer Weg der karsthydrologischen Forschung durch Anwendung geoelektrischer Methoden \*)

Von Alfred Löhnberg, Göttingen, und Walter Stern, Köln a. Rh.  
(Mit 14 Abbildungen)

Auf Grund der Darstellung der oberirdischen und unterirdischen hydrographischen Erscheinungen des Karstes und der über diese herrschenden, zum Teil sich widersprechenden Theorien wird die notwendige 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 mitgeteilt und in Richtung der Hydrographie des Poljenuntergrundes und des Mechanismus der Inundierung des Poljes auszugsweise besprochen. Eine ausführliche Einordnung der erzielten Resultate in die hydrographischen und morphologischen Verhältnisse des Zirknitzer Beckens ist einer späteren geographischen Veröffentlichung, die als Dissertation der mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät Göttingen erscheinen wird, vorbehalten.

**Die Erscheinungsform und die Probleme des Karstes.** Die oberirdische Hydrographie des Karstes. Karsterscheinungen, an das Auftreten wasserlöslicher Gesteine (Salz, Gips, Kalk) gebunden, sind über die ganze Erde verbreitet. In Europa am ausgedehntesten im nordwestlichen Balkan, in Istrien, Krain, Kroatien, Dalmatien, Bosnien, Herzegowina und Montenegro. Hier hat der Karst auch seine eingehendste wissenschaftliche Bearbeitung erfahren, so daß wir uns bei unserer Betrachtung auf diese Gebiete beschränken wollen.

Der Kohlensäuregehalt des atmosphärischen Wassers — entweder direkt in Form von Niederschlägen, oder indirekt als Quelle, Bach, Fluß — ist in seiner Wirkung auf den Untergrund das Agens zur Verkarstung. Während nämlich auf einer wenig klüftigen und schwer löslichen Unterlage die unregelmäßige punktförmige Veränderung des Reliefs immer wieder von flächenhafter Zerstörung besiegt wird, mit dem Ergebnis großräumiger regelmäßiger Abdachung des Geländes und gleichsinnigen Fließens der Gewässer in Richtung des stärksten Gefälles, können sich im Karst vermöge der Zusammensetzung und Struktur des Kalkes die chemischen und mechanischen Kräfte des Wassers auf einzelne Stellen konzentrieren, häufig begünstigt durch das Fehlen von Bodenkrume und den exzessiven Charakter des Klimas. Diese Flächen geringen Ausmaßes sind Schwäche-zonen, in deren Bereich der punktförmige Einfluß der angreifenden Faktoren den weiträumig wirkenden überwiegt. Der flächenhafte Ausgleich der Formen tritt zurück. Im Karst fehlt die oberirdische hydrographische Kontinuität. An Stelle einheitlichen Gesetzes, das sich aus der Reliefenergie zwischen Akkumulations-

\*) Ausgeführt mit Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft.

und Mündungsgebiet eines Stromes bestimmt, gilt hier die Vielfalt oberirdisch unverbundener Gesetzlichkeiten. Kurz und unverzweigt sind oberirdisch fließende Gewässer. Jeder oberirdisch fließende sichtbare Teil eines Karstflusses ist nur das Mittelstück eines ausgedehnten unterirdischen Geäders. Aus dieser oberirdischen Diskontinuität der Wässer im Karst, bestimmt durch den Wechsel vertikaler und horizontaler Wasserbewegung, resultieren die Sonderart seiner Kleinformen (Karren, Dolinen, Uvalen, Poljen) und die Disharmonie des Landschaftsbildes.

Die Poljen als Zentren karsthydrographischer Erscheinungen und karsthydrologischer Probleme. Wir verstehen unter Poljen alle größeren geschlossenen Becken des Karstes, die den Charakter einer Talung tragen. Obgleich sie von periodischen Überschwemmungen her meist mit einer Schicht alluvialer Ablagerungen bedeckt sind, kann sich auf ihrem Boden und unter ihrer Sohle das Karstphänomen entwickeln. Als Wannens, eingesenkt in die Plateaus der Karstländer, konzentrieren sie die hydrographischen Erscheinungen und zeigen so auf kleinem Raum die erhöhte Wirksamkeit der Karstwässer. Infolge der tieferen Lage zu ihrer Umgebung wirken sie — ähnlich wie die Dolinen im kleinen — als lokale Erosionsbasis. Soweit die umliegenden Hänge oberirdischen Abfluß gestatten, entwässern sie in das Becken hinein. Verstärkt arbeitet an ihrem Grunde der Verkarstungsprozeß und bemüht sich, in punktförmigen Angriffen den Boden wie ein Sieb zu durchlöchern. Bereits bestehende Klüfte oder Höhlengänge an den Rändern der Poljen werden ausgeweitet und dem erhöhten unterirdischen Abfluß zunutze gemacht. Umrandung und Boden der Talungen enthalten aber nicht nur Klüfte, die sich vom abwärts strömenden Wasser erfüllen, sondern auch solche, in denen Wasser von unten her aufsteigt. Zur Zeit der Niederschlagsmaxima verstärken sich oberirdischer Zufluß, seitliches Einströmen und vertikaler Auftrieb derart, daß die Poljen monatelang echten Seen gleichen. Das ungewöhnliche Verhalten des Karstwassers verrät sich aber am deutlichsten beim Vorgang der Inundierung der Poljen und dem ihrer Austrocknung. Während der Überschwemmung treten plötzlich Klüfte und Spalten in Tätigkeit, die lange Zeit völlig trocken lagen. Sie speien zuweilen so gewaltige Mengen Wasser, daß unmittelbar bei den Quellen ein stattlicher Fluß entsteht. Dicht nebeneinander fungieren periodische und perennierende Quellen. Es kann geschehen, daß eine Schwinde im höheren Niveau als eine Quelle liegt. Ein und derselbe Ponor kann im zeitlichen Nacheinander sowohl speien als auch schlucken. Nebeneinander liegende, dem gleichen Horizont angehörige Quellen beginnen oft in zeitlichen Abständen und in verschiedener Reihenfolge zu fließen. In den Schlucklöchern am Boden der Poljen versinken die Wasser häufig auf ganz verschiedene Weise: hier direkt in größere Tiefen, dort bilden sie einen kleinen Teich mit Wirbeln an der Oberfläche und aufsteigenden Bläschen, an denen man abwärts- und aufwärts gerichtete Wasserbewegung unterscheiden kann.

Nicht zuletzt, weil die Poljen Kreuzungen der Verkehrslinien sind und wegen ihrer Fruchtbarkeit und geschützten Lage Oasen der Bebauung, ist die Erkenntnis der unterirdischen hydrographischen Vorgänge von größtem Wert. So ist eine

Melioration der Poljen dahin gerichtet, die Dauer der Überschwemmungen zu verkürzen mit dem Ziel einer möglichst vollkommenen Trockenlegung des ganzen Beckens. Arbeiten dieser Art können jedoch erfolgversprechend nur bei genügender Kenntnis über die subterrane Hydrographie in Angriff genommen werden.

Die unterirdische Hydrographie des Karstes. Der Verlauf der versickernden Wässer läßt sich nur in seltenen Fällen und dann auch nur auf verhältnismäßig kurze Strecken direkt verfolgen. Alle durch Begehung von Höhlen und Flüssen erhaltenen Aufschlüsse können nicht zu einer sicheren Vorstellung der unterirdischen Zustände und Vorgänge verhelfen. Außerdem basieren Erkenntnisse dieser Art nur auf der Erforschung größerer Höhlen, während Klüfte, Röhren und schmalere Gerinne außer acht gelassen werden müssen. So ist es verständlich, daß hinsichtlich der Auffassung der unterirdischen Hydrographie des Karstes mehrere, voneinander abweichende, widerspruchsvolle, zum Teil sogar entgegengesetzte Anschauungen bestehen. Wir versuchen, die wichtigsten dieser Theorien hier auf einfache Formeln zu bringen, um zu erfahren, wie sie sich zur Zentralfrage der Karsthydrographie stellen, der Frage nach der Art des Verlaufs und der Ansammlung der versickernden Wässer. Erst dann wird es möglich sein, als Hauptursache des Widerspruches der bestehenden Theorien die Begrenztheit der bisherigen Methoden der Karstwasserforschung aufzudecken und dem neuen Weg der Anwendung einer geophysikalischen Methode seine grundsätzliche Bedeutung zuzumessen.

Theorien: Die beiden extremen Theorien von A. Grund und F. Katzer: Vorbereitet durch die Arbeiten von J. Cvijić\*), umfassend im Rahmen geomorphologischer Untersuchungen dargestellt durch A. Grund\*\*), entstand die Theorie über die Ausbildung des Grundwasserspiegels [später\*\*\*) modifiziert als „Karstwasserspiegel“]. Je nach Lage und Veränderung des Grundwassers könnte man hier sagen, daß die Becken des Karstes entweder außerhalb, innerhalb oder unterhalb der Karstwasserschwankungen liegen. In allen Fällen wäre nach dieser Theorie das Regime der Gewässer durch seine unterirdische Kontinuität gekennzeichnet, von der aus das Verhalten der Ponore, Geschwindigkeit und Höhe der Inundierung und das Ende der Abwärtsbewegung des Sickerwassers verständlich würde. Gilt diese Theorie, so müßte man im Karst durchweg auf eine Schicht stoßen, die sich als horizontaler oder zumindest niveauähnlicher Wasserspiegel, z. B. in ihren elektrischen Eigenschaften, von denen ihrer Umgebung deutlich differenziert.

Demgegenüber betont die unter dem Namen der „Gerinnetheorie“ bekannt gewordene Auffassung das absolute Fehlen eines kontinuierlichen Grundwasserspiegels im Karst. Lediglich dort, wo die undurchlässige Gesteinsunterlage dicht

---

\*) J. Cvijić: „Das Karstphänomen.“ Geogr. Abh., herausgeg. von A. Penck. Leipzig, 1893.

\*\*) A. Grund: „Die Karsthydrographie“. Ebenda 1903.

\*\*\*) Derselbe: Mitt. Geogr. Ges. Wien 1910/11 und Petermanns Mitt. 1912.

unter der Oberfläche ruht („seichter Karst“), soll sich ein Niveau ausbilden. Im „tiefen Karst“ bewegt sich das Wasser dagegen in Spalten, Röhren und grottenförmigen Hohlräumen, in seinen Bewegungen im wesentlichen „nach dem statischen Gesetz der kommunizierenden Röhren bestimmt, aus dem sich infolge der zahllosen Möglichkeiten und der unendlichen Mannigfaltigkeit der Formen der Gerinne alle Erscheinungen der Karsthydrographie erklären“\*). Eine Grenze für die Tiefe der Gerinne läßt sich nach dieser am schärfsten von Katzer vertretenen Anschauung nicht fixieren.

Zwischenlösungen: J. Cvijić\*\*) mildert die Allgemeingültigkeit eines Grundwasserspiegels dadurch, daß er von drei Wasserhorizonten spricht, die sich drei morphologischen Entwicklungsphasen der Karstlandschaft anschließen sollen. Der oberste Horizont sei von trockenen oder fast trockenen Gerinnen durchzogen, der zweite von solchen, die nur periodisch Wasser führen, in einem dritten fülle das Wasser Klüfte, Spalten, Höhlen dauernd.

F. Nopcsa\*\*\*) modifiziert mit einem prinzipiellen physikalischen Einwand sowohl die Grundwasser- als auch die Gerinnetheorie. Er stellt die Tatsache in den Vordergrund, daß die Art der Wasserbewegung vom Querschnitt des Trägers abhängt und führt aus, daß Grundwasser dort lokal entstehe, wo Röhren in Klüfte übergangen. Rückbeziehend schließt Nopcsa nun von ausgedehnten Quellhorizonten auf etagenweise Horizontalität von Röhren, von unregelmäßig auftretenden Quellen auf eine regellose Verteilung der Röhren. Durch ruckweise Hebung einer Karstscholle, die den Verkarstungsprozeß in der Tiefe neu belebt, würden alte Gerinne nicht trockengelegt, da die ausgeweiteten vertikalen Schlote der obersten Schicht und die horizontalen Röhren an der Grenzfläche zwischen weiten und engen Querschnitten dem Wasser immer die bequemsten Wege weisen würden. So bezeichnen also nach Nopcsa übereinanderliegende Quellen oder Quellhorizonte die Lage alter Grundwasserniveaus, die lokal und abgeschwächt ihre ursprüngliche Funktion beibehalten haben.

Noch weitergehend von physikalischen Erwägungen wird eine neue Arbeit O. Lehmanns †) beherrscht. Anknüpfend an Ch. Slichter ††) werden die hydrodynamischen und hydrostatischen Veränderungen der Spiegelhöhen in wassergefüllten Klüften bei Veränderung des Querschnittes geprüft. Es zeigt sich, daß auch unter Voraussetzung von Querverbindungen beträchtliche Höhendifferenzen benachbarter Flußsysteme auftreten können, und zwar um so erheb-

---

\*) F. Katzer: „Karst und Karsthydrographie“. Zur Kunde der Balkanhalbinsel, Heft 8, Sarajevo 1909.

\*\*) J. Cvijić: „Hydrographie souterraine et evolution morphologique du Karst“. Recueil des Travaux de L'Institut Géogr. Alpine VI.

\*\*\*) F. Nopcsa: „Karstwasserhypothesen“. Verhandl. d. Geol. R. A. Wien 1918.  
†) O. Lehmann: „Über Quellen und Grundwasser.“ Geogr. Jahres-Ber. aus Österr. XIII, 1 (1926).

††) Ch. S. Slichter: „The motions of underground waters.“ U. S. A. Geological Survey, Water Supply etc. Papers No. 67, 1902.



licher, je mehr der Zusammenhang nur aus kapillaren Verbindungen besteht. Da letzteres nach Lehmann für den Karst zutreffen soll, so haben wir dort isolierte, mehrgliedrige Grundwassernetze. Nicht die Tiefe der undurchlässigen Schicht entscheidet, auch nicht der hydrostatische Druck des Meeres, sondern die örtlich immer verschiedene Ausbildungsmöglichkeit von Wassergeflechten, ein- oder mehrgliedrigen Grundwasserkörpern.

Gegenwärtige Probleme der Karsthydrologie. Eine eindeutige Entscheidung über die Gültigkeit der angeführten, von ihren Autoren und Anhängern heute noch vertretenen Theorien, konnte bisher nicht getroffen werden, da die Praxis karsthydrographischer Forschungen solche Entscheidungen bisher nicht zuließ. Es sei versucht, hier die strittigen Kernfragen möglichst scharf nebeneinander zu stellen.

Als Probleme ergeben sich:

1. Existiert im Karst eine kontinuierliche, horizontähnliche zum Meer geneigte unterirdische Wasserfläche (Niveau), die als die untere Grenze des versickernden Wassers angesehen werden kann?
2. Existiert im Karst ein kontinuierliches unterirdisches Niveau, das durch lokale Ursachen Stauchungen, Knickungen oder Verbiegungen erfahren hat?
3. Existieren im Karst stockwerkartig übereinander liegende Grundwasservorkommen und sind diese miteinander verbunden?
4. Existieren im Karst in bestimmten Niveaus Grundwassernester oder geschlossene, unregelmäßig verlaufende Gerinne und besteht unter ihnen kein einheitlicher Horizont?

Bei Beantwortung dieser Fragen geht es also zunächst darum, ob sich im Karst an der unteren Grenze der versickernden Wässer eine spiegelähnliche Fläche ausbildet. Gelingt es methodisch, die Tiefe einer solchen Schicht zu bestimmen, so könnten die Untergrundwässer in ihrer horizontalen und vertikalen Erstreckung lokalisiert und damit die bisher offenen Probleme einer Lösung zugänglich gemacht werden. Ergeben sich nämlich durch solche Messungen an verschiedenen Punkten des Geländes gleiche Tiefenwerte des Wasservorkommens und zeigen sie außerdem eine bestimmte Neigung des Wasserhorizontes, die aus der Morphologie des Geländes oder mit der Wirkung tektonischer Störungslinien erklärt werden kann, so wird man folgern dürfen, daß das so gefundene Niveau kontinuierlich ist. Differieren aber die Werte schon für nahe beieinanderliegende Punkte so sehr, daß man zwischen ihnen keinen einfachen Zusammenhang annehmen kann, so muß eine geologische Untersuchung des Geländes beweisen, ob begründete Annahmen für das Vorhandensein stauender Barren vorliegen. Muß diese Möglichkeit verneint werden oder sind die Niveaudifferenzen dicht benachbarter Punkte beträchtlich, so wird man auf unabhängig voneinander bestehende Wasservorkommen schließen. Je nachdem, ob diese nun kleinere oder größere Ausdehnung besitzen, wird man sie als Gerinne oder Grundwassernester ansprechen können.

Bei stockwerkartig übereinanderliegenden Niveaus sind die jeweils für gleiche Tiefen gemessenen Punkte einander zuzuordnen wie bei dem ersten Beispiel. Art und Stelle des Zusammenhanges von Grundwasserstockwerken lassen sich meist aus der Neigung der einzelnen Horizonte feststellen. Der plötzliche Abbruch eines oberen Niveaus an einer nachweisbaren Verwerfung legt die Folgerung nahe, daß entlang dieser Dislokationslinie die Wasser des höheren Stockwerkes in das untere abströmen.

Ein wichtiger Gesichtspunkt tritt bei allen karsthydrographischen Untersuchungen in den Vordergrund: die Beantwortung der hier formulierten Fragen ist noch nicht die restlose Beantwortung der Fragen nach dem Wesen der Karstwasserbewegung. Denn diese bedürfen der Erklärung des Zusammenhanges der unterirdischen Zustände mit den variablen hydrographischen Erscheinungen an der Erdoberfläche. Es müssen die Fragen beantwortet werden, wie sich das Vorhandensein eines Grundwasserspiegels, mehrerer Stockwerke, vieler Nester und unzähliger Gerinne an der Oberfläche auswirken, welche Veränderungen die Eigenschaften eines Grundwasserspiegels erfahren durch über ihm liegende, partiell mit dem tieferen Niveau in Verbindung stehende Gerinne oder Nester, welche Rückschlüsse die oberirdischen Karstphänomene auf die Art der unterirdischen Wasserbewegung zulassen. Die bisherige Karstforschung mußte sich damit begnügen, nur dem letzten Teil dieser Fragen nachzugehen und hing damit gewissermaßen in der Luft; sie ersetzte Zwischenglieder oder die ganze erste Seite des Wechselspiels von Ursache und Wirkung durch Hypothesen.

Die bisherigen Methoden der karsthydrographischen Forschung. Die Beobachtungen der eigentlichen Hydrographie beruhen im Karst auf der Feststellung, Messung und Vergleichung der sichtbaren Wasserstände und ihrer Veränderungen: Geschwindigkeit, Dauer und Höhe der Inundierung von Poljen, Mengen und mengenmäßige Schwankungen der Zu- und Abflüsse, Beobachtungen an Quellen und Brunnen. Rückschlüsse auf die hydrographischen Vorgänge im tieferen Untergrund haben nur für einen kleinen Radius Beweiskraft. Färbversuche müssen umfassend vorbereitet und im großen Maßstab durchgeführt werden, wenn man auf diskutierbare Ergebnisse rechnen will. Stets ist zu bedenken, daß man aus einem negativen Ausfall solcher Färbversuche nicht notwendig auf die fehlende Verbindung der Untersuchungsstellen (zwischen Schwinde und Quelle) zu schließen braucht. Denn die Höhlensysteme als unterirdische Wege der verschwindenden Gewässer enthalten meist seeartige Becken, in denen die Geschwindigkeit der Höhlenflüsse auf ein Minimum fällt. Die Weiterbeförderung des Farbstoffes geschieht hier vorwiegend durch Diffusion. Bei mehrmaliger Wiederholung dieses Vorganges im Untergrund\*) kann es außerordentlich lange dauern, bis sich der Farbstoff von der Schwinde bis zur Quelle verbreitet hat.

---

\*) Bei unserer Erforschung der „Großen Karlauza“-Höhle, mutmaßlich dem unterirdischen Hauptabflußweg des Zirknitzer Sees, überquerten wir auf einer Länge von etwa 3 km 14 solcher kleinen unterirdischen Seen.

Die morphologischen Methoden gehen von der Analyse des Landschaftsbildes aus, von der Klassifizierung der Kleinformen, Ebenheiten, Terrassen und Talleisten. Sie erstreben ihre genetische Erklärung und Einordnung in die Geschichte landschaftlicher Einheiten und leiten aus diesem Zusammenhang die hydrographischen Erscheinungen der Tiefe her. In den für den Karst besonders interessanten Versuchen der Darstellung zyklischer Entwicklungsschemata spielt die Änderung der Tiefenwasserverhältnisse eine ausschlaggebende Rolle. Bei der Erklärung eines bestimmten Falles kann die Morphologie die Ursache für den Beginn einer einsetzenden unterirdischen Hydrographie erforschen, ebenso plötzliche Verstärkungen ihrer erosiven und lösenden Kräfte. Über die Art und Tiefe der subterranean Entwässerung werden allerdings wohl immer mehrere Deutungsmöglichkeiten vorhanden sein.

Die Methoden der Geologie, denen es im Rahmen der Grundwasser- und Quellenkunde in erster Linie obliegt, den Wechsel durchlässiger und undurchlässiger Gebirgsschichten zu bestimmen, haben für den Karst nur begrenzte Bedeutung. Denn Art und Erstreckung der Untergrundwässer werden im Karst nicht so sehr von der Aufeinanderfolge im ganzen verschiedenen durchlässiger Schichten, als vielmehr von der von Ort zu Ort stark wechselnden Klüftigkeit des Gebirges bestimmt. Damit jedoch wird die in der Geologie sonst geübte Methode der Extrapolation der Beobachtungen von einem Ort auf den anderen und der Interpolation zwischen zwei Orten und ihrer Kombination zu einem Gesamtbild des Zustandes des Untergrundes unsicher oder unmöglich. Zur Feststellung der Tektonik ist die Geologie im Rahmen der Karsthydrologie aber wiederum von hohem Wert.

Auf mathematisch-physikalischem Weg hat man (besonders A. Grund) Klüftigkeitswerte des Kalkes berechnet. Die Möglichkeit, solche Resultate zu verwenden, um Karstwasserschwankungen zu erklären, Wahrscheinlichkeitswerte von Bohrungen auf Wasser anzugeben, ist noch nirgends exakt dargestellt und erscheint sehr problematisch.

H. G. Lindner\*) schlägt eine chemische Methode vor, um Entscheidungen über die unterirdischen Wasserbewegungen im Karst zu treffen. Systematische Wasserentnahmen an Ponoren, Quellen und Höhlen sollen mit Hilfe chemischer Analysen auf ihren Gehalt an gelösten und suspendierten Stoffen untersucht werden. Die Ergebnisse ließen Rückschlüsse zu, ob ein versinkender Fluß im allgemeinen Karstwasser aufgeht oder nicht. Diese Methode ist jedoch im großen Maßstab noch nicht durchgeführt.

Unter allen Hilfsdisziplinen versucht die Speläologie den Läufen des verschwindenden Wassers direkt zu folgen. Trotzdem sie auf der einen Seite entsprechend ihrer Stellung als vorläufig exakteste Methode zur Erforschung der unterirdischen Wasserverhältnisse im Karst allgemein noch nicht genügend ge-

---

\*) H. G. Lindner: „Das Karstphänomen.“ Erg.-H. 208 zu Petermanns Mitt. Gotha 1930.

würdigt und angewandt worden ist, hat sie auf der anderen Seite ihre Grenzen an der bereits genannten Klippe: sie vermag nur die größeren und die durch Eingänge mit der Außenwelt in Verbindung stehenden Höhlengänge zu erforschen.

Die direkte Erbohrung des Tiefenwassers ist, wenngleich die exakteste Methode, mit so hohen Kosten verbunden, daß sie nur höchst selten zur Anwendung kommt.

Dieser kurze Überblick zeigt, wie die Karstforschung dahindrängt und zur Entscheidung wichtiger Fragen sogar darauf angewiesen ist, eine Methode in ihren Dienst zu stellen, die es gestattet, Grundwasserniveaus in ihrer Tiefe, Neigung und Erstreckung exakt nachzuweisen.

**Zur Frage nach der Anwendbarkeit geoelektrischer Methoden zur Erforschung der subterranean Karsthydrographie.** Eine Lösung der dargestellten gegenwärtigen Probleme der Karsthydrologie erfordert die sichere Bestimmung von Tiefe und Erstreckung von Wasserführungen im Untergrund. Eine solche Aufgabe ist der Geoelektrik nicht fremd. Die Möglichkeit ihrer Durchführung hängt jedoch von Bedingungen ab, die sich auf Zustand und Eigenschaften des Objektes beziehen und von deren Erfüllung in prinzipieller und gradueller Hinsicht Anwendbarkeit und Art geoelektrischer Methoden bestimmt werden.

Prinzipiell muß als notwendige Voraussetzung für eine Anwendbarkeit geoelektrischer Methoden das Untergrundwasser hinsichtlich seines elektrischen Leitvermögens hinreichend von dem des umgebenden Gebirges differenziert sein. Eine Lokalisierung der Schichtgrenzen wird um so genauer möglich sein, je mehr den Begrenzungsflächen des Wasserkörpers die Eigenschaft von Unstetigkeitsflächen in bezug auf das elektrische Leitvermögen zukommt. Die Tiefenbestimmung wird ihre höchste Genauigkeit erreichen, wenn sich das Leitvermögen an den Begrenzungsflächen sprunghaft ändert. Und sie wird um so ungenauer, je mehr sich im Übergangsbereich der Differentialquotient der Leitfähigkeit dem Werte 0 nähert.

Jene notwendige Voraussetzung der hinreichenden Differenzierung der Leitfähigkeit der Karstwasserkörper gegenüber der des Karstgebirges kann als erfüllt gelten. Die Angreifbarkeit des Gebirges durch die chemischen und mechanischen Kräfte des Wassers ist ja primäre Voraussetzung für die Genese des Karstes. Aus ihr ergibt sich als Folgerung eine beträchtliche Ionenkonzentration und damit ein Leitvermögen der Untergrundwässer, das gegenüber dem der Karstgebirge, denen im allgemeinen eine geringe Bergfeuchtigkeit zukommt, außerordentlich differenziert sein muß und — so gesehen — die prinzipielle Anwendbarkeit geoelektrischer Methoden zur Lokalisierung von Wasserkörpern im Karst außer Zweifel stellt.

Es bleibt jedoch zu untersuchen, ob über eine solche Lokalisierung der Wasserkörper hinaus irgendeine geoelektrische Methode imstande ist, gemäß der dargestellten Probleme der Karsthydrologie sichere Aussagen über Art und Ausbildung der Wasserkörper zu machen. Ob es sich bei einem lokalisierten Vorkommen

um ein kontinuierliches Grundwasservorkommen im Sinne und nach Art eines „Karstwasserniveaus“ handelt, könnte prinzipiell zwar durch Messungen nach dem „Kapazitätsverfahren“\*) bestimmt werden, wengleich eine Anwendbarkeit dieses Verfahrens durch eine Reihe technischer Umstände erschwert wäre. Stockwerkartig übereinanderliegende Vorkommen könnten jedoch auf diesem Wege bis auf das obere Niveau weder nachgewiesen noch lokalisiert werden.

Unter Verzicht der Darstellung sonst möglicher, wengleich in ihren Anwendungsbereichen beschränkter, geoelektrischer Methoden sei vorausgreifend gesagt, daß sich in der „Methode des scheinbaren spezifischen Widerstandes“, die a. a. O.\*\*) und \*\*\*) ausführlich beschrieben ist, ein Weg ergeben hat, auf dem sowohl eine Bestimmung der unterirdischen hydrographischen Zustände der Poljen — im Sinne der Problemstellung — als auch ihrer zeitlichen Veränderungen möglich ist. Über die Durchführung solcher Untersuchungen soll nun anschließend berichtet werden.

**Ort und Anlage der praktischen Untersuchungen.** Ansatzpunkt der Untersuchungen war das im früheren Mittelkrain — jetzt im Draubanat — gelegene Zirknitzer Becken. Die Wahl dieses Arbeitsgebietes geschah sowohl aus methodischen als auch aus prinzipiellen Gesichtspunkten. Denn hier stoßen entscheidende hydrographische Phänomene des Karstes zusammen.

Seit den Nachrichten von Valvasor (1786—1789), Steinbach (1761) und den „Briefen physikalischen und hydrographischen Inhaltes aus Krain“ Tobias Grubers (1781) ist das Zirknitzer Becken zum Musterbeispiel der Karstpoljen geworden, seine verwickelte Hydrographie ist indessen nichts weniger als geklärt.

Gelegen auf der Ostseite eines Gebirgswalles, der sich von der Kleinen und Großen Kapella über das Schneeberg- und Javornikmassiv bis an den Birnbaumer und Ternovaner Wald erstreckt, gehört das Zirknitzer Becken tektonisch dem Zuge der Karstsenken von Laas bis Laibach an, die, in ihrer Hauptrichtung den Dinariden folgend, tief in die sie umgebende Landschaft eingesenkt, von periodischen Überschwemmungen her mit fruchtbaren Alluvialen erfüllt und deshalb Mittelpunkte landwirtschaftlicher Besiedlung sind. Seiner Gestalt nach ist das Zirknitzer Becken (s. Fig. 1) idealisiert einem Trapez vergleichbar, dessen Höhe (von  $\approx 10.5$  km Länge) als größte Achse SO—NW orientiert ist und dessen Grundlinien, ONO—WSW streichend, im SO eine Länge von 4.5 km und im NW eine solche von 3 km besitzen. Im ganzen bedeckt das Becken ein Areal von etwa

---

\*) W. Stern: Versuch einer elektrodynamischen Dickenmessung von Gletschereis. Gerlands Beitr. z. Geophys. **23** (1929); Zeitschr. f. Gletscherkde. **18** (1930). Über Größe und Tiefenwirkung der kapazitiven Beeinflussung eines Leiters durch eine Dishomogenität des Untergrundes. Zeitschr. f. Geophys. **7**, H. 3—4.

\*\*) I. N. Hummel: Zeitschr. f. Geophys. **5**, H. 3—4 u. 5—6; dort ausführliche Literatur.

\*\*\*) W. Stern: Zeitschr. f. Geophys. **8**, H. 3—4; „Braunkohle“, H. 9 (1932).

40 qkm. Seine Längsseiten werden von hohen Gebirgsstöcken begleitet: im W und SW vom steil abfallenden, quellarmen, aber höhlenreichen Javornik, der aus Caprotinen-, Radioliten-, Chamiden-, Rudisten- und Breccienkalken der Kreide aufgebaut, bis 1268 m Höhe, 720 m über dem Seeboden des Zirknitzer Sees emporsteigt, im O und NO von der quellreichen, aber höhlenarmen, aus Kalken und Dolomiten der alpinen Trias bestehenden Slivnica (bis 1140 m hoch über NN). Den SO umrahmen niedrige aufgelöste Hügelketten, während die sanftesten Erhebungen im NW liegen.

Die mannigfachsten Erscheinungsformen der Karstwässer sind hier zu beobachten: perennierend und periodisch fließende Quellen, vom Typus der Quell-

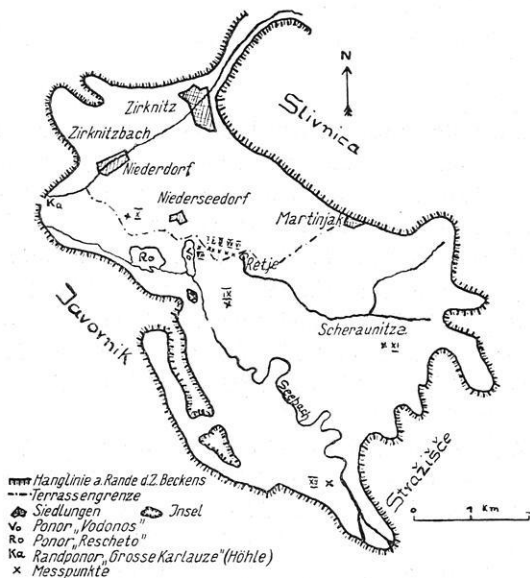


Fig. 1. Topographische Skizze des Zirknitzer Beckens mit Lage der Meßpunkte

horizonte und Höhlenquellen bis zu dem der Vacluse-Quellen (Flußquellen); perennierend und periodisch schluckende Ponore, vom Typus der Torponore (mit mehr horizontaler Entwässerung) bis zu dem der Alluvial- und Schlotponore (s. Fig. 2) (mit mehr vertikaler Entwässerung); Bäche, deren Wassermenge wie üblich flußabwärts zunimmt und solche, die wasserreich entspringen und in ihrem Lauf allmählich versiegen oder in Ponoren blind endigen. Die hydrographische Haupteigentümlichkeit des Zirknitzer Beckens besteht jedoch in seinen periodischen Überschwemmungen, die zur Zeit der Regenmaxima plötzlich hereinbrechen, oft in 24 bis 48 Stunden den sommersüber korktrockenen Boden bis 2 m hoch erfüllen und so den Zirknitzer See bilden. Drei Viertel des Jahres ist der größte

Teil des Beckens überschwemmt, ohne daß bisher genaue Aussagen über Art und Herkunft der Inundierung und über Art des Abzugs und Verbleibs des Wassers gemacht werden konnten.

Die Gesamtheit dieser Erscheinungen in ihrer Beteiligung an dem eigentlichen Phänomen des Zirknitzers Beckens, seinen periodischen Überschwemmungen und deren Abzug zu untersuchen, wurde neben der Untersuchung der hydrographischen Zustände des Untergrundes zur Aufgabe dieser Arbeit gemacht. Ihre Durchführung wurde nun auf geophysikalischem Wege durch eine systematische geoelektrische Untersuchung des Untergrundes bis zu Tiefen, in denen sich mutmaßlich die entscheidenden hydrographischen Erscheinungen abspielen, in Angriff genommen.

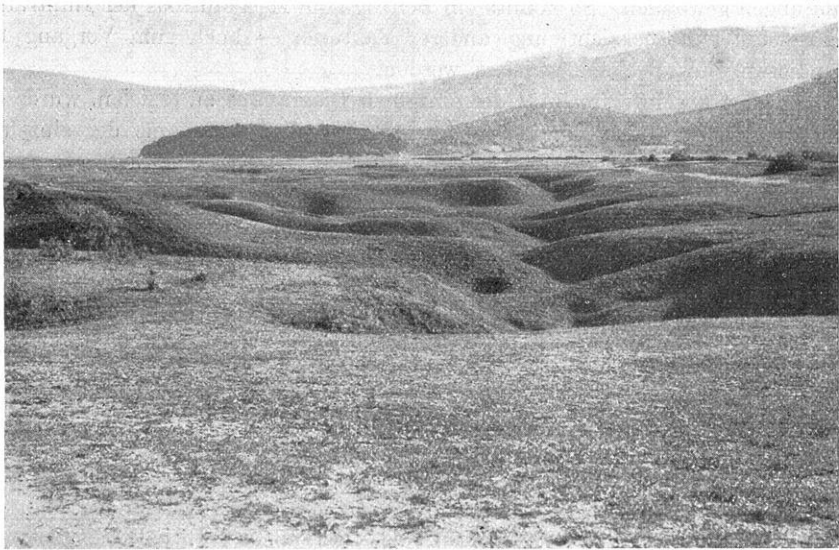


Fig. 2. Versinksystem „Vodonos“ („Wasserträger“) inmitten des Zirknitzer Beckens, als Typus eines Sohlenponors (phot. W. Stern)

In bekannter, a. a. O. ausführlich dargestellten Weise wurden an bestimmten Stellen des Geländes durch systematische Variation der Quellpunkts- und Sonden- elektrodenabstände auf der Erdoberfläche Diagramme des Verlaufes des scheinbaren spezifischen Widerstandes als Funktion der Erdtiefe aufgenommen und im Sinne der Problemstellung ausgewertet.

Ein Teil der Meßlinien wurde parallel zueinander in Richtung des Schichtstreichens angeordnet. Die Verbindung ihrer Mittelpunkte wurde dabei auf eine Gerade in Richtung des Schichtfallens gelegt. Durch diese Anordnung wurde neben den einzelnen Diagrammen für jede Meßlinie zugleich erzielt: 1. ein Querprofil des Untergrundes durch Aneinanderreihung der einzelnen Diagramme, und 2. eine Unterscheidungsmöglichkeit zwischen geologischen und hydrographischen Schicht-

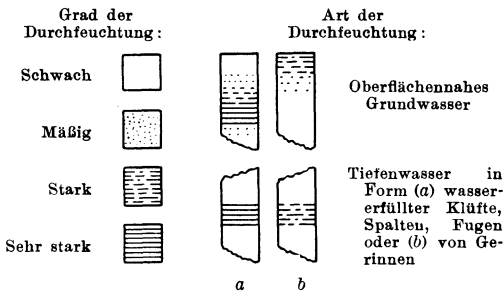
grenzen. Während nämlich die Tiefenwerte der hydrographischen Schichtgrenzen auf den einzelnen Diagrammen annähernd konstant bleiben müssen, werden die geologischen an einer Änderung ihrer Tiefenwerte im Sinne und vom Betrage des Schichtfallens erkennbar sein.

Auf diese Weise wurden ein geologisches und ein hydrographisches Querprofil durch den Untergrund des Zirknitzer Beckens erhalten. Außerhalb dieser Profillinie wurden weitere Messungen an einer Anzahl kritischer Stellen vorgenommen.

Indem an bestimmten Stellen des Beckens mit zeitlicher Verschiebung jeweils am gleichen Ort Diagramme aufgenommen wurden, wurden über die unterirdischen hydrographischen Zustände hinaus Vorstellungen über die Zustandsänderungen gewonnen. So konnte ein Beitrag zum Mechanismus der Infiltration und — unter Berücksichtigung anderer Faktoren — auch zum Vorgang der Inundierung des Beckens geliefert werden.

Um eine absolute Reellität der einzelnen Diagramme zu erzielen, wurde die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse durch mehrmalige Aufnahme der einzelnen Meßreihen über ein und derselben Meßlinie überprüft. Insgesamt wurden 15 Profile bis 75 und 90 m Erdtiefe aufgenommen mit Intervallen von 1 m (von 0 bis 12 m Tiefe) und mit Intervallen von 3 m (von 12 bis 90 m Tiefe). Zur Prüfung der Reproduzierbarkeit dienten 53 Meßreihen mit annähernd 1600 Einzelmessungen.

**Die Meßergebnisse und ihre Deutung.** In den Fig. 3 bis 14 wird ein Teil der Meßergebnisse vorgelegt. Diese Abbildungen stellen dar: 1. als Diagramm den



Signaturerklärung zu den Fig. 3 bis 14

Verlauf des scheinbaren spezifischen Widerstandes, wie er auf Grund der Meßreihen als Mittelwertskurve aus mehreren Meßreihen gewonnen wurde. Die Tabelle 1 enthält beispielsweise die dem Diagramm der Fig. 6 (Meßpunkt II) zugrunde liegenden Meßdaten; 2. als Tiefenschnitte die Auswertung der Widerstandsdiagramme in Richtung auf die Hydrographie des

Untergrundes. Die theoretischen Überlegungen, die einer solchen Auswertung zugrunde liegen, sind ausführlich a. a. O. behandelt. Die wichtigsten Gesichtspunkte seien an dieser Stelle noch einmal kurz dargestellt:

Schließt das Untersuchungsobjekt hinsichtlich seines geologischen Aufbaues andere Möglichkeiten aus, so können Steigung und Steigungsänderung des Diagrammes als durch die hydrographischen Zustände des Untergrundes verursacht betrachtet und in diesem Sinne gedeutet werden. So wird aus einem kontinuierlichen Fallen des Widerstandes mit wachsender Tiefe eine wachsende Durch-



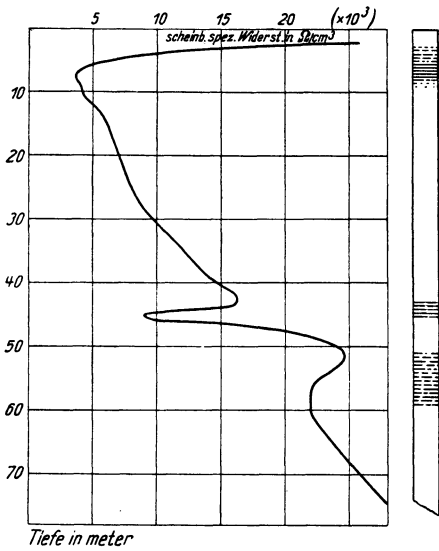


Fig. 3. Meßpunkt VI (Terrasse)  
In nächster Nähe des Versinksystems „Retje“

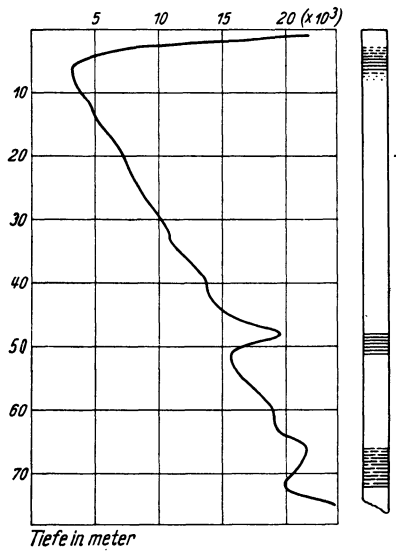


Fig. 4  
Meßpunkt VII (Terrasse)

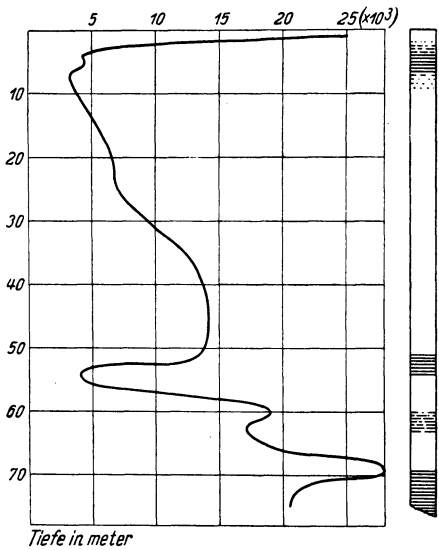


Fig. 5  
Meßpunkt III (Terrasse)

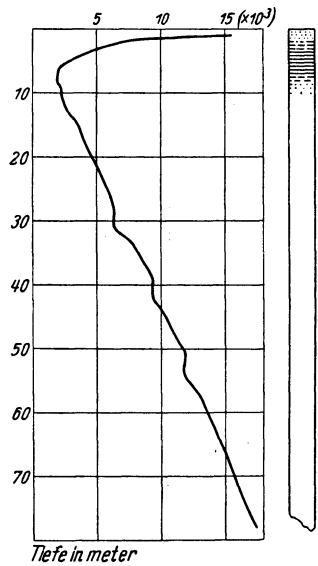


Fig. 6. Meßpunkt II (Terrasse).  
Aufgenommen nach der Niederschlagsperiode

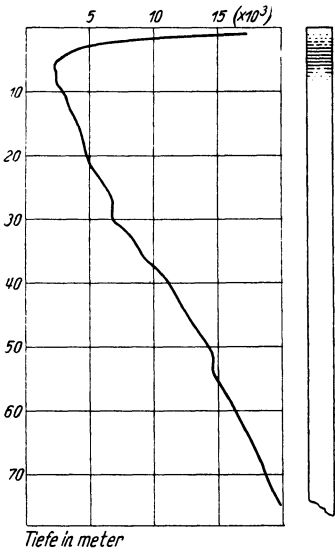


Fig. 7. Meßpunkt I (Terrasse)  
Aufgenommen nach der Niederschlagsperiode

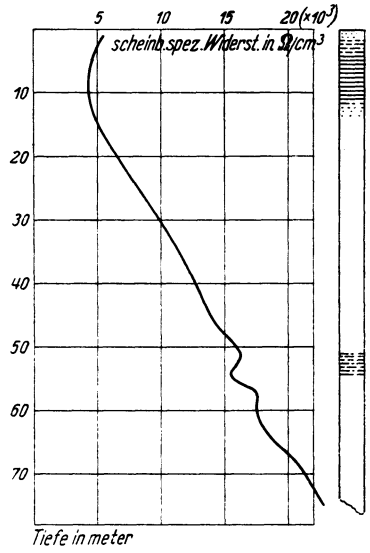


Fig. 8. Meßpunkt X (Terrasse)  
Aufgenommen nach der Niederschlagsperiode

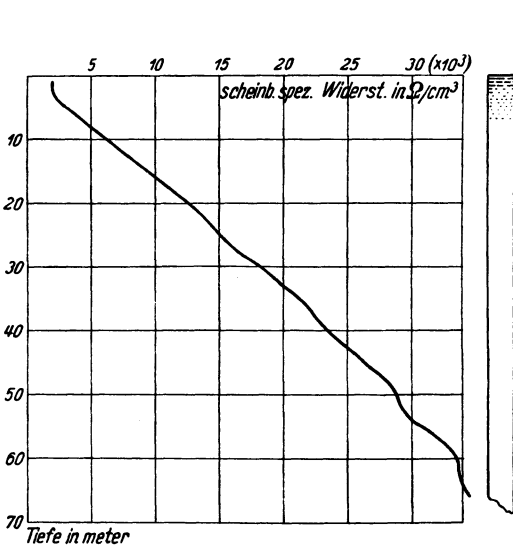


Fig. 9. Meßpunkt VIII (Seeboden)  
Aufgenommen nach der Niederschlagsperiode

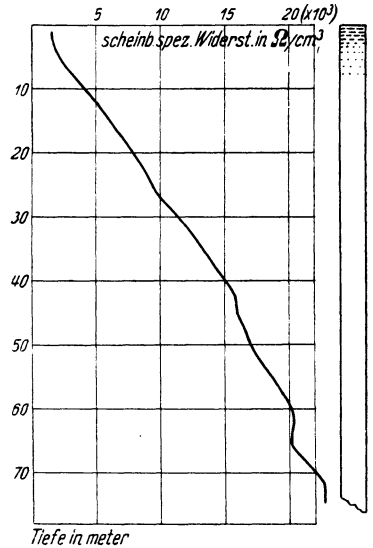


Fig. 10. Meßpunkt IX (Seeboden)  
Aufgenommen nach der Niederschlagsperiode

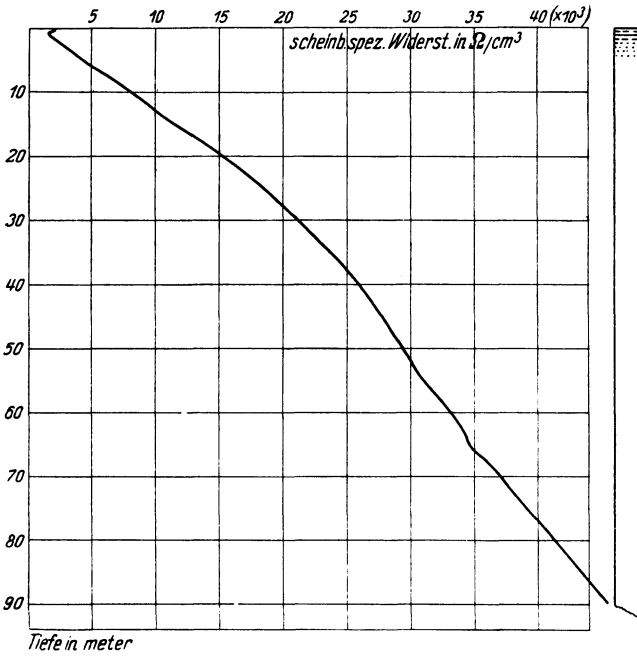


Fig. 11. Meßpunkt XII (Seeboden)  
Aufgenommen nach der Niederschlagsperiode

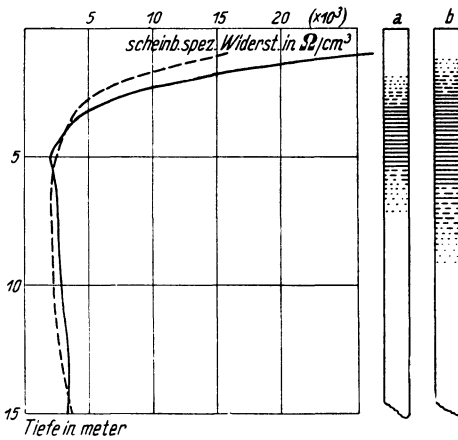


Fig. 12. Meßpunkt I  
Dreiwöchentliche Zustandsänderung durch Niederschläge

feuchtung des Untergrundes abzuleiten sein, aus einem kontinuierlichen Anstieg eine mit der Tiefe wachsende Austrocknung. Aus der Größe der Steigungsänderungen der Diagramme kann geschlossen werden, ob sich der Übergang vom trockenen zum feuchten Gebirge oder umgekehrt mehr oder weniger stetig oder unstetig vollzieht. So wird Grundwasser, das gekennzeichnet ist durch eine mit wachsender Tiefe allmählich zunehmende Durchfeuchtung, an einem kontinuierlichen Abfall des Widerstandes erkennbar sein, während aus einem plötzlichen Abfall des Widerstandes das Auftreten eines nach oben scharf begrenzten Wasservorkommens geschlossen werden kann. Ebenso kann aus dem Verlauf des Widerstandes Art und Ausbildung der unteren Grenze solcher Wasserkörper bestimmt werden. Ein plötzlicher, starker Wiederanstieg des Wider-

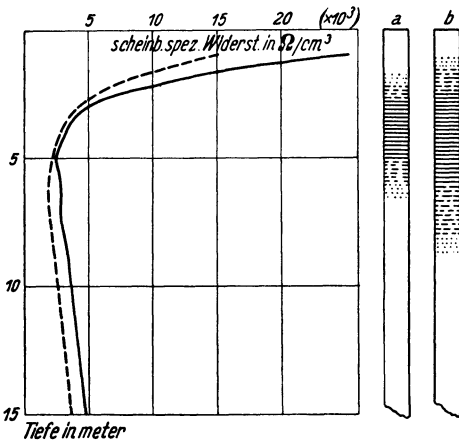


Fig. 13. Meßpunkt II  
Dreiwöchentliche Zustandsänderung durch Niederschläge

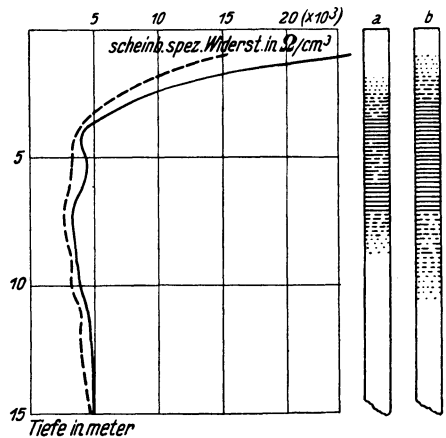


Fig. 14. Meßpunkt III

standes weist auf Wirkung stauender Schichten, ein allmählicher Wiederanstieg auf langsam mit zunehmender Tiefe sich verlierende Durchfeuchtung hin, nach Art einer kapillaren Bindung des Wassers durch entsprechend wirkende Schichten des Untergrundes. Wassererfüllte Klüfte, Fugen und Spalten des Untergrundes können so durch Bestimmung der Ausbildung ihrer oberen und unteren Grenze und durch Verfolgung ihrer seitlichen Erstreckung erkannt und von kontinuierlich durchgehenden Vorkommen nach Art eines „Karstwasserniveaus“ unterschieden werden.

So nahe es liegt, aus den Beträgen längs des Widerstandsdiagramms Rückschlüsse auf den Grad der Durchfeuchtung bestimmter Tiefen zu ziehen, so sehr ist dies nur mit starker Einschränkung statthaft. Denn hierbei muß berücksichtigt werden, daß die gemessenen Widerstandswerte Gesamtwiderstände für den gesamten vom Meßstrom durchflossenen Raum des Gebirges sind, also Widerstände bis zu der erfaßten Tiefe und nicht in der erfaßten Tiefe ausdrücken.

Tabelle 1. Meßreihen für Meßpunkt II

Sonden- abstand m	Potential- gefälle Millivolt	Stärke des Bodenstromes Milliamp.	Scheinbarer spez. Widerstand	
			Einzelwerte $\Omega \text{ cm}^3$	Mittelwerte $\Omega \text{ cm}^3$
1	2226	90	15600	
1	2371	80	18600	17200
1	2226	81	17300	
2	694	105	8310	
2	737	103	9000	9050
2	1142	146	9830	
3	320	134	4500	
3	343	142	4560	4750
3	369	133	5230	
4	193	152	3200	
4	199	152	3290	3330
4	197	141	3510	
5	99	130	2410	
5	105	135	2440	2530
5	116	132	2750	
6	87	160	2050	
6	83	139	2250	2260
6	92	140	2480	
7	83	155	2360	
7	69	129	2340	2330
7	69	132	2290	
8	63	152	2090	
8	93	148	2520	2380
8	61	122	2530	
9	76	169	2540	
9	71	159	2510	2530
9	63	141	2540	
10	63	156	2550	
10	71	142	3120	3000
10	71	134	3310	
11	89	224	3070	
11	85	198	2970	3060
11	85	187	3140	
12	76	190	3010	
12	81	170	3610	3400
12	99	210	3570	
15	34	80	4050	
15	24	71	3120	4040
15	38	71	5040	
18	61	150	4630	
18	49	126	4380	4500

Sonden- abstand m	Potential- gefälle Millivolt	Stärke des Bodenstromes Milliamp.	Scheinbarer spez. Widerstand	
			Einzelwerte $\Omega/\text{cm}^3$	Mittelwerte $\Omega/\text{cm}^3$
21	58	147	5190	4890
21	47	135	4590	
24	31	94	4930	6010
24	36	79	6900	
24	43	105	6230	
27	54	128	7190	
27	43	116	6340	6860
27	52	125	7110	
27	51	129	6650	
27	52	127	7030	
30	24	101	4390	6700
30	43	107	7640	
30	38	108	6620	
30	43	110	7430	
30	43	110	7430	
33	61	140	9100	
33	45	116	8070	8560
36	71	177	9010	9160
36	63	153	9350	
39	69	154	10900	10900
39	60	136	10800	
42	100	235	11400	11700
42	90	199	12000	
45	108	249	12300	12600
45	94	208	12800	
48	87	203	12900	13500
48	76	163	14000	
51	80	176	14500	14600
51	69	147	15000	
51	77	172	14300	
51	72	159	14600	
54	69	169	13800	14600
54	63	143	15000	
54	63	143	15000	
54	54	126	14600	
57	65	149	15600	
57	54	120	16200	15600
57	56	130	15400	
57	63	150	15100	
60	83	204	15400	16300
60	72	157	17400	
60	80	185	16200	
60	67	157	16100	

Sonden- abstand m	Potential- gefälle Millivolt	Stärke des Bodenstromes Milliamp.	Scheinbarer spez. Widerstand	
			Einzelwerte $\Omega/\text{cm}^3$	Mittelwerte $\Omega/\text{cm}^3$
63	87	207	16 600	17 000
63	80	182	17 300	
66	83	201	17 200	17 900
66	69	154	18 500	
69	65	141	20 000	18 600
69	61	154	17 300	
69	71	165	18 500	
72	99	251	17 900	
72	89	199	20 100	19 000
75	74	179	19 500	19 900
75	63	148	20 200	

Damit können ein und derselbe Durchfeuchtungsgrad, also ein und dieselbe Leitfähigkeit in einer bestimmten Tiefe an zwei verschiedenen Orten verschiedene Widerstandswerte ergeben, wenn die überlagernden Schichten des Gebirges zwischen diesen beiden Punkten verschiedene Leitfähigkeit besitzen, weil sich eben der Gesamtwiderstand additiv bzw. subtraktiv aus den Widerständen sämtlicher erfaßter Querschnitte nach Art eines bestimmten, hier nicht näher zu beschreibenden Verteilungsgesetzes ergibt. Je größer allerdings das Verhältnis der Mächtigkeit der liegenden Schichten zu der der hangenden wird, um so mehr nähert sich der gemessene Gesamtwiderstand dem Eigenwiderstand der liegenden Schichten.

Immerhin wurde bei den vorliegenden Ergebnissen versucht, aus der Steilheit des Abfalls und den Beträgen des Widerstandes Stärke und Art der Wasserführung bestimmter Tiefen miteinander zu vergleichen. Die Ergebnisse wurden durch entsprechende Schraffur in den hydrographischen Tiefenschnitten der Fig. 3 bis 14 dargestellt, wie sie im einzelnen aus den Signaturreklärungen zu den Abbildungen hervorgehen möge.

Die Fig. 3 bis 14 zerfallen in solche, die die Messungen der Zustände darstellen (Fig. 3 bis 11), und in solche, die die Messungen der Zustandsänderungen wiedergeben (Fig. 12 bis 14). Zwischen beiden Gruppen liegt ein zeitliches Intervall von etwa 3 Wochen, währenddessen stärkere Niederschläge gefallen waren. Die Lage der einzelnen Meßpunkte möge aus der topographischen Übersichtskarte der Fig. 1 hervorgehen. Hiernach liegen die Meßpunkte in der Reihenfolge VI, VII, III, II, I, VIII auf einer Geraden, die 570 m lang OSO—WNW streicht und längs derer auf Grund der Meßergebnisse ein Querprofil durch den Untergrund gelegt werden konnte. Die Meßpunkte IX, X und XII liegen außerhalb dieser Linie und zum Teil in beträchtlicher Entfernung von ihr.

In ihrem Verlauf zerfallen die Diagramme und in ihren Eigenschaften die aus ihnen gefolgerten hydrographischen Tiefenschnitte deutlich in zwei Gruppen: 1. in solche mit anfänglich steilem Abfall des Widerstandes mit zunehmender

Tiefe, dem dann ein mehr oder weniger oszillierender Anstieg folgt (Meßpunkte I, II, III, VI, VII, X), und 2. in solche mit einem für den ganzen Bereich kontinuierlichen Anstieg mit einer Zunahme der Steigung in einer Tiefe von 3 bis 4 m (Meßpunkte VIII, IX, XII).

Der steile Abfall des Widerstandes der Meßpunkte der ersten Gruppe verrät eine wachsende Durchfeuchtung des Untergrundes mit zunehmender Tiefe nach Art eines Sickerwassers, das auf einer schwer durchlässigen Schicht aufgestaut wird. Die untere Grenze der stärksten Durchfeuchtung und damit die Tiefe des Stauers ergibt sich aus der Tiefenlage des Umkehrpunktes zum Wiederanstieg des Verlaufes. Aus der geringen Steigung des Wiederanstiegs kann ferner geschlossen werden, daß die Wasserführung nicht plötzlich an der oberen Grenze des Stauers abbricht, sondern diesen noch auf einige Meter Mächtigkeit kapillar durchdringt und sich nur allmählich mit weiter wachsender Tiefe verliert.

In der Tat zeigte sich, daß die entsprechenden Meßpunkte alle innerhalb eines Gebietes liegen, das als Terrasse meist zwar wenig sichtbar über den Seeboden herausragt, jedoch im Gegensatz zum eigentlichen Seeboden aus groben Materialien (Schotter und Kiese) gegenüber den aus Lehm und Mergel bestehenden obersten Schichten des Seebodens aufgebaut ist. Damit erklärt sich zwanglos die Wasserführung des Terrassenuntergrundes: vermöge ihres groben Aufbaumaterials ist die Terrasse imstande, alle in ihrem Bereich fallenden Niederschlagswässer zu infiltrieren und zu sammeln, während diese auf dem nicht infiltrationsfähigen Seeboden entweder verdunsten oder bei allzu reichlichen Niederschlagsmengen oberirdisch aufgestaut werden.

In den Oszillationen des ansteigenden Bereiches der Diagramme scheinen — bei aller Vorsicht in der Auswertung solcher Oszillationen — die Wasserführungen des tieferen Untergrundes zum Ausdruck zu kommen, und zwar in Form wassererfüllter Klüfte. Dafür spricht die scharfe Umkehr des Widerstandsverlaufs, aus der — bei einer Reellität der Oszillationen, die angesichts ihrer einwandfreien Reproduzierbarkeit nicht angezweifelt wird — nur eine unstetige Änderung der Wasserführung des Untergrundes geschlossen werden kann. Dafür sprechen ferner die Tiefenwerte der so gefolgerten Wasserführungen, die bei einer Aneinanderreihung der einzelnen Diagramme eine bestimmte Gesetzmäßigkeit ihrer Tiefenlage hinsichtlich der Lage der entsprechenden Meßpunkte zu den an der Oberfläche sichtbaren Versinksystemen erkennen lassen. So weisen die stärksten Oszillationen und damit die ergiebigsten Wasserführungen die Meßpunkte VI (Fig. 3), VII (Fig. 4), III (Fig. 5) und X (Fig. 8) auf, in 43 m Tiefe für Meßpunkt VI, in 48 m für VII, in 51 m für III und X, also ein gleichsinniges Gefälle des Niveaus in Richtung von Meßpunkt VI auf III. Da jedoch — wie die Übersichtskarte der Fig. 1 zeigt — der Meßpunkt VI des höchsten Niveaus dem Versinksystem („Retje“) eines Seebaches („Scheraunitza“) unmittelbar benachbart liegt und die folgenden Meßpunkte eine um so tiefere Lage ihrer Wasserführungen erkennen lassen, je mehr sie sich in OSO—WNW-licher Richtung diesem Versinksystem entfernen, so kann daraus der Zusammenhang dieser Wasserführungen (als



wassererfüllte Klüfte) mit jenem Versinksystem und ihre Beteiligung an der unterirdischen Entwässerung geschlossen werden. Entsprechendes gilt für Meßpunkt X (Fig. 8), der sich ebenfalls in der Nachbarschaft von Versinksystemen befindet und dessen Wasserführung in 51 m Tiefe dem gleichen Kluftsystem anzugehören scheint wie das der Meßpunkte III, VI und VII. Die tiefer gelegenen Kluftsysteme, wie sie aus den Diagrammen hervorgehen, weisen ein dem oberen Niveau entsprechendes Gefälle auf.

Aus dem kontinuierlichen Anstieg der Diagramme der zweiten Gruppe, von denen auszugsweise die der Meßpunkte VIII, IX und XII in den Fig. 9, 10 und 11 vorgelegt werden und die ausschließlich im Gegensatz zu denen der Terrasse dem Bereich des eigentlichen Seebodens angehören, kann mit aller Sicherheit geschlossen werden, daß ein Untergrund des Seebodens bis zu der durchmessenen Tiefe, ein einheitlicher Grundwasserhorizont, durch dessen Steigen und Fallen sich die periodischen Überflutungen und deren Rückzug erklären sollen, im Zirknitzer Becken nicht existiert. Der Einwand, daß ein solches Grundwasserniveau noch unterhalb der durchmessenen Tiefe läge, also tiefer als 90 m, widerspricht beobachteten Tatsachen. Denn die Messungen im Seeboden wurden zu einer Zeit ausgeführt, als nach einer Regenperiode (21. bis 25. August 1931, Niederschlagsmenge 88.5 mm) die Speier am Westhang des Beckens zu fließen begannen. Nach der Auffassung, welche die Poljenüberschwemmungen durch das Aufsteigen eines kontinuierlichen Grundwassers erklärt, könnten die Speier nur dann in Tätigkeit treten, wenn ihre Austrittsstelle bereits innerhalb der Schwankungen des Grundwasserniveaus läge. Nach dieser Auffassung hätte der Grundwasserspiegel mindestens schon in der Höhe des Poljenbodens stehen müssen, während in Wahrheit durch die Messungen erwiesen wurde, daß innerhalb des eigentlichen Seebeckens nicht einmal bis 90 m Tiefe irgendwelches Wasservorkommen, auch nicht in Form wassererfüllter Klüfte — wenigstens an den gewählten Meßorten — vorhanden war.

Auch die durch die Niederschläge bewirkte oberflächliche und oberflächennahe Durchfeuchtung der mergeligen Bedeckung des Seebodens, die in den geringen Anfangswiderständen der Diagramme VIII, IX und XII zum Ausdruck kommt, hat mit einer Wasserführung im Sinne eines „Karstwasserniveaus“ nichts zu tun.

Die Zunahme der Steigung der Diagramme VIII, IX und XII in einer Tiefe von 3 bis 4 m entspricht der Grenze der alluvialen Aufschüttung des Seebodens gegenüber dem anstehenden Gestein, wie sie auch durch direkten Aufschluß ermittelt wurde.

Die Diagramme der Fig. 12, 13 und 14 stellen die dreiwöchentlichen Zustandsänderungen innerhalb der Terrasse dar. In ihnen geben die ausgezogenen Kurven und die mit *a* bezeichneten hydrographischen Tiefenschnitte den ursprünglichen Zustand vor, und die gestrichelten Kurven und die mit *b* bezeichneten Tiefenschnitte den Zustand nach der Niederschlagsperiode wieder. Aus dem Vergleich dieser zeitlich verschobenen Zustände ergibt sich die Zustandsänderung, die sich in doppelter Weise äußert: einmal spiegeln die geringeren Anfangs-

widerstände der späteren gegenüber den früheren Kurven die im ganzen stärkere Durchfeuchtung des infiltrierenden Gebirges durch die in der Zwischenzeit gefallen und infiltrierten Niederschläge wieder, darüber hinaus ergibt sich ferner durchweg eine Tieferverlegung der unteren Grenze des Sickerwassers gegenüber seiner ursprünglichen Lage. Daraus geht hervor, daß bei wachsendem hydrostatischem Druck der unter dem infiltrationsfähigen Material der Terrasse anstehende Stauer einen gewissen Teil der Sickerwässer aufzunehmen vermag. Dieser Umstand muß bei einer — auf Grund der Ergebnisse möglichen — Ermittlung des Anteiles des Terrassenwassers an der Inundierung des Zirknitzer Beckens berücksichtigt werden.

Die so erzielten Meßergebnisse und ihre Auswertung lassen summarisch\*) nunmehr bestimmte Aussagen über den Mechanismus der Infiltration und der Inundierung des Zirknitzer Beckens zu. Die Infiltration der im Bereich des Beckens fallenden Niederschlagswässer geschieht nicht einheitlich für die ganze Oberfläche, sondern differenziert. Der größere Teil des Beckens (der eigentliche Seeboden) ist vermöge seiner Bedeckung mit mergeligem Material (als Absatz des Sees) fast undurchlässig, während die etwa ein Drittel des Gesamtareals des Beckens bedeckende Terrasse vermöge ihres groben Aufbaumaterials die Niederschläge in besonderem Maße infiltrieren kann, die hier — wie wir sahen — oberhalb einer auf die groben Materialien der Terrasse folgenden stauenden Gebirgsschicht zu einem „Terrassengrundwasser“ gesammelt werden. Vermöge einer gewissen kapillaren Aufnahmefähigkeit dieses stauenden Gebirges ist die Grenze Schotter—Stauschicht zwar eine untere Grenze der freien Wasserführung, nicht aber eine solche der Durchfeuchtung des Gebirges, die, aus dem oberen Terrassengrundwasser gespeist, allmählich sich nach unten verlierend das Gebirge bis zu einer Tiefe durchdringt, die — abgesehen vom Porenvolumen des aufnehmenden Gebirges — von dem hydrostatischen Druck und damit von der Niederschlagsmenge abhängig ist. Aus der Infiltrationsfähigkeit der Terrasse einerseits und ihrer durch Stauung bewirkten Wasserführung andererseits ergibt sich ihre wesentliche Beteiligung an der in ihren Ursachen bisher nicht eindeutig geklärten Inundierung des Zirknitzer Beckens. Die Inundierung wird zwar ausgelöst durch die zu bestimmten Jahreszeiten außerordentlich hohen Niederschläge, welche auf den verschiedensten Wegen in das Becken einströmen, jedoch — wie nunmehr gesagt werden kann — vorbereitet durch die auch während sonstiger Trockenheit des Sees fallenden Niederschläge. Während diese auf zwei Drittel des Areal (im Gebiet des Seebodens) zwar größtenteils verdunsten, werden sie in dem ein Drittel des Gesamtareals umfassenden Bereich der Terrasse überwiegend infiltriert und zu einem Grundwasser gesammelt, dessen Spiegelhöhe mit der Niederschlagsmenge beständig steigt. Sobald nun das Niveau des Terrassenwassers die Seebodenhöhe übersteigt, ist mit seinem Erguß über den Seeboden das Stadium der Inundierung

---

\*) Eine ausführliche Einordnung der erzielten Resultate in die hydrographischen Verhältnisse des Zirknitzer Beckens soll an genannter Stelle demnächst erfolgen.

eingeleitet, das nunmehr durch den erhöhten Zufluß der Seebäche und weitere Niederschläge rasch vollendet wird.

Auf Grund des Vorstehenden möge gezeigt sein, wie durch geophysikalische Messungen erstmalig bestimmte Aussagen über die verwickelte Hydrographie und Hydrologie eines Karstpoljes gemacht werden konnten.

Schlußbemerkungen. Die methodischen Vorbereitungen zu dieser Arbeit geschahen zum Teil im Geophysikalischen Institut der Universität Göttingen, das uns darüber hinaus auch sonstige weitgehendste Förderung zuteil werden ließ, zum anderen Teil im Geologisch-mineralogischen Institut der Universität Köln, das außerdem den größten Teil der instrumentellen Ausrüstung zur Verfügung stellte. Den Herren Prof. Dr. Angenheister und Prof. Dr. Meinardus sind wir für ihre tatkräftige Anteilnahme und ständig bereitwillige Hilfe zu ganz besonderem Dank verpflichtet. Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft, die die Durchführung der Untersuchungen finanziell unterstützte, sind wir zu gleich großem Dank verbunden. Ebenso gilt unser Dank der kgl. Banatverwaltung des Draubanates in Laibach sowie der Ortsbehörde von Zirknitz, die uns durch verständnisvolles Entgegenkommen und mancherlei Unterstützungen die Durchführung der Arbeit wesentlich erleichterten.

---

## Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen

(Fortsetzung von V, Bd. VIII, S. 130, 1932)

### VII. Ein Beitrag zur Theorie der Reflexion und Brechung elastischer Wellen an Unstetigkeitsflächen

Von **Heinr. Blut** in Göttingen — (Mit 16 Abbildungen)

Es ist für die freie Oberfläche eines geschichteten Mediums das Verhältnis der Verschiebung der direkten und reflektierten Longitudinalwelle berechnet worden. Die Rechnung ist für die Horizontal- und Vertikalkomponente gesondert durchgeführt. Als reflektierte Welle wurde eine reine Longitudinalreflexion und eine Wechselwelle (longitudinal-transversal) betrachtet. Die Formeln sind numerisch durchgerechnet und graphisch dargestellt für parallele und gegeneinander geneigte Grenzflächen. Ein Maximum des Verschiebungsverhältnisses tritt in allen Fällen auf, jedoch an verschiedenen Stellen, je nach Art der Neigung.

**III. Numerische Behandlung** (Fortsetzung). In der oben angeführten Arbeit wurde unter III., Numerische Behandlung, die Reflexion und Brechung an der Grenzfläche Eis—Fels und Deckgebirge—Granitschicht bei primärer Longitudinalwelle berechnet. Inzwischen ist eine entsprechende Rechnung für die Grenzfläche:

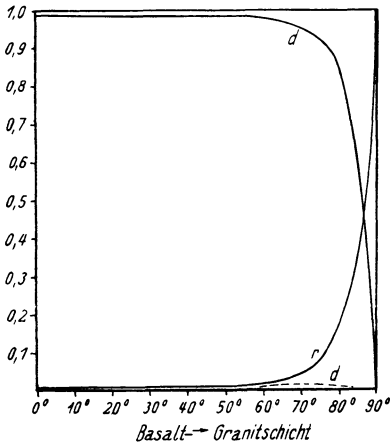


Fig. 14

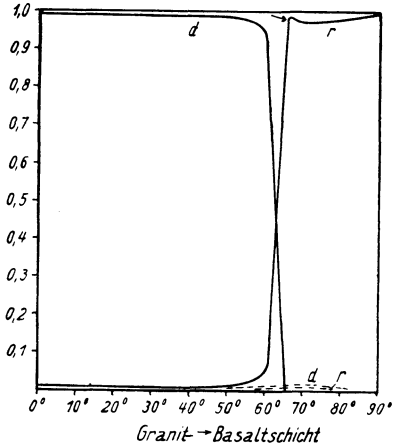


Fig. 15

Fig. 14 und 15

Energieanteile bei Reflexion und Brechung an einer ebenen Grenzfläche in Bruchteilen der einfallenden Energie als Funktion des Einfallswinkels; für eine einfallende longitudinale Welle mit Berücksichtigung der transversalen Anteile. Der Pfeil bezeichnet die Stelle des Grenzwinkels

— longitudinaler Anteil, ..... transversaler Anteil, d durchgehend, r reflektiert

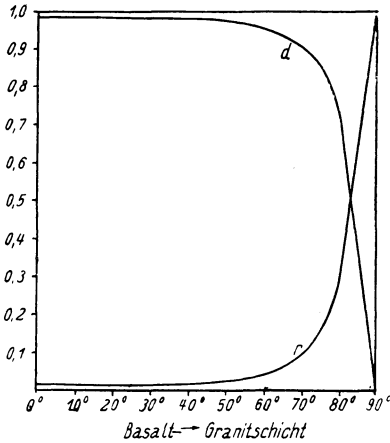


Fig. 16

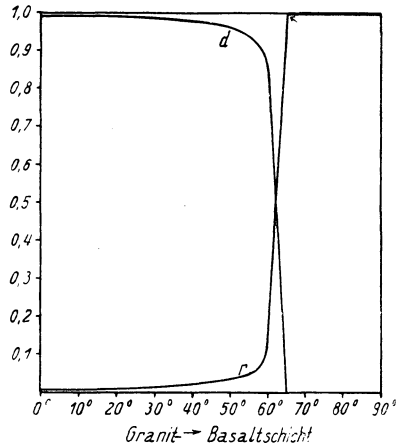


Fig. 17

Fig. 16 und 17

Energieanteile bei Reflexion und Brechung an einer ebenen Grenzfläche in Bruchteilen der einfallenden Energie als Funktion des Einfallswinkels; für eine einfallende longitudinale Welle ohne Berücksichtigung der transversalen Anteile. Der Pfeil bezeichnet die Stelle des Grenzwinkels

— longitudinaler Anteil, d durchgehend, r reflektiert

Granit—Basalt ausgeführt worden. Die Konstanten für die Granitschicht sind die bereits in 1) erwähnten; für die Basaltschicht wurde angenommen

$$\frac{\rho}{2.94} \quad \frac{a}{6.5} \quad \frac{b}{3.7} \quad \frac{a/b}{1.757}, \quad (a, b) \text{ in km/sec.}$$

In den Fig. 14 bis 17 sind die Ergebnisse dargestellt. Im Gegensatz zu der Energieaufteilung an der Grenzfläche Deckgebirge—Granitschicht<sup>1)</sup> sind im vorliegenden Fall die sekundären transversalen Anteile sehr gering, so daß man sie praktisch

a) von der Basalt- in die Granitschicht (Fig. 14):

<i>el</i>	<i>E<sub>el</sub></i>	<i>E<sub>rl</sub></i>	<i>dl</i>	<i>E<sub>dl</sub></i>	<i>dt</i>	<i>E<sub>dt</sub></i>	<i>rt</i>	<i>E<sub>rt</sub></i>
0°	1	0.0082	0° 00'	0.9918	0° 00'	0	0° 00'	0
10	1	0.0077	9 04	0.9915	5 13	0.0002	5 41	0.0006
20	1	0.0059	18 05	0.9905	10 18	0.0012	11 14	0.0024
30	1	0.0048	26 59	0.9893	15 09	0.0022	16 32	0.0037
40	1	0.0032	35 42	0.9888	19 39	0.0036	21 28	0.0044
50	1	0.0042	44 06	0.9875	23 37	0.0043	25 51	0.0040
60	1	0.0061	51 49	0.9850	26 56	0.0061	29 32	0.0028
70	1	0.0264	58 33	0.9642	29 27	0.0080	32 21	0.0014
80	1	0.1546	63 22	0.8367	31 01	0.0082	34 05	0.0005
90	1	1	65 12	0	31 32	0	34 42	0

b) von der Granit- in die Basaltschicht (Fig. 15):

<i>0°</i>	1	0.0074	0° 00'	0.9926	0° 00'	0	0° 00'	0
10	1	0.0074	11 02	0.9920	6 14	0.0002	5 42	0.0004
20	1	0.0058	22 08	0.9915	12 33	0.0008	11 22	0.0019
30	1	0.0044	33 26	0.9904	18 16	0.0018	16 45	0.0034
40	1	0.0035	45 05	0.9897	23 46	0.0030	21 44	0.0038
50	1	0.0059	57 33	0.9864	28 43	0.0051	26 12	0.0026
60	1	0.0451	72 34	0.9428	32 54	0.0071	29 56	0.0050
65 12'	1	0.9860	90 00	0	34 42	0.0073	31 32	0.0067
70	1	0.9743	imaginär		36 07	0.0130	32 47	0.0127
80	1	0.9797			38 08	0.0088	34 35	0.0115
90	1	1			38 50	0	35 11	0

nicht zu berücksichtigen hat. Eine Rechnung mit Vernachlässigung transversaler Anteile für die Grenzfläche Basalt—Dunit läßt vermuten, daß hierbei die sekundären transversalen Anteile nur wenig größer sind als an der Grenzfläche Granit—Basalt, so daß man dieselben wohl auch vernachlässigen darf.

**IV. Theoretisches über das Amplitudenverhältnis der direkten und reflektierten Longitudinalwelle in der Schichtung Eis—Fels.** Zur Nachprüfung der im ersten Teil dieser Arbeit gewonnenen theoretischen Ergebnisse über die Auf-

spaltung der Energie an Grenzflächen stehen Beobachtungen an Grenzflächen, die im Innern des Untergrundes gelegen sind, nicht zur Verfügung. Die seismischen Beobachtungen sind durchweg an der Oberfläche der Erde angestellt. Die Reflexionen, die aus dem Innern zurückkehren, werden an der Oberfläche nochmals aufgespalten in longitudinale und transversale Reflexionen. Auch dieser Vorgang muß zunächst theoretisch betrachtet werden. Nach Erledigung dieser

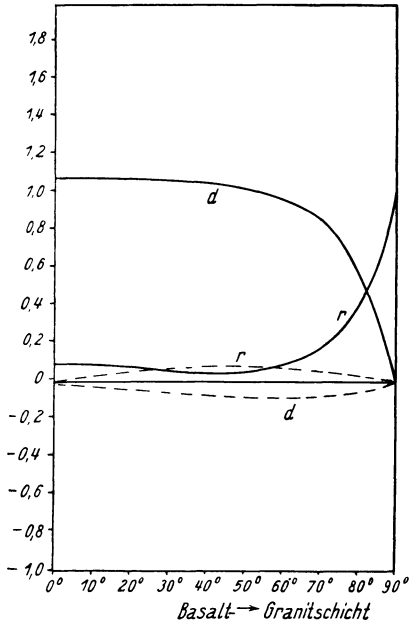


Fig. 18

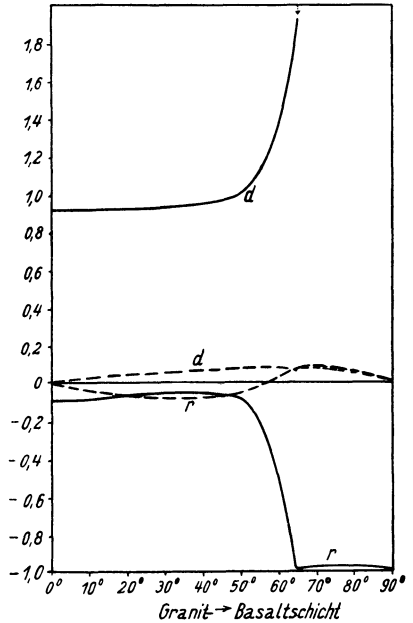


Fig. 19

Fig. 18 und 19

Amplituden bei Reflexion und Brechung an einer ebenen Grenzfläche in Bruchteilen der Amplitude einer einfallenden longitudinalen Welle als Funktion des Einfallswinkels. Der Pfeil bezeichnet die Stelle des Grenzwinkels

— longitudinaler Anteil, ..... transversaler Anteil, d durchgehend, r reflektiert

Aufgabe läßt sich die Amplitude der im Innern an einer Grenzfläche reflektierten und dann zur Oberfläche zurückkehrenden und dort aufgezeichneten Wellen als Funktion der Entfernung darstellen. Zur Prüfung dieser Rechnungen sind zwei Arten von Wellen verwendbar: Wellen, die durch Erdbeben und die durch Sprengungen erregt werden.

Im folgenden sollen die letzteren verwendet werden. Insbesondere scheinen die Sprengungen geeignet zu sein, die vom Geophysikalischen Institut der Universität Göttingen vor einiger Zeit auf Alpengletschern angestellt wurden.

Die Eismasse des Gletschers bietet ein in sich abgeschlossenes, allseitig begrenztes Medium, dessen Dichte und Lamésche Konstanten mit denen des angrenzenden Mediums, des Felses, in einem Verhältnis stehen, das für die Beobachtung von Reflexionen sehr günstig ist. Dazu kommt noch, daß der Übergang vom Eis zum Fels stets längs einer scharfen Grenzfläche erfolgt, was die mathematische Behandlung der Wellenausbreitung erleichtert. In der Natur existiert sonst wohl nur selten ein derartiger unvermittelter Übergang, der für ein Experiment so geeignet wäre, sondern meist nur ein mehr oder minder kontinuierlicher. — Von Homogenität und vollkommener Elastizität des Mediums kann jedoch auch beim Eis nicht die Rede sein. In erster Linie üben die Spalten einen Einfluß auf die Seismographenaufzeichnungen aus, der sich nur schwer eliminieren läßt, da der Verlauf der Spalten meist nicht genügend bekannt ist.

Indessen bietet sich hier, im Gegensatz zu den Beobachtungen an Erdbebenwellen, eine neue Schwierigkeit, welche wohl allen Sprengungen gemeinsam ist, die sich über ein längeres Profil erstrecken. Die Intensität der Erregung ist bei den Wellen, die in verschiedener Entfernung beobachtet werden, nicht konstant. Man benutzt bei Sprengungen, die in geringer Entfernung registriert werden sollen, kleine Sprengmengen, bei größeren Entfernungen große Sprengmengen. Würde man gleichzeitig in kleinen und großen Entfernungen beobachten, so müßte man Seismographen verschiedener Empfindlichkeit benutzen. Außerdem verfügt das Geophysikalische Institut in Göttingen nicht über genügend Instrumente, um mehrere Stationen gleichzeitig mit drei Komponenten zu besetzen. Die Abhängigkeit der Amplitude von der Sprengmenge ist nicht genügend genau bekannt, um eine Umrechnung der Ausschläge auf gleiche Sprengmenge vorzunehmen. So bleibt nur der Weg, die Amplitude der direkten Welle mit der der reflektierten zu vergleichen.

Trifft auf die Grenzfläche Eis—Fels eine Longitudinalwelle, so wird — abgesehen von den gebrochenen — je eine longitudinale und transversale Welle reflektiert. Bei primärer Transversalwelle tritt Analoges ein, aber dieser Fall kann hier nicht berücksichtigt werden, da die Rechnungen, ihrer Kompliziertheit wegen, zunächst nicht durchgeführt sind. Nur der Vorgang bei primärer Longitudinalwelle ist in meiner vorigen Arbeit<sup>1)</sup> behandelt worden.

Die in den Formeln vorkommenden Bezeichnungen sollen hier vorweg an Hand einer Figur erläutert werden.

Die direkte Longitudinalwelle, die vom Sprengpunkt  $S$  zum Beobachtungsort  $B$  nahe der Oberfläche verläuft, hat die Amplitude  $M_{el}$  (Fig. 20) und ruft in  $B$  in der Horizontalen die Verschiebung  $u$  und in der Vertikalen die Verschiebung  $w$  hervor. Hierbei wie auch im folgenden wird der Vorgang nur in der Einfallsebene betrachtet, denn nur dafür gelten die Formeln.

Die Amplitude der longitudinalen Reflexion  $SAB$  (Fig. 20) hat beim Erreichen des Reflexionspunktes  $A$  den Wert  $M_{el}^{(l)}$ , kurz danach den kleineren Wert  $M_{rl}$ , da  $M_{el}^{(l)}$  in  $A$  aufgeteilt worden ist. Das Verhältnis  $M_{rl}/M_{el}^{(l)} = c^{(l)}$  ist ein

echter Bruch, der bei streifender Inzidenz ( $el = 90^\circ$ ) den Grenzwert 1 annimmt. Auf dem Wege  $AB$  zur Oberfläche wird, wegen der kugelförmigen Ausbreitung, die Amplitude von  $M_{rl}$  geschwächt, so daß sie im Beobachtungspunkt  $B$  der Oberfläche den kleineren Wert  $\overline{M_{el}}$  hat.  $\overline{M_{el}}$  verursacht in  $B$  die Verschiebungen  $\overline{u_l}, \overline{w_l}$ .

Für die Reflexion  $SCB$ , welche als Wechselwelle läuft ( $SC$  longitudinal —  $CB$  transversal), gelten die entsprechenden Bezeichnungen:

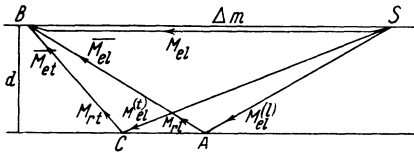


Fig. 20. Erklärung der in den Formeln benutzten Bezeichnungen

$$M_{el}^{(l)}, M_{rt}, \frac{M_{rt}}{M_{el}^{(l)}} = c^{(l)}, \overline{M_{el}}, \overline{u_l}, \overline{w_l}.$$

Die sekundäre Transversalwelle ist in der Einfallsebene polarisiert.

Die Geschwindigkeit der Longitudinalwelle ist im Eis  $a_1$ , im Fels  $a_2$ , die der Transversalwelle  $b_1$  bzw.  $b_2$ .

Mit  $\Delta$  ist stets die Entfernung Sprengpunkt—Beobachtungspunkt bezeichnet und mit  $d$  die Dicke der Schicht.

a) Die longitudinale Reflexion und die direkte Longitudinalwelle. Es soll das Verrückungsverhältnis der einzelnen Komponenten berechnet werden, welches sich aus der reflektierten  $\overline{u_l}$  bzw.  $\overline{w_l}$  und der direkten  $u_l$  bzw.  $w_l$  Longitudinalwelle an der Eisoberfläche ergibt, also

$$\frac{\overline{u_l}}{u_l} \quad \text{und} \quad \frac{\overline{w_l}}{w_l}.$$

Nach Wiechert<sup>3)</sup> ist die Verschiebung an der Oberfläche eines Mediums bei einfallender Longitudinalwelle gleich der resultierenden Bewegung aus den drei gleichzeitig vorhandenen Wellen. Es gilt\*)

$$\frac{\overline{u_l}}{\overline{M_{el}}} = \frac{a_1}{b_1} \frac{1}{(1 + m) \sin rt} \dots \dots \dots (1)$$

wobei

$$m = \frac{\text{tg } el}{\text{tg } rt} \cotg^2 2rt,$$

$$\frac{\overline{w_l}}{\overline{M_{el}}} = \frac{\overline{u_l}}{M_{el}} \cdot \cotg 2rt \dots \dots \dots (2)$$

(1) und (2) geben  $\overline{u_l}$  und  $\overline{w_l}$  bezogen auf die Amplitude  $\overline{M_{el}}$  der in  $B$  einfallenden Longitudinalwelle. Beide Formeln lassen sich anwenden auf die direkt vom Erregungspunkt kommende Welle  $M_{el}$  und auf die reflektierte Longitudinalwelle  $\overline{M_{el}}$ . Für die direkte Welle mit der Amplitude  $M_{el}$  gelten die Gleichungen (1),

\*) Streng genommen erhält die Verrückung in (2) ein negatives Vorzeichen; dasselbe kann bei dieser Rechnung jedoch außer acht gelassen werden.



(2) unverändert, es sind nur die horizontalen Striche fortzulassen. Bildet man sodann die Komponentenverhältnisse der Verschiebungen, so tritt als dritter Faktor das Amplitudenverhältnis  $\overline{M_{el}}/M_{el}$  hinzu:

$$\frac{\overline{u_l}}{u_l} = \frac{\overline{u_l}}{M_{el}} \cdot \frac{M_{el}}{u_l} \cdot \frac{\overline{M_{el}}}{M_{el}} \dots \dots \dots (3)$$

$$\frac{\overline{w_l}}{w_l} = \frac{\overline{w_l}}{M_{el}} \cdot \frac{M_{el}}{w_l} \cdot \frac{\overline{M_{el}}}{M_{el}} \dots \dots \dots (4)$$

Diesen Faktor bestimmt man auf folgende Weise: Bleibt die Absorption der sich im Eis ausbreitenden Bewegung unberücksichtigt, so verhalten sich die Amplituden  $\overline{M_{el}}$  und  $M_{el}$  umgekehrt wie die durchlaufenen Wege. Sind die Begrenzungsflächen parallel, und nimmt man zunächst an, daß an der Grenzfläche durch Brechung kein Energieverlust eintritt, d. h.  $M_{r_l} = M_{el}^{(l)}$ , so ist\*)

$$\left(\frac{\overline{M_{el}}}{M_{el}}\right) = \frac{\Delta}{\sqrt{\Delta^2 + 4d^2}} = \sin el.$$

Tatsächlich findet aber eine Aufteilung der Energie statt:  $M_{r_l} = c^{(l)} \cdot M_{el}^{(l)}$ , so daß

$$\frac{\overline{M_{el}}}{M_{el}} = \frac{\Delta \cdot c^{(l)}}{\sqrt{\Delta^2 + 4d^2}} = \frac{\frac{\Delta}{d} \cdot c^{(l)}}{\sqrt{\left(\frac{\Delta}{d}\right)^2 + 4}} \dots \dots \dots (5)$$

Da die spezielle Annahme paralleler Grenzflächen in der Natur sicher nur selten verwirklicht ist, sollen noch die Formeln für die beiden Fälle einheitlicher

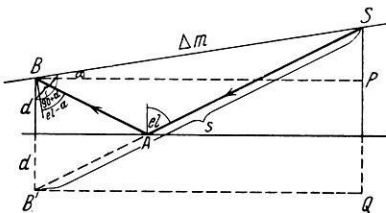


Fig. 21

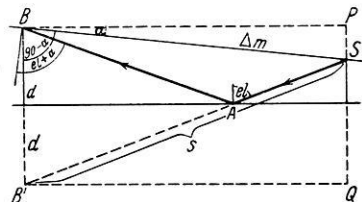


Fig. 22

Fig. 21 und 22. Strahlengang der Reflexion bei geneigten Grenzflächen

Neigung aufgestellt werden, und zwar unter der Annahme, daß die Schichtgrenzen — vom Sprengpunkt aus betrachtet — zum Beobachtungsort hin 1. konvergieren und 2. divergieren.

\*) Eine Ableitung von  $\overline{w_l}/w_l$  unter Vernachlässigung transversaler Anteile gibt Prof. Angenheister in der unter 4) angeführten Literatur.

Fig. 21 veranschaulicht die Neigungsart 1.  $S$  ist der Spreng- und  $B$  der Beobachtungsort in der Entfernung  $\Delta$ . Die untere Schichtgrenze ist die durch  $A$  gehende Linie (Ebene), die gegen die obere um den Winkel  $\alpha$  geneigt ist. Der kürzeste Weg für die von  $S$  nach  $B$  laufende Reflexion ist derjenige über  $A$ . Unter Benutzung des Spiegelpunktes  $B'$  läßt sich dieser Wellenstrahl konstruieren, wie es die Fig. 21 zeigt;  $s$  ist die Weglänge der Reflexion. Es folgt nach dem cos-Satz

$$\frac{\Delta}{s} = \frac{\frac{\Delta}{d}}{\sqrt{\left(\frac{\Delta}{d}\right)^2 + 4\left(1 + \frac{\Delta}{d} \sin \alpha\right)}}.$$

Infolgedessen ist

$$\frac{\overline{M}_{el}}{M_{el}} = \frac{\Delta}{s} \cdot c^{(l)} = \frac{\frac{\Delta}{d} \cdot c^{(l)}}{\sqrt{\left(\frac{\Delta}{d}\right)^2 + 4\left(1 + \frac{\Delta}{d} \sin \alpha\right)}} \dots \dots \dots (5a)$$

Zur Bestimmung von  $c^{(l)}$  ist die Kenntnis des Winkels  $el$  erforderlich. Aus der Figur liest man dafür die Beziehung ab:

$$\operatorname{tg} el = \frac{\Delta \cos \alpha}{2d + \Delta \sin \alpha} = \frac{\frac{\Delta}{d} \cos \alpha}{2 + \frac{\Delta}{d} \sin \alpha}.$$

Bei der vorliegenden Neigung der Grenzflächen bleiben also die ursprünglichen Formeln bestehen, wenn man erstens in (1), (2) an der Oberfläche  $el$  durch  $(el - \alpha)$  ersetzt und zweitens zur Auswertung von (3) und (4) statt (5) die Gleichung (5a) verwendet.

Fig. 22 veranschaulicht die zum soeben betrachteten Fall entgegengesetzte Neigungsart 2. Analog wie oben lassen sich die entsprechenden Formeln hierfür aufstellen:

$$\frac{\overline{M}_{el}}{M_{el}} = \frac{\Delta}{s} \cdot c^{(l)} = \frac{\frac{\Delta}{d} \cdot c^{(l)}}{\sqrt{\left(\frac{\Delta}{d}\right)^2 + 4\left(1 - \frac{\Delta}{d} \sin \alpha\right)}} \dots \dots \dots (5b)$$

Ferner folgt:

$$\operatorname{tg} el = \frac{\frac{\Delta}{d} \cos \alpha}{2 - \frac{\Delta}{d} \sin \alpha}.$$

Das durch diese Gleichung definierte  $el$  ist jetzt wieder ein anderer Winkel als vorher. An der Oberfläche ist  $el$  durch  $(el + \alpha)$  zu ersetzen. Diese Formeln gehen übrigens aus den früheren hervor, wenn man  $\alpha$  durch  $-\alpha$  ersetzt.

b) Die longitudinale und die transversale (longitudinal-transversal) Reflexion. Zu berechnen sind die Verschiebungskomponenten

$$\frac{\overline{u_l}}{\overline{u_t}} \quad \text{und} \quad \frac{\overline{w_l}}{\overline{w_t}}.$$

Man gelangt zu den Formeln hierfür durch analoge Betrachtungen wie im Abschnitt a).

Für eine primäre, in der Einfallsebene polarisierte Transversalwelle gelten die Wiechertschen Formeln<sup>3)</sup>

$$\frac{\overline{u_t}}{\overline{M_{et}}} = \frac{m}{m+1} \cdot \frac{\text{tg } 2et}{\sin et} \dots \dots \dots (1a)$$

wobei

$$m = \frac{\text{tg } rl}{\text{tg } et} \cotg^2 2et,$$

$$\frac{\overline{w_t}}{\overline{M_{et}}} = \frac{\overline{u_t}}{\overline{M_{et}}} \cdot \frac{1}{m \cdot \text{tg } 2et} \dots \dots \dots (2a)$$

Beide haben nur Gültigkeit, solange der Reflexionswinkel der sekundären Longitudinalwelle  $rl < 90^\circ$  ist, andernfalls treten Oberflächenwellen auf. In dem hier zu behandelnden Fall sei diese Komplikation ausgeschlossen.

Aus (1), (1a) bzw. (2), (2a) folgen die Komponentenverhältnisse

$$\frac{\overline{u_l}}{\overline{u_t}} = \frac{\overline{u_l}}{\overline{M_{el}}} \cdot \frac{\overline{M_{et}}}{\overline{u_t}} \cdot \frac{\overline{M_{el}}}{\overline{M_{et}}} \dots \dots \dots (3a)$$

$$\frac{\overline{w_l}}{\overline{w_t}} = \frac{\overline{w_l}}{\overline{M_{el}}} \cdot \frac{\overline{M_{et}}}{\overline{w_t}} \cdot \frac{\overline{M_{el}}}{\overline{M_{et}}} \dots \dots \dots (4a)$$

Wie oben tritt als Faktor diesmal  $\overline{M_{el}}/\overline{M_{et}}$  hinzu, welcher das Verhältnis der Quadratwurzeln aus den Energiedichten in der Nähe der Oberfläche, gemessen auf den Wellenflächen  $W_{el}$ ,  $W_{et}$  darstellt. Die Ableitung von  $\overline{M_{el}}/\overline{M_{et}}$  führt man zweckmäßig in zwei Schritten durch, indem man zuerst parallele Schichtgrenzen betrachtet (Fig. 23) und sodann geneigte (Fig. 23a).

Bei einer rein longitudinalen Reflexion (Fig. 23) verteilt sich die Energie, die vom Quellpunkt  $S'$  innerhalb eines Hohlkegels mit der Öffnung  $del$  ausgeht, in einer bestimmten Entfernung an der Oberfläche auf die Fläche eines Kreisringes der Breite  $A'B'$ . Aus der Figur entnimmt man sofort die Beziehung, wenn  $O$  die Oberfläche bezeichnet.

$$O'_{el} = 4\pi d^2 [\text{tg}^2(el_1 + del) - \text{tg}^2 el_1].$$

Für die numerische Betrachtung genügt es, den Ausdruck  $\text{tg}^2 (el_1 + del)$  mittels der Taylorschen Reihe zu approximieren, indem man dieselbe nach dem zweiten Gliede abbricht und Glieder höherer Ordnung vernachlässigt. Daraus folgt

$$O'_{et} = 8 \pi d^2 \text{tg} el_1 (1 + \text{tg}^2 el_1) del \dots \dots \dots (6)$$

Für die Wechselwelle legt man einen entsprechenden Elementarkegel mit der Öffnung  $del$  zugrunde. Die Energie verteilt sich jetzt auf den Kreisring mit der Fläche:

$$O'_{et} = \pi (S' C'^2 - S' A'^2) = \pi (S' C' + S' A') (S' C' - S' A').$$

Es ist

$$S' A' = d (\text{tg} el_2 + \text{tg} rt),$$

$$S' C' = d [\text{tg} (el_2 + del) + \text{tg} (rt + drt)].$$

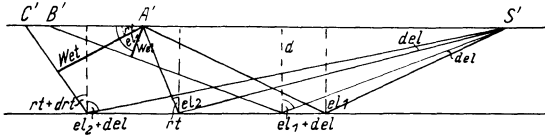


Fig. 23

Longitudinalreflexion und Wechselwelle bei parallelen Grenzflächen

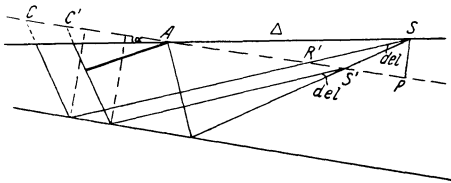


Fig. 23 a

Longitudinalreflexion und Wechselwelle bei geneigten Grenzflächen

Wie oben erhält man hierfür aus der Taylorschen Reihe die Näherungsbeziehungen

$$\text{tg} (el_2 + del) = \text{tg} el_2 + (1 + \text{tg}^2 el_2) del,$$

$$\text{tg} (rt + drt) = \text{tg} rt + (1 + \text{tg}^2 rt) drt.$$

Wegen

$$\frac{drt}{del} = \frac{\text{tg} rt}{\text{tg} el}$$

folgt

$$i' = \text{tg} el_2 + \text{tg} rt + \left[ (1 + \text{tg}^2 el_2) + (1 + \text{tg}^2 rt) \frac{\text{tg} rt}{\text{tg} el_2} \right] \cdot del$$

und hieraus unter Vernachlässigung von Gliedern höherer Ordnung

$$O'_{et} = 2 \pi d^2 (\operatorname{tg} el_2 + \operatorname{tg} rt) \left[ (1 + \operatorname{tg}^2 el_2) + (1 + \operatorname{tg}^2 rt) \frac{\operatorname{tg} rt}{\operatorname{tg} el_2} \right] \cdot del . . \quad (7)$$

Beide Formeln (6) und (7) ergeben die Oberflächen der Kreisringe, auf welche sich die Energie verteilt bei parallelen Grenzflächen.

Jetzt führt man dieselbe Betrachtung durch für geneigte Grenzflächen an Hand von Fig. 23a, und zwar gleich für den allgemeineren Fall der Wechselwelle, denn die Formeln für die Longitudinalreflexion gehen daraus hervor, wie unten noch gezeigt wird. Mittels einer durch  $A$  gehenden Hilfslinie parallel zur unteren Begrenzungsfläche kann man das soeben behandelte Problem bei parallelen Grenzen mit dem bei geneigten unmittelbar vergleichen. Legt man in  $S$  einen Elementarhohlkegel von der gleichen Öffnung  $del$  zugrunde wie in  $S'$ , dann wird der von der Energietüte getroffene Bereich sowohl an der unteren Begrenzungsfläche als auch an der gestrichelt gezeichneten Oberfläche um einen Kreisring von genau gleicher Breite vergrößert, denn es handelt sich lediglich um eine Erweiterung des von  $S'$  ausgehenden Elementarhohlkegels durch Parallelverschiebung und Rückwärtsverlängerung eines Mantelstrahls des Kegels.

Der Kreisring  $CC'$  habe die Fläche  $K_{et}$ ; bei longitudinaler Reflexion entsprechend  $K_{el}$ .

Es ist

$$K_{et} = \pi (S' C^2 - S' C'^2),$$

und da

$$(S' C - S' C') = CC' = S' R',$$

$$K_{et} = \pi S' R' (S' C + S' C').$$

Aus der Figur folgt  $SP = \Delta \sin \alpha$ . Dann ist nach Taylor

$$S' R' = \Delta \sin \alpha (1 + \operatorname{tg}^2 el_2) del.$$

Da Größen zweiter Ordnung in  $del$  vernachlässigt werden dürfen, ergibt sich

$$K_{et} = 2 \pi \Delta d \sin \alpha (1 + \operatorname{tg}^2 el_2) (\operatorname{tg} el_2 + \operatorname{tg} rt) del,$$

und für die Longitudinalreflexion ( $el = rt$ ):

$$K_{el} = 4 \pi \Delta d \sin \alpha (1 + \operatorname{tg}^2 el_1) \operatorname{tg} el_1 del.$$

Bildet man jetzt das Verhältnis der Oberflächenstücke, auf welche sich die Energie verteilt, so folgt

$$\frac{O_{et}}{O_{el}} = \frac{O'_{et} + K_{et}}{O'_{el} + K_{el}}.$$

$O'_{et}$  und  $O'_{el}$  sind bekannt nach Formel (6) und (7). Setzt man diese Werte ein und berücksichtigt noch die Neigung der Wellenflächen gegen die Oberfläche, indem man mit dem  $\cos$  des Neigungswinkels multipliziert, so ergibt sich nach einfacher

Zwischenrechnung, wenn man unter  $W$  das vom Hohlkegel geschnittene Stück der Wellenfläche versteht,

$$\frac{W_{et}}{W_{el}} = \frac{\cos rt (\operatorname{tg} el_2 + \operatorname{tg} rt) \left[ (1 + \operatorname{tg}^2 el_2) (d + \mathcal{A} \sin \alpha) + d(1 + \operatorname{tg}^2 rt) \frac{\operatorname{tg} rt}{\operatorname{tg} el_2} \right]}{2 \sin el_1 (1 + \operatorname{tg}^2 el_1) (2d + \mathcal{A} \sin \alpha)}$$

Hierbei wird angenommen, daß  $W_{et}$  und  $W_{el}$  als eben angesehen werden können. Dies ist in der Tat der Fall, da, wie eine eingehende Untersuchung zeigte, der Fehler von zweiter Ordnung in  $d \operatorname{el}$  ist. Um diesen Ausdruck berechnen zu können, müssen die Größen  $el_1$ ,  $el_2$ ,  $rt$ ,  $\alpha$ ,  $d$  bekannt sein. Am bequemsten lassen sie sich graphisch ermitteln. Ist die Neigung entgegengesetzt wie in Fig. 23a angenommen, so bekommt der Neigungswinkel  $\alpha$  ein negatives Vorzeichen.

Die Amplituden  $\overline{M}_{el}$  und  $\overline{M}_{et}$  verhalten sich nun direkt wie die Quadratwurzeln aus den Energiedichten und direkt wie die Aufspaltungsfaktoren  $c^{(l)}$ ,  $c^{(b)}$ ; die Energiedichten verhalten sich umgekehrt wie die Wellenflächen. Das Resultat lautet hiernach:

$$\frac{\overline{M}_{el}}{\overline{M}_{et}} = \frac{c^{(b)}}{c^{(l)}} \sqrt{\frac{W_{et}}{W_{el}}} \dots \dots \dots (8)$$

**V. Numerische Behandlung der longitudinalen Reflexion für Schichtung Eis—Fels.** In diesem Kapitel sollen die Kurven untersucht werden, die sich auf Grund der oben entwickelten Formeln für die longitudinale Reflexion im Fall der Schichtung Eis—Fels ergeben.

Bei allen Rechnungen wurden die im Eis ermittelten Wellengeschwindigkeiten<sup>2)</sup> benutzt:

$$a_1 = 3.6, \quad b_1 = 1.7, \quad a_2 = 4.5, \quad b_2 = 2.7 \text{ km/sec.}$$

Die Dichten von Eis und Fels sind angenommen zu  $\rho_1 = 0.9$  bzw.  $\rho_2 = 2.7$ . Unter Verwendung dieser Konstanten sind auch die Energiebetrachtungen für Eis in Kapitel III meiner vorigen Arbeit<sup>1)</sup> durchgeführt worden. Zur Berechnung der umfangreichen Formeln wurde wieder eine elektrische Mercedes-Rechenmaschine benutzt. In Anbetracht der vielen auszuführenden Rechenoperationen war es hier ebenfalls erforderlich, mit vier Dezimalen zu rechnen, um größere Abrundungsfehler zu unterdrücken.

Um einen Überblick zu bekommen, wie die Kurven für  $\overline{w}_i/w_i$  und  $\overline{u}_i/u_i$  bei verschiedenen geneigten Grenzflächen aussehen, sind alle drei Möglichkeiten einheitlicher Neigung durchgerechnet nach den in Abschnitt IVa entwickelten Formeln.

In den Fig. 24, 25, 26 ist zunächst der Strahlengang der Reflexionen bei den hier angenommenen Neigungen  $\alpha = +15^\circ$ ,  $\alpha = 0^\circ$ ,  $\alpha = -15^\circ$  dargestellt. Neigungen von diesem Betrage sind in Gletscherprofilen häufig zu finden.

Zur Konstruktion der Gletscherprofile hat man mehrfach die Laufzeiten der Reflexionen verwendet. Man hat dabei meist die als erste Annäherung zulässige Annahme gemacht, daß die Eisoberfläche und die Reflexionsfläche Eis—Fels

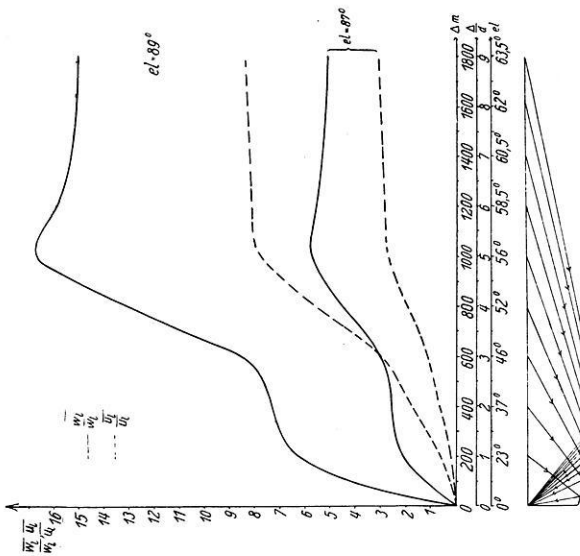


Fig. 24

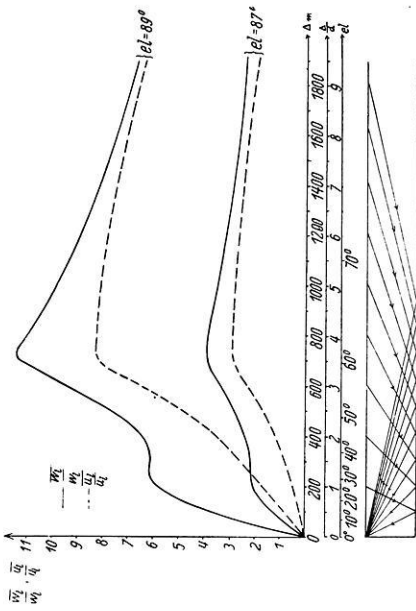


Fig. 25

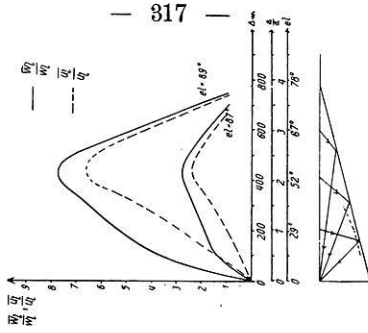


Fig. 26

Fig. 24, 25 und 26. Oben: Komponentenverhältnisse der reflektierten und direkten Longitudinalwelle bei parallelen und geneigten Grenzflächen

Unten: Zugehöriger Strahlengang der Reflexionen

einander parallel sind. Den Fehler, den man dabei in den hier vorliegenden Fällen ( $\alpha = \pm 15^\circ$ ) begeht, erkennt man an der Lage der in den Figuren gestrichelten Linie. Diese stellt die Reflexionsfläche dar, die sich ergibt, wenn man unter Annahme paralleler Schichtung aus den Laufzeiten der Reflexionen an den geneigten Flächen ( $\alpha = \pm 15^\circ$ ) die Tiefe der Reflexionsfläche berechnet. Man sieht, daß die Annäherung an die tatsächlichen Verhältnisse größer ist, wenn — unter sonst gleichen Verhältnissen — die Grenzflächen Eis—Luft und Eis—Fels zum Beobachtungsort hin divergieren.

Ferner sind in den Figuren die Verhältnisse  $\overline{w_1}/w_1$  und  $\overline{u_1}/u_1$  als Funktion der Entfernung dargestellt. Die Abszisse ist gemessen in  $\Delta/d$ , wobei  $d$  die Schichtdicke unter der Beobachtungsstation bedeutet. Da der bei Alpengletschern häufige Wert  $d = 200$  m besonders interessiert, ist in einer zweiten Abszissenskala  $\Delta$  in Metern

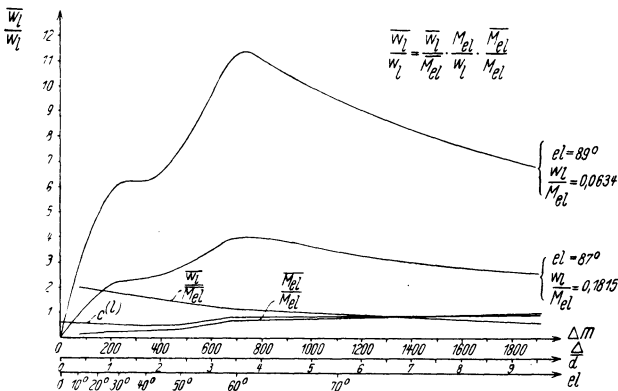


Fig. 25 a. Zerlegung der Kurven  $\frac{\overline{w_1}}{w_1}$  der Fig. 25 in ihre Bestandteile

für den Fall  $d = 200$  m beigelegt. Um den Einfluß der Energieaufteilung an der unteren Grenzfläche auf den Verlauf der Kurven übersehen zu können, ist in einer dritten Abszissenskala der Winkel  $el$  angegeben. Ausgezogene Kurven beziehen sich durchweg auf die vertikale und gestrichelte auf die horizontale Komponente. In jeder dieser drei Figuren befinden sich vier Kurven. Die oberen beiden (ausgezogen, gestrichelt) sind gerechnet für den Fall, daß der Einfallswinkel der direkten Longitudinalwelle am Beobachtungsort  $89^\circ$  beträgt, ungefähr streifender Inzidenz entsprechend. Die beiden unteren Kurven sind gerechnet für einen Winkel von  $87^\circ$ .

Wie man aus den Kurven für  $89^\circ$  und  $87^\circ$  ersieht, wachsen die Komponentenverhältnisse der Verschiebungen sehr schnell, wenn sich der Einfallswinkel der direkten Welle einem rechten Winkel nähert; die Nenner in den Quotienten werden dabei sehr klein. Bei streifender Inzidenz ( $90^\circ$ ) werden die Formeln ungültig.



Für beide Komponenten und für alle drei Fälle ( $\alpha = 0^\circ, \pm 15^\circ$ ) steigt das dargestellte Verhältnis der reflektierten zur direkten Welle vom Werte Null für  $\Delta/d = 0^*$  zu einem Maximum an, das jedesmal in einer Entfernung  $\Delta$  liegt, die ungefähr dem Grenzwinkel der Totalreflexion entspricht, für Eis  $53^\circ 08'$ .

Denn wie die Rechnung zeigte, ist in allen drei Fällen das Maximum wesentlich mit durch die Totalreflexion hervorgerufen worden. Der steile Anstieg der Kurven zum Maximum in Fig. 24, 25, 26 und der langsame Abfall hernach (nachdem der Grenzwinkel überschritten ist) steht in Übereinstimmung mit dem Verlauf der Kurve  $|M_{rl}/M_{el}|$ , vgl. Fig. 3 meiner vorigen Arbeit\*\*). Außerdem wird der Verlauf der Kurven bestimmt durch die Abnahme der Energie infolge des durchlaufenen Weges und die Erregung sekundärer Wellen beim Eintreffen der reflektierten Welle an der Oberfläche. Um die Wirkung dieser einzelnen Faktoren übersehen zu können, sind die in Fig. 25 ausgezogen gezeichneten Kurven der Vertikalkomponente analysiert. Die Gleichung dieser Kurven ist (4) aus Kap. IV a. In Fig. 25a sind die Kurven für die einzelnen Faktoren graphisch dargestellt.  $w_l/M_{el}$  ist jeweils konstant: 89 bzw.  $87^\circ$ .

Für zum Beobachtungsort divergente Grenzflächen sinkt das Verhältnis schnell auf niedrige Werte, weil, wenn der Strahl an der Grenzfläche in der Nähe des Schnittpunktes mit der Oberfläche ( $\Delta/d = \cotg 15^\circ = 3.73$ ) reflektiert wird, der reflektierte Strahl nahezu streifend am Beobachtungsort einfällt und für streifende Inzidenz  $\overline{u}_l/\overline{M}_{el}$ , also auch  $\overline{u}_l$  selbst gleich Null wird. Der Nenner  $u_l$  verschwindet dagegen nicht, da als Inzidenzwinkel  $89$  bzw.  $87^\circ$  angenommen worden ist. Ähnliche Betrachtungen gelten auch für die Vertikalkomponente. Sinngemäß bricht man die Rechnung ab, wenn der Inzidenzwinkel des reflektierten Strahles am Beobachtungsort gleich dem Inzidenzwinkel des direkten Strahles ist ( $89$  bzw.  $87^\circ$ ). Für diese Werte wird das Verhältnis nahe 1.

Daß das Verhältnis der Verrückungen des reflektierten Strahles zum direkten Strahl ein Vielfaches der Einheit werden kann, ist für die Vertikalkomponente leicht verständlich, weil ja der reflektierte Strahl steiler am Beobachtungsort einfällt als der direkte. Schwer ist dagegen einzusehen, daß auch für die Horizontalkomponente die Amplitude des reflektierten Strahles mehrfach größer sein kann als die des direkten, da doch der direkte Strahl flacher einfällt als der reflektierte. Der Grund ist darin zu suchen, daß der direkte Strahl bei nahezu streifender Inzidenz nur sehr geringe Horizontalbewegung in der Oberfläche hervorrufen kann.

**VI. Vergleich von Theorie und Beobachtung.** Die seismischen Messungen auf dem Hintereisferner und auf dem Konkordiaplatz von H. Mothes<sup>5)</sup> und diejenigen von H. Mothes und B. Brockamp<sup>6)</sup> auf dem Pasterzegletscher eignen sich zur Prüfung der obigen Rechnungen. B. Brockamp<sup>7)</sup> hat eine graphische Darstellung\*\*\*) der Verhältnisse  $\overline{w}_l/w_l$  für diese drei Sprengungen gegeben.

\*) Das folgt direkt aus den Formeln in Abschnitt IV a durch Grenzwertbildung.

\*\*) Zeitschr. f. Geophys. 8, 134.

\*\*\*) Ebenda 1931. S. 237.

In Profil V vom Pasterzegletscher\*) zeigen die Grenzflächen Eis—Luft und Eis—Fels zwar unregelmäßige, doch nur geringe Neigung gegeneinander.

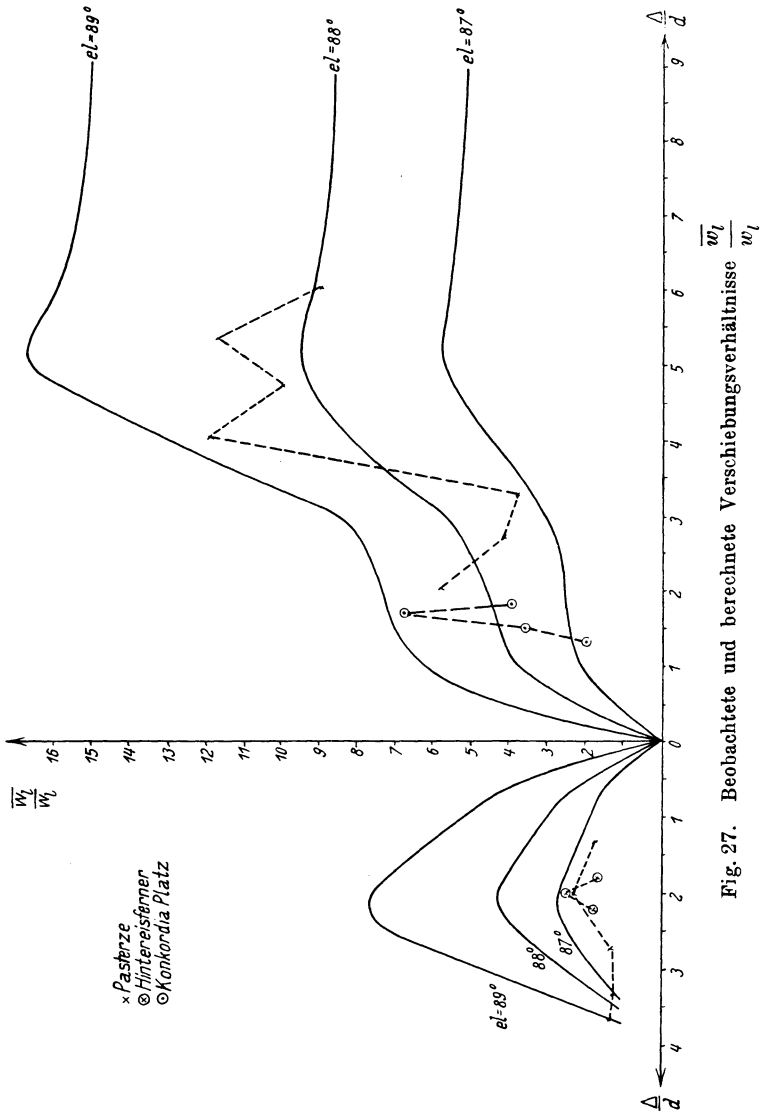


Fig. 27. Beobachtete und berechnete Verschiebungsverhältnisse

Die Unregelmäßigkeiten sind zum Teil auch wohl durch Ungenauigkeiten der Methode und Messung bedingt. Sucht man die tatsächlichen Verhältnisse durch

\*) Zeitschr. f. Geophys. 1930, S. 495.

eine einheitliche Neigung zu approximieren, so erhält man eine Konvergenz der beiden Grenzflächen nach abwärts (zungenwärts) hin von wenigen Graden. Im gleichen Sinne, doch stärker, ist die Neigung im Profil des Hintereisferners\*) (Standort II), wo sie vielleicht  $4^{\circ}$  beträgt, und am stärksten auf dem Konkordiaplatz\*\*) (Profil I) mit einem Betrage von etwa  $20^{\circ}$ . Auf der Pasterze und auf dem Hintereisferner sind in den betrachteten Standorten Sprengungen aufgezeichnet von Schüssen, die sowohl zungen- wie firnwärts angesetzt waren.

Fig. 27 zeigt die berechneten Werte von  $\bar{w}_i/w_i$  für  $el = 87, 88, 89^{\circ}$  als Funktion von  $\Delta/d$  (ausgezogene Kurven), und zwar für ein Profil von  $\alpha = 15^{\circ}$  Neigung. Die berechneten Ordinaten variieren sehr stark mit dem angenommenen Einfallswinkel der direkten Welle ( $87, 88, 89^{\circ}$ ). Die Lage des Maximums ( $\Delta/d$ ) ist dagegen davon unabhängig (Fig. 24, 25, 26); es liegt bei parallelen Grenzflächen ( $\alpha = 0$ ) bei  $\Delta/d = 3,6$ , für  $\alpha = +15^{\circ}$  bei 5 und für  $\alpha = -15^{\circ}$  bei 2. In Fig. 27 sind die von Brockamp angegebenen Verhältnisse  $\bar{w}_i/w_i$  als Funktion von  $\Delta/d$  eingetragen.

Bei den Messungen auf der Pasterze liegt das Maximum für die aufwärts gelegenen Schüsse bei  $\Delta/d = 4$  bis 6, bei den abwärts gelegenen ist es wenig ausgeprägt und liegt vielleicht bei 2. Dies ist nicht gut vereinbar mit parallelen Grenzflächen ( $\alpha = 0$ ). Wenn die Neigung einheitlich angenommen wird, wie es oben geschah, müssen die Grenzflächen des Eises nach aufwärts (firnwärts) divergieren, was tatsächlich in dem von Brockamp und Mothes gegebenen Profil schwach angedeutet ist. Dann ist das Maximum von  $\bar{w}_i/w_i$  bei den aufwärts angesetzten Schüssen stärker und in größerer Entfernung zu erwarten als bei den abwärts angesetzten. Das entspricht der Beobachtung.

Beim Hintereisferner liegt das Maximum (Schüsse zungenwärts) bei 2. Dies deutet auf Grenzflächen, die gleichfalls aufwärts divergieren, was auch in dem Profil zu erkennen ist. Beim Konkordiaplatz liegt das Maximum bei 1,6, wonach die Grenzflächen zum Beobachtungsort hin divergieren müßten. Nach der Zeichnung des Profils bei Mothes<sup>5)</sup> ist es umgekehrt. Dieses Profil ergab sich unter Annahme paralleler Grenzflächen aus den Laufzeiten der Reflexionen und liefert in erster Annäherung wohl zutreffende Tiefen. Die Neigung, die aus der Verbindung der nach obiger Annahme berechneten Tiefen resultiert, ist natürlich weniger sicher und wie geometrische Überlegungen zeigen, im vorliegenden Fall auch nicht zulässig.

Die von Mothes<sup>5)</sup> angegebene Regel, daß das Maximum des Verhältnisses in einer Entfernung liegt, die in erster Annäherung gleich der doppelten Gletscherdicke ist, erweist sich als nicht allgemein gültig, wie die Fig. 24, 25, 26 lehren.

Herrn Prof. Dr. G. Angenheister, auf dessen Anregung die Arbeit entstand, sowie Herrn Dr. Heinrich Jung bin ich für mancherlei Ratschläge und Kritik bei Ausführung dieser Arbeit zu Dank verpflichtet.

\*) Zeitschr. f. Geophys. 1929, S. 132.

\*\*) Ebenda 1929, S. 141.

### Literatur

<sup>1)</sup> H. Blut: Ein Beitrag zur Theorie der Reflexion und Brechung elastischer Wellen an Unstetigkeitsflächen. Zeitschr. f. Geophys. 1932.

<sup>2)</sup> F. Gerecke: Messungen auf dem Rhône-gletscher. I. Die Laufzeitkurve. Ebenda 1932.

<sup>3)</sup> E. Wiechert: Erdbebenwellen. I. Theoretisches über die Ausbreitung der Erdbebenwellen. Göttinger Nachr. 1907.

<sup>4)</sup> G. Angenheister: Eisseismik, Vortrag, gehalten in Leningrad September 1931; erscheint in Veröffentlich. d. Seismol. Inst. Leningrad.

<sup>5)</sup> H. Mothes: Neue Ergebnisse der Eisseismik. Zeitschr. f. Geophys. 1929.

<sup>6)</sup> Brockamp-Motnes: Seismische Untersuchungen auf dem Pasterzegletscher. I. Ebenda 1930.

<sup>7)</sup> B. Brockamp: Seismische Untersuchungen auf dem Pasterzegletscher. II. Ebenda 1931.

Göttingen, 4. Juli 1932. Geophysikalisches Institut der Universität.

---

## Gesteinsmagnetismus und Säkularvariation

Von **J. Koenigsberger**, Freiburg i. B. — (Mit 1 Abbildung)

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 größere Tiefe, bis etwa 470° C, da die Abnahme beider mit der Temperatur ähnlich ist (Fig. 1). Die Säkularvariation gibt andere Änderungen lokaler Anomalien, wenn die remanente als wenn die induzierte Magnetisierung überwiegt und kann daher helfen Größe und Richtung der Remanenz von Eruption in Tiefen bis zu 50 km festzustellen.

Gleichgültig, was der Sitz des magnetischen Erdfeldes und dessen Ursache sein mag, so besteht heute Übereinstimmung darin, daß die oberen 50 km der Erdkruste nur wenig zum Primärfeld beitragen, und daß die Wirkung der 50 km auf das Magnetfeld an der Oberfläche vor allem sich in den Anomalien ausdrückt. Die Wirkung ist meines Erachtens gegeben durch zwei bekannte magnetische Eigenschaften der Erdkruste: Induktion, der Suszeptibilität entsprechend, und remanente Magnetisierung.

Die remanente natürliche Magnetisierung ist für die magnetisch jungen Eruptivgesteine drei- bis achtmal stärker als die Induktion ( $(J_r)_{0.45} : (K \cdot 0.45) = Q$ ). Daher kann ich der von H. Haalek in seiner sonst sehr anregenden Abhandlung\*) geäußerten Ansicht nicht zustimmen, daß alle örtlichen Anomalien des erdmagnetischen Feldes nur durch die Induktion des primären Erdfeldes in der Untergrunds-

---

\*) H. Haalek: Zeitschr. f. Geophys. 8, 154 (1932).

formation bewirkt sind. Im kleinen für eng lokale Störungen gilt das in verschiedenen Fällen jedenfalls nicht — es sei nur an die Beobachtungen von G. Meyer am Kaiserstuhl bei Freiburg erinnert. Auch da, wo die Magnetisierungsrichtung der Remanenz der des heutigen Erdfeldes nahekommt, zeigt sich öfters, wie z. B. in Kursk, daß die gemessenen  $K$ -Werte zu klein sind, um die Anomalien zu erklären. Man hat für Kursk angenommen, daß in größeren Tiefen reiner Magnetit mit größerem  $K$  vorhanden wäre. Das ist nicht unmöglich, aber die Mittelpunktstiefen der Einlagerung stehen damit nicht in Übereinstimmung. Die Untersuchungen von B. Stschodro an den Bohrproben zeigen nach P. Lasareff\*), daß neben einer Induktion mit Suszeptibilität von  $K$  etwa 0.3 (für  $H = 50.2$ ) noch eine remanente Magnetisierung  $J_r$  im natürlichen Zustand vorhanden war, die etwa im Mittel 0.7 war. Also wäre dort  $J_r : K \cdot H = Q = 5$ , der Einfluß der Remanenz viel größer als der Induktion. Doch ist nicht bekannt, ob die Richtung der Remanenz gegenüber der Achse der Bohrproben ungefähr konstant war, auch nicht, ob die Inklination der Remanenz positiv oder negativ war.

Magnetisch jung sind alle Gesteine, die etwa seit Beginn der Perm- bis Jurazeit sich etwa vom Curiepunkt (oder auch noch von  $550^\circ$ ) des Magnetit bis unter  $400^\circ$  abgekühlt haben\*\*). Für den oben erwähnten Quotienten  $Q$  ist die Temperatur, wenn einmal etwa  $470$  bis  $430^\circ$  unterschritten sind, ziemlich gleichgültig; denn in erster grober Näherung haben Induktion im Erdfeld und Thermoremanenz ähnliche Temperaturabhängigkeit. Nach vorläufigen Messungen, die durch irreversible Vorgänge, Entmischung u. a. erschwert waren, sind bei zwei Basalten ( $J_r$ )<sub>0.4</sub> und  $K$  von der Temperatur in der auf Fig. 1 wiedergegebenen Art abhängig gewesen. Der Curiepunkt für reinen Magnetit ist etwa  $585^\circ$  und wird, wie L. H. Adams\*\*\*) und J. W. Green zeigten, auch durch Druck bis  $3600$  Atm. nicht merklich verschoben.

Messungen an bisher untersuchten Eruptivgesteinen ergeben, daß vor allem der Curiepunkt und magnetische Eigenschaften des Magnetit (und Titanomagnetit) bemerkbar sind. Magnetkies (Pyrrhotit) ist wohl in allen Gesteinen vorhanden;

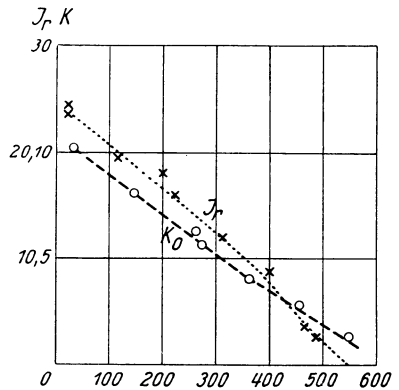


Fig. 1. Basalt (Frankenstein)  
Temperaturabhängigkeit der natürlichen Remanenz  $J_r$  und der Suszeptibilität  $K_0$  für 1 Oe in willkürlichen Einheiten

\*) P. Lasareff: Gerlands Beitr. z. Geophys. **15**, 72 (1926); H. Haalck: ebenda **22**, 241 u. 385 (1929).

\*\*\*) Hierbei ist gleichgültig, ob früher schon eine oder mehrere Erhitzungen mit Abkühlungen vorausgingen.

\*\*\*) L. H. Adams und J. W. Green, Philos. Mag. **12**, 361 (1931).

seine magnetischen Eigenschaften sind, wie K. Puzicha\*) zeigte, gelegentlich wirksam, meist aber nicht, obwohl Magnetkies hohe Suszeptibilität und Remanenz besitzt, wohl deshalb, weil der Prozentgehalt klein und der Entmagnetisierungsfaktor für isometrische Gestalt wegen des hohen  $K$  groß ist. Hämatit kann gelegentlich außergewöhnlich hohe Remanenz bedingen verglichen mit der Suszeptibilität;  $Q = 20 - 100$ .

Es ist daher möglich, daß jungvulkanische Gegenden ein magnetisches Defizit in der Tiefe aufweisen, während oben magnetitreiche Ergußgesteine sich positiv von der Umgebung abheben; denn bei regionaler Überschreitung von rund  $550^{\circ} \text{C}$ , wie sie die großen Temperaturgradienten mancher vulkanischer Gegenden schon in 5 km erwarten lassen, können sich magnetische Löcher ausbilden. Daher besteht theoretisch auch die Möglichkeit, derartige Unterschiede in den Temperaturgradienten der Erde angenähert festzustellen, wenn durch Pendelmessung und Bestimmungen von  $\partial g : \partial z$ -Gesteinsdichten und dadurch indirekt Magnetitgehalt des Untergrundes geschätzt werden können. Im allgemeinen wächst der Magnetitgehalt nämlich mit der Dichte des Gesteins. Die vulkanische Prognose kann also vielleicht einmal aus magnetischen Messungen Nutzen ziehen.

In der Tiefe dürften in Mitteleuropa manche basische Gesteinskörper seit der Jurazeit eine (erste oder wiederholte) Erhitzung mit Abkühlung von  $500^{\circ}$  ab erfahren haben; sie haben also möglicherweise eine remanente Magnetisierung, die ihre induktive Wirkung übertrifft. Das wäre für die Säkularvariation bedeutungsvoll; das frühere magnetische Feld läßt seine Wirkung zurück, wenn nachher Abkühlung eintrat. Inwieweit letzteres vorkam, zeigt sich in der säkularen Variation örtlicher Unterschiede auf größeren Strecken (5 bis 100 km Abstand). Das Rechenverfahren hierfür wurde a. a. O.\*\*\*) angegeben.

H. Haalck hat hervorgehoben, daß die Ozeane infolge der diamagnetischen Suszeptibilität des Meerwassers negative Anomalien am Rand geben können. In der Mitte der Ozeane, wo vielfach durch Inselvulkane die Nähe basischer Gesteine nachgewiesen wurde, wären dagegen meines Erachtens positive Anomalien der Induktion zu erwarten. Eine negative Wirkung des Wassers kann in größerem Abstand von der Küste nicht vorhanden sein; denn die Theorie zeigt\*\*\*), daß alle im Vergleich zu ihrer Tiefe (hier 8 km) sehr ausgedehnten (hier über 1000 km Radius) horizontalen Platten, vom Rande abgesehen, das Vertikalfeld nicht beeinflussen. Also bleibt nur die Wirkung der nicht plattenförmigen Gesteinsmassen am Meeresboden.

---

\*) K. Puzicha, Zeitschr. f. prakt. Geologie 1930, Heft 11 u. 12.

\*\*) Ergänzungshefte f. angew. Geophys. 2, 396 (1932).

\*\*\*) Gerlands Beitr. z. Geophys. 19, 269 (1928).

## Referate

Handbuch der Geophysik, herausgegeben von B. Gutenberg, Band I, Lief. 1; 308 Seiten, mit 41 Abbildungen und 18 Tabellen. Berlin, Gebr. Borntraeger, 1931.

Inhalt: B. Gutenberg, Einleitung: Allgemeines über die Geophysik. Fr. Nölke, Die Entwicklung des Sonnensystems und der Erde. M. Milankovitch, Stellung und Bewegung der Erde im Weltall. Fr. Hopfner, Figur der Erde, Dichte und Druck im Erdinnern.

Als Einleitung zu dem gesamten Handbuch gibt B. Gutenberg-Pasadena in wenigen Seiten einen kurzen Überblick über den Gegenstand, die Arbeitsmethoden und die Bedeutung der Geophysik. Die Geophysik befaßt sich mit allen physikalischen Fragen, die die ganze Erde oder Teile derselben angehen. Sie sucht die physikalischen Eigenschaften der Erde zu erforschen und ihre Wirkungen festzustellen. Entsprechend der Dreiteilung der Erde in festen Erdkörper, Meer und Atmosphäre und im Hinblick auf die Teilung der Physik in eine Reihe von Gebieten läßt sich eine entsprechende Einteilung der Geophysik gewinnen, wie sie Gutenberg in einer Tabelle angegeben hat. Die einzelnen Teilgebiete sind selbstverständlich nicht streng gesondert, sondern es finden sich mannigfache Übergänge.

Was die übrigen Naturwissenschaften angeht, so steht die Geophysik der Physik am nächsten, jedoch hat sie auch enge Beziehungen zu anderen Teilgebieten der Naturwissenschaft (Astronomie, Astrophysik, Geologie, Mineralogie, Chemie usw.). Diese enge Verknüpfung der Probleme und Arbeitsmethoden der Geophysik mit denen der anderen naturwissenschaftlichen Teilgebiete bedingt es, daß hier und da gewisse geophysikalische Fragen nicht von den Geophysikern selbst bearbeitet werden können, sondern daß ihre Untersuchung den Vertretern der Grenzwissenschaften überlassen werden muß.

Die Bedeutung der Geophysik beschränkt sich nicht allein auf die reine Wissenschaft, sondern sie spielt auch eine wichtige Rolle auf vielen Gebieten des menschlichen Lebens. Es sei nur erinnert an die gesamte Meteorologie (Landwirtschaft, Flugwesen, Schifffahrt usw.), die verschiedenen geophysikalischen Erforschungsmethoden des Meeres und der Seen (Fischerei, Seefahrt), die sogenannte angewandte Geophysik (Bergbau, Technik), Klimatologie usw. Damit sind die Probleme und Ziele der Geophysik gegeben und die Fragen, die in der nächsten Zeit zu bearbeiten sind.

Da die Erde nicht isoliert im Weltall steht, sondern ein Teil des Sonnensystems ist und mit seinen übrigen Gliedern in Wechselwirkung steht, wird in den beiden ersten Abschnitten des vorliegenden Handbuches auf die Entwicklung der Erde und ihre Stellung im Planetensystem eingegangen. Zuerst befaßt sich Fr. Nölke-Bremen im Abschnitt I mit der Entwicklung des Sonnensystems und der Erde. Er gibt eine reichhaltige Übersicht über die verschiedenen Theorien, die die Entstehung der Planeten und Monde zu erklären suchen. Für den Nichtastronomen scheint die Fülle der Ideen zunächst etwas verwirrend, doch versteht es Nölke, System in diese Menge zu bringen. Die verschiedenen Theorien werden klar dargestellt und kritisch behandelt. Sehr schön kommt zum Ausdruck, wie sich nach und nach aus den anfänglichen phantastischen Gedankengängen Theorien entwickeln, die sich auf physikalischer Grundlage aufbauen, so daß heute die Kosmogonie durchaus den Anspruch erheben darf, eine exakte Naturwissenschaft zu sein. Daß sich die verschiedenen Forscher in vielen, auch wesentlichen, Punkten noch nicht einig sind, ist eine Eigenschaft jeder jungen Wissenschaft und vermag daher nicht, ihre Bedeutung herabzusetzen.

In Abschnitt II befaßt sich M. Milankovitch-Belgrad mit der Stellung und der Bewegung der Erde im Weltall. Zuerst gibt er eine historische Einleitung, in welcher die Entwicklung der Kenntnisse über die Stellung und Bewegung der Erde von den Ägyptern an bis zu Kepler dargestellt wird. Besonders interessant ist es zu verfolgen, wie sich die uns ganz geläufigen Vorstellungen aus einem primitiven Urzustand bis zu der Höhe entwickelt haben, wie wir sie bei Kopernikus und Kepler finden. Hierauf folgt die Darstellung der Keplerschen Gesetze und ihres Zusammenhanges mit dem Newtonschen Gravitationsgesetz. Dann wird das Zweikörperproblem behandelt, das Mehrkörperproblem und die Störungsrechnung. Nach diesen theoretischen Entwicklungen geht Milankovitch im letzten Kapitel dieses Abschnittes auf die individuellen Daten des Planetensystems ein. Nach einem geschichtlichen Überblick über die astronomischen Entdeckungen im Planetensystem gibt er eine tabellarische Übersicht über die Bahnelemente und sonstigen Konstanten der Planeten und Satelliten. Der Schlußparagraph behandelt schließlich die Stellung und Bewegung des ganzen Sonnensystems im Weltall.

Den größten Raum in dem vorliegenden Teil des Handbuches nimmt der Abschnitt III ein. Hierin behandelt Fr. Hopfner-Wien die Figur der Erde, Dichte und Druck im Erdinnern. Zuerst befaßt er sich mit der Gestalt der Erde als geometrisches Problem. In diesem Kapitel wird über die älteren Gradmessungen, die die Halbachsen und die Abplattung des Erdellipsoids zu bestimmen suchen, und ihre Ergebnisse gesprochen. Dann folgt ein kurzer Bericht über die älteren Schweremessungen. Die Abplattungen, die man aus diesen Messungen erhält, stimmen jedoch so wenig mit den geometrisch gewonnenen überein, daß schon früh Zweifel an der ellipsoidischen Gestalt der Erde auftauchten. Dies führte schließlich zu der von H. Bruns formulierten Definition der Erdgestalt, mit der sich Hopfner eingehend im nächsten Kapitel beschäftigt. Bruns identifiziert die Frage nach der Erdfigur mit dem Problem, die Gesamtheit der Niveauflächen der Schwerkraft (Gravitation + Zentrifugalkraft) zu bestimmen. Demgemäß behandelt Hopfner zunächst ausführlich die potentialtheoretischen und die daraus folgenden geometrischen und analytischen Eigenschaften der Niveauflächen (Geoide). Er führt in bekannter Weise die Niveausphäroide mit Hilfe der Kugelfunktionsentwicklung der Geoide ein, definiert die Schwereanomalien und die Lotabweichungen und gelangt in üblicher Weise zum Clairautschen Theorem als Mittel zur Bestimmung der Abplattung des Erdsphäroids aus Schweremessungen. Zwangsläufig wird man dann zur Frage der verschiedenen Reduktionen der gemessenen Schwerewerte geführt, ein Problem, das in diesem Kapitel jedoch nur kurz angedeutet wird. Das nächste Kapitel bringt eine umfassende Darstellung der verschiedenen Methoden der geometrischen Vermessung (Horizontalwinkelmessung, Triangulation, geometrisches Nivellement, trigonometrisches Nivellement, astronomische Ortsbestimmung) und die Reduktionsverfahren zur Ausbreitung der vermessenen Punkte auf ein Bezugsellipsoid. Nunmehr folgt das Kapitel, in welchem sich Hopfner eingehend mit der Bestimmung der Geoide oder von Teilen der Geoide befaßt. H. Bruns hat gezeigt, daß es möglich ist, die Geoide zu bestimmen, ohne Hypothesen über die Verteilung der Massen im Erdinnern zu Hilfe zu nehmen, wenn folgende fünf Gruppen von Messungen über die ganze Erde erstreckt werden können: astronomische Ortsbestimmung (genügen zwei Messungen), Triangulation, trigonometrisches Nivellement, geometrisches Nivellement, Schweremessungen. Da jedoch solche Messungen nicht über die ganze Erde vorliegen, muß man andere Verfahren zu Hilfe nehmen, um die Geoidundulationen (Abweichungen des Geoids vom Niveausphäroid gleichen Arbeitswertes bzw. von einem entsprechenden Bezugsellipsoid) festzustellen. Hierzu gibt Hopfner drei Verfahren an: 1. das astronomische Nivellement, das die Geoidundulationen durch Integration der Lotabweichungen bestimmt, 2. ein Verfahren von K. Jankowski, der zu jedem Ort auf der Erde mit Hilfe der Schwereanomalien ein Ellipsoid zu bestimmen sucht,



das sich dem Geoid eng anschließt, 3. ein von Hopfner selbst in neuerer Zeit vorgeschlagenes, nach seiner Meinung hypothesenfreies Verfahren, das die Schwereanomalien mit Hilfe des erweiterten Clairautschen Theorems und der bekannten Formeln von Stokes verarbeitet. Bezüglich dieses letzteren Verfahrens muß jedoch bemerkt werden, daß seine Zulässigkeit (wenigstens in der Form, wie es Hopfner angibt) und Hypothesenfreiheit in jüngster Zeit bestritten wird und daß die Diskussion über diesen Gegenstand bis jetzt noch nicht abgeschlossen ist. Insbesondere streitet man sich über die Möglichkeit, isostatisch reduzierte Schwerewerte zu verwenden, die Hopfner nicht benutzen will, weil durch die isostatischen Reduktionen die Geoidundulationen verkleinert werden. Das nächste Kapitel befaßt sich im Hinblick auf die Wichtigkeit ellipsoidischer Bezugsflächen für die Geodäsie mit der Bestimmung solcher Flächen aus Lotabweichungen und anderen astronomischen Daten (Präzession, Nutation). Im Schlußkapitel endlich geht Hopfner ein auf die verschiedenen Theorien der Dichteverteilung im Erdinnern, auf die Bedingungen, die diese Verteilung erfüllen muß, um den verschiedensten Beobachtungstatsachen gerecht zu werden, und auf die Folgerungen, die sich hieraus für den Druck im Erdinnern (unter Anwendung hydrostatischer Gesichtspunkte) und für die Schwerkraft im Innern der Erde ergeben.

Heinrich Jung, Göttingen.

---

Handbuch der Geophysik, herausgegeben von B. Gutenberg. Band III, Lieferung 1, 570 S., mit 207 Abbild. Berlin, Gebr. Borntraeger, 1930. B. Gutenberg: Kräfte in der Erdkruste, S. 1 bis 31. F. v. Wolf: Plutonismus und Vulkanismus, S. 32 bis 348. A. Born: Erdkrustenbewegungen, S. 349 bis 441. B. Gutenberg: Geotektonische Hypothesen, S. 442 bis 547. H. Hess: Mechanische Wirkungen von Eis auf die Erdkruste, S. 548 bis 570.

Der bis auf einen Schlußteil vorliegende dritte Band des auf insgesamt zehn Bände berechneten Handbuches befaßt sich mit denjenigen Fragen, die sich bei einer Untersuchung der Veränderungen der Erdkruste erheben. Die Darstellung weist daher stark in das Gebiet der dynamischen Geologie und physikalischen Geographie hinüber. Von den endogenen Bewegungsvorgängen sind nur die Erdbeben ausgeschieden, welche auch nach dieser Richtung hin erst im vierten Band zusammen mit den rein physikalischen Problemen der Seismologie eingehende Berücksichtigung finden. Was die exogenen Vorgänge betrifft, so fehlt im wesentlichen nur noch eine Behandlung der mechanischen Wirkungen von Wasser und Wind sowie der Verwitterung; sie ist für eine zweite Lieferung vorgesehen.

Im ersten Abschnitt werden wir von B. Gutenberg theoretisch vor allem über die bei Temperaturänderungen im Erdkörper auftretenden Kräfte (u. a. über eine etwaige Kontraktion) sowie über die möglicherweise größere Horizontalverschiebungen von Krusteneinheiten bewirkenden Driftkräfte der Polflucht und der Gezeiten unterrichtet. Es wird ausgegangen von den grundlegenden Untersuchungen von G. H. Darwin und H. Jeffreys und bezüglich der Polflucht auch eine genaue Ableitung nach R. Wavre gegeben. Hingewiesen sei ferner auf die Diskussion der bei Polbewegungen auftretenden Kräfte und auf eine kurze Erörterung lokal wirkender Ursachen wie z. B. der Änderungen des Luftdruckes, des Seestandes und der Erwärmung der obersten Erdschichten.

So bildet dieser Abschnitt zugleich eine geeignete Grundlage für den vierten Abschnitt, in welchem, gleichfalls durch Gutenberg, die geotektonischen Hypothesen vorgeführt werden. Das Unsichere der mannigfachen Voraussetzungen für die hier herausgearbeiteten Gedankengänge wird gleich eingangs mit Recht besonders betont, worauf unter Hinweis auf speziellere Ausführungen an anderen Stellen des Handbuches zunächst eine gedrängte Übersicht über die zahlreichen Ausgangs-

tatsachen folgt. Dann zieht in mehr oder weniger eingehender kritischer Besprechung das bunte Bild der Hypothesen selbst am Leser vorüber, von der Goldschmidtschen Stoffwechseltheorie, der Jolyschen Radioaktivitätstheorie und verwandten Unterströmungshypothesen über thermisch-isostatische Vorstellungen zur Kontraktionstheorie und weiter über gewisse Vorstellungen von geotektonischen Wirkungen der Gezeiten und Polverlagerungen zur Theorie der Horizontalverschiebung der Kontinente. Besonderes Interesse dürfte die Erörterung der Kontraktions- und der Verschiebungstheorie beanspruchen. Bezüglich der ersteren wird der Standpunkt eingenommen, daß sie zwar qualitativ dem tatsächlichen Befunde durchweg entspricht, nicht aber quantitativ voll befriedigen könne, so daß noch andere Kräfte mit herangezogen werden müssen. Und diese Kräfte werden nun nach der in Abänderung der Wegenerschen Auffassung von Gutenberg selbst aufgestellten Fließtheorie außer in der Polflucht und in den mit Polwanderungen verknüpften Spannungen hauptsächlich darin gesehen, daß das etwa bei Ablösung des Mondes in der Erdkruste gestörte hydrostatische Gleichgewicht durch ein „Auseinanderfließen“ der wesentlich in sich zusammenhängenden Kontinentalschollen wieder hergestellt wird. Bemerkenswert erscheint dem Referenten, daß entsprechend seiner eigenen gelegentlich vertretenen Ansicht dem Schrumpfungsvorgang unserer Erde wieder mehr Beachtung geschenkt wird.

In nahen Beziehungen zu dem bisher Besprochenen steht nun auch noch der dritte Abschnitt, in welchem A. Born vom Standpunkt der dynamischen Geologie aus die Vorgänge der Orogenese und Epirogenese behandelt. In willkommener Weise wird eine Darlegung der molekularen Gesetzmäßigkeiten bei der elastischen Beanspruchung und Deformation, Schieferung und Faltung von Gesteinen vorausgeschickt und später noch auf diesbezügliche experimentelle Untersuchungen näher eingegangen. Auch vom geophysikalischen Standpunkt aus sei überdies auf die Ausführungen über Faltungstiefgang, den Zusammenschub bei Faltungsvorgängen, Geosynklinalen und die Periodizität der orogenetischen Vorgänge aufmerksam gemacht. Es findet sich dort u. a. der nicht unwichtige Hinweis, daß sich der Gegensatz zwischen orogenetischen und anorogenetischen Phasen in der Erdgeschichte mit fortschreitender Forschung mehr und mehr zu verischen scheint, indem eben Gebirgsbildung in einem gewissen Maße ständig statthät. Referent stimmt mit dem Verfasser in der geologischen Bewertung der Dislokationen bei neuzeitlichen Erdbeben überein, hält aber doch die Maximalbeträge der nach dem großen japanischen Beben vom 1. September 1923 in der Sagami-Bucht ermittelten Hebungen und Senkungen (Hebung um 250 m, Senkung um 400 m) für fehlerhaft [siehe Zeitschr. f. Geophys. 2, 205ff. (1926) und 4, 338 (1928)]. Was die Ursachen der orogenetischen und auch der epirogenetischen Bewegungen betrifft, so entscheidet sich der Verfasser zur Hauptsache dahin, daß immer die irgendwie hervorgerufene Störung und Wiederherstellung eines an sich vorhandenen Gleichgewichtszustandes zwischen Kruste und subkrustalem Material wesentlich ist. Unterströmungen dürften dabei eine beachtliche Rolle spielen. Insbesondere aber werden hier vom geologischen Standpunkt aus die Schrumpfungshypothese als solche sowie die Hypothesen, die mit Polflucht und Westdrift der Kontinentalschollen rechnen, als orogenetisch unzureichend charakterisiert. Daß in dieser Hinsicht Meinungsverschiedenheiten bestehen, kann bei dem komplexen Charakter des Problems sowie der unzulänglichen Möglichkeit, die Sicherheit der Voraussetzungen zu prüfen, und auch bei der Schwierigkeit, die Beobachtungen immer richtig zu deuten, natürlich nicht wundernehmen.

Erörterungen über die Beziehungen zwischen Großtektonik einerseits und Magma bzw. Erzlagerstätten andererseits berühren sich mit dem zweiten Abschnitt von v. Wolff über Plutonismus und Vulkanismus, in welchem bei gut 300 Seiten Umfang dieser Überschrift entsprechend der Vulkanismus der Oberfläche (der Vulkanis-

mus im engeren Sinne) und der Vulkanismus der Tiefe (der Plutonismus) eine eingehende Darstellung erfahren. Wir heben hervor die Behandlung der physikalischen Eigenschaften des Magmas, der Ausbruchsarten des Oberflächenvulkanismus (Linear- und Zentraleruptionen, Exhalationen) und der regionalen Verteilung der tätigen Vulkane. Bei den Ausführungen über den Tiefenvulkanismus wird dann auch zu der Frage der Beziehungen zwischen Vulkanismus und Gebirgsbildung Stellung genommen und nach kurzer kritischer Besprechung der Grundvorstellungen, welche einer Aktivität des Magmas und welche den tektonischen Prozessen die Hauptrolle zuschreiben möchten, die Ansicht vertreten, daß zwar, wie ja die geologischen Feldbeobachtungen lehren, Gebirgsbildung und Vulkanismus eng miteinander verknüpft sind, im Grunde aber doch beide Vorgänge selbständige Folgeerscheinungen allgemeinerer primärer Ursachen sind und nebeneinander herlaufen. Als primäre Hauptursache wird nun aber, wesentlich mit als Ergebnis eigener Untersuchungen des Verfassers über die Temperaturverteilung im Innern der Erde, ganz unmißverständlich die Erdkontraktion infolge Abkühlung angesprochen. Hinsichtlich einer derartigen Nebeneinanderstellung von Vulkanismus und Gebirgsbildung ist indessen noch zu berücksichtigen, daß v. Wolff der Orogenese als Substrat nur die dünne sedimentäre Haut zuerkennt.

Auf den letzten 23 Seiten dieser ersten Lieferung des ganzen Bandes wird schließlich von dem bekannten Gletscherforscher H. Hess eine Darstellung der mechanischen Wirkungen des Eises gegeben und damit zugleich der fünfte Abschnitt über die exogenen Vorgänge an der Erdoberfläche eingeleitet, dessen weitere Kapitel der zweiten Lieferung vorbehalten sind.

Alles in allem ist auf den vorliegenden fast 600 Seiten von den beteiligten Autoren ein außerordentlich reiches wissenschaftliches Material mit erheblicher Einflechtung eigener Forschungsergebnisse gründlich und objektiv verarbeitet worden, so daß das Werk seiner Aufgabe als neuzeitliches Handbuch auf den behandelten Gebieten der Geodynamik voll gerecht wird.

E. Tams, Hamburg.

---

Ergebnisse des Internationalen Breitendienstes von 1912,0 bis 1922,7  
von B. Wanach und H. Mahnkopf. Potsdam 1932.

Mit geteilten Gefühlen nehmen wir Deutschen diesen sechsten Band der Resultate des Internationalen Breitendienstes in die Hand, und wir sind dessen gewiß, daß es auch den meisten unserer ausländischen Kollegen ähnlich gehen wird. Ist es doch der letzte Band, der im Namen des Internationalen Breitendienstes von Potsdam aus in die Welt geht. Von deutschen Astronomen war aus mustergültigen Beobachtungen (Küstner) das Vorhandensein einer Polhöschwankung erkannt und durch Beobachtungen auf mehreren Stationen sichergestellt, auf deutsche Anregung hin wurde der Internationale Breitendienst organisiert, um die astronomisch und geophysikalisch so ungemein wichtigen Polhöschwankungen dauernd zu überwachen, und nach Deutschland (Potsdam) wurde daher selbstverständlich das Zentralbureau des Internationalen Breitendienstes gelegt. In vorbildlicher Weise wurden hier die Beobachtungen bearbeitet und regelmäßig veröffentlicht. Nicht der geringste sachliche Grund lag vor, nach dem Kriege an diesem Zustande irgend etwas zu ändern. Wenn jetzt auch die überwiegende Mehrheit unserer ausländischen Kollegen es aufrichtig bedauert, daß der „Internationale Forschungsrat“ seinerzeit sich die Blöße gab, jede Objektivität, das Fundament wissenschaftlicher Wahrheit und Arbeit verlassend, uns Deutsche vom Internationalen Breitendienste auszuschließen und uns die Leitung dieses von uns geschaffenen Werkes zu entziehen, so wird damit vorläufig doch an der Tatsache nichts geändert, daß wir den letzten der in Potsdam herausgekommenen Bände der „Ergebnisse des I. Breitendienstes“ vor uns haben.

Mit besonderer Dankbarkeit denken wir in diesem Augenblicke an alle die Männer, die im Zentralbureau so mustergültige Arbeit geleistet haben, vor allem an Helmert, Albrecht, Wanach und zum Schluß Mahnkopf, ferner auch an Gautier und van de Sande Bakhuyzen, denen es gelang, den I. Breitendienst auch während des Krieges am Leben zu erhalten. Der warme Ton, in dem zu dem vorliegenden Bande das Vorwort von I. I. A. Müller (Zeist-Holland) und C. F. Baeschlin (Zollikon-Schweiz) gehalten ist, wird von jedem besonders angenehm empfunden werden.

Der Band enthält die Resultate der Beobachtungen von Mizusawa, Carloforte und Ukiah von 1912,0 bis 1922,7, von Tschardjui von 1912,0 bis 1919,4, von Cincinnati von 1912,0 bis 1916,0 und von Gaithersburg von 1912,0 bis 1915,0.

Der Reduktion des Materials stellten sich diesmal besondere Schwierigkeiten entgegen. Erstens fielen drei von den sechs ursprünglichen Stationen im Laufe der Zeit ganz aus, und dann mußten von den früher benutzten Sternpaaren eine größere Anzahl, deren Deklinationen durch die Präzession ungünstig geworden waren, durch andere Paare ersetzt werden. Da die absoluten Deklinationen der Sternpaare und vor allem deren Eigenbewegungen noch nicht mit genügender Genauigkeit bekannt sind, muß das Deklinationssystem mit seinen Eigenbewegungen aus den Beobachtungen selbst abgeleitet werden. Jeder Fortfall von Sternpaaren und jede Hinzufügung von neuen Paaren zum Beobachtungsprogramm ändert jedesmal das bisher benutzte Deklinationssystem. Bisher wurde das in Band III abgeleitete System den weiteren Reduktionen zugrunde gelegt. Jetzt ist aus den 80 Sternpaaren, die seit 1900 in Benutzung waren, ein neues Deklinationssystem mit den Eigenbewegungen der Paare abgeleitet und diesem System die neuen Paare eingeordnet. Auf diese Weise ist so gut, wie es bis jetzt möglich ist, die Homogenität des Materials erreicht.

Aus dem instrumentellen Teile des Bandes sei erwähnt die besonders bei dem Instrumente in Tschardjui sehr deutliche, aber auch bei denen in Mizusawa, Carloforte und Ukiah angedeutete Abnahme des Temperaturkoeffizienten der Mikrometerschraube mit der Zeit, offenbar eine Folge molekularer Umlagerungen im Material der Instrumente durch ihr altern.

Bei der Polbewegung selbst ist auffallend die gestörte Bewegung um 1919 herum, zu der Zeit, zu der auch die Erdrotation eine Störung zeigt (ähnlich zu Beginn des Jahrhunderts). Auch in den Werten von  $Z$ , die von 1900 an im wesentlichen ansteigen, setzt mit 1918 ein starkes Fallen ein. Man wird nicht umhin können, das bisherige Material und auch das künftige in Verbindung mit den Schwankungen der Erdrotation (vgl. Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften 1928: Die Schwankungen unseres Zeitmaßes) zusammen zu bearbeiten und außer der Möglichkeit einer Drift des Erdmantels über den Kern auch die gegenseitigen Verschiebungen der Kontinente in Länge und Breite zu berücksichtigen. Das Problem erhält dadurch ein völlig anderes Aussehen, da die bisher zwischen den Stationen auftretenden Spannungen ( $Z$ -Glieder) fortfallen. Eine wesentliche Vermehrung der Stationen und vor allem die Errichtung eines Stationsgürtels in südlichen Breiten wäre hierzu allerdings notwendig.

Göttingen, 27. August 1932.

B. Meyermann.

# Theorie einiger gravimetrischer Instrumente nach dem Prinzip der bifilaren Aufhängung

Von **A. Berroth**, Aachen — (Mit 13 Abbildungen)

Es gibt bei bifilarer Aufhängung einer schweren Masse zwecks Messung der Schwerebeschleunigung zwei Möglichkeiten, Bifilarschwingungen von großer Periode zu erhalten. Diese sind gegeben, wenn man die hängende Masse mittels einer geeigneten Zusatzkraft um etwas mehr als  $90^\circ$  dreht und wenn man das Gehänge in eine um  $180^\circ$  gedrehte Lage versetzt. Beiden Möglichkeiten liegt die Benutzung der Nähe eines labilen Gleichgewichtszustandes als Prinzip zugrunde. In beiden Fällen können die Schwingungszeiten theoretisch  $= \infty$  gemacht werden, und in diesem Zusammenhang gibt eine kleine Veränderung des Gewichts eine große Winkeländerung der Gleichgewichtslage oder eine große Veränderung der Schwingungszeit, die je nachdem der Messung unterworfen werden sollen. Der erste Fall schließt infolge der erreichbaren hohen Empfindlichkeit die Möglichkeit in sich, die in die Lotrichtung fallende Komponente der Flutkraft von Sonne und Mond und ihre Variationen und damit das elastische Verhalten und die dynamischen Meereszeiten der Erde zu messen. Um jedoch auch lokale Schweredifferenzen auf der Erdoberfläche messen zu können, ist in beiden Fällen besondere Rücksicht auf die Transportmöglichkeit der Apparaturen genommen worden. Bekanntlich sind seit Kriegsende von verschiedenen Seiten und auf verschiedenen Wegen die Anstrengungen vervielfältigt worden, durch Entgegenstellung elastischer Kräfte Schweredifferenzen zu messen. Da wohl alle diese Apparate an ein und derselben „Krankheit“ leiden, nämlich der trotz der epochemachenden Erfindungen von Ch. Guillaume nur knapp genügenden thermischen Konstanz, so schien es lohnend, die vorliegenden elastischen Verhältnisse im Rahmen des gesteckten Zieles zu untersuchen. Im III. Teil ist die Theorie einer Bifilar-Drehwaage erörtert. Alle Zahlenrechnungen beziehen sich auf das absolute Maßsystem.

## I. Theorie des festaufgestellten Gravimeters Perrot-Schmidt und eines transportablen Instruments nach diesem Prinzip

Das einzige Instrument, das bisher bekannt geworden ist zur praktischen Messung der zeitlichen Veränderungen der Schwerebeschleunigung auf ein und demselben Standpunkt in Richtung der Lotrichtung ist das Gravimeter von Perrot-Schmidt\*). Dieses Instrument war schon ursprünglich zur Messung

---

\*) M. Perrot: Comptes rendus **54**, 728 (1862). In diesem Bericht ist die Rede von zwei Apparaten, von denen der zweite ein Horizontalpendel darstellt. Da es sich um die Richtigstellung einer Namengebung handelt, sei im folgenden die auf den obigen Apparat bezügliche Stelle wörtlich angeführt. Danach hat der Erfinder den Apparat praktisch erprobt und auch bereits die empfindliche Einstellung erkannt (angle de

von Variationen der Schwerebeschleunigung an ein und demselben Ort gedacht (Perrot 1862), wozu späterhin die Erkenntnis der Eignung als Seismometer trat (Schmidt), es wurde jedoch sehr bald als ein zur Messung aller vertikalen Beschleunigungen brauchbarer Apparat erkannt (Schmidt). Das Instrument kann entstanden sein in Anlehnung an das Bifilarmagnetometer von C. F. Gauß, an welchem die erdmagnetische Richtkraft durch eine tordierte Feder ersetzt wird, doch ist über einen solchen Zusammenhang nichts bekannt. Perrot hat bereits darauf hingewiesen, daß der Apparat eine Änderung der Schwerkraft bis zu  $1/100000000$  der Intensität erkennen lasse, eine Wirkung, die nach Angaben des Konstrukteurs zehnmal kleiner sei als die Maximalwirkung des Mondes.

Er hat nach dem vorhandenen kurzen Bericht offenbar auch Versuche angestellt (expériences), jedoch ist über Ergebnisse nichts bekannt geworden. Die ersten brauchbaren Beobachtungen auf Grund eines verbesserten Apparates hat erstmalig (1913) W. Schweydar angestellt, dem es gelang, damit die Hauptmondwelle  $M_2$  aus einjährigen Registrierungen abzuleiten.

Schweydars Änderungen des Perrot-Schmidtschen Apparates bestanden hauptsächlich darin, die Seidenfäden des Bifilargehänges durch 0.04 mm dicke gealterte Platiniridiumfäden zu ersetzen und eine tordierte Feder aus 0.6 mm dickem gehärtetem Stahldraht anzuwenden.

Die Messung konnte, wie im folgenden gezeigt wird, nur gelingen unter der Voraussetzung außergewöhnlicher Ansprüche an die Konstanz der Temperatur.

Besonders gefährlich hätten der Messung periodische Temperaturschwankungen von der Periode des abzuleitenden Gliedes werden müssen, die jedoch bei der Aufstellung 25 m unter der Oberfläche offenbar nicht vorhanden waren. Aber auch jede andere noch so geringfügige Temperaturschwankung mußte als höchst lästig empfunden werden.

---

rotation appréciable). Da M. Schmidt in seiner ersten Arbeit (Gerlands Beitr. z. Geophysik 4, 109) auf diesen Artikel Bezug nimmt, so ist damit erwiesen, daß die Nennung Trifilar-Gravimeter von Schmidt, die auch W. Schweydar anwendet, nicht genau zutrifft, sondern daß das Instrument heißen muß: Gravimeter von Perrot-Schmidt.

M. Perrot soumet au jugement de l'Académie les principes de deux appareils destinés à rendre manifestes et mesurables les variations occasionées dans l'intensité et la direction de la pesanteur à la surface de la terre par les divers mouvements de notre globe et l'attraction des corps célestes.

Un plateau étant suspendu à l'extrémité inférieure d'un ressort hélicoidal très long, si l'on dépose un poids sur ce plateau, deux effets simultanés sont produits: abaissement et rotation du plateau. Négligeant l'abaissement, je crois, dit M. Perrot, pouvoir conclure de mes expériences qu'à l'aide d'un ressort de quelques mètres de hauteur et de diamètre très petit, on peut concevoir l'espérance de constater par un angle de rotation appréciable un centmillionème de variation dans l'intensité de la pesanteur c'est à dire une action dix fois plus faible que le maximum de la lune.

Renvoi à l'examen d'une commission composée de MM Babinet & Delaunay.

W. Schweydar: Beobachtung der Änderung der Intensität der Schwerkraft durch den Mond, Akad. d. Wiss. Berlin 1914.

Es war im folgenden das Ziel, die störenden Einflüsse theoretisch zu untersuchen (worüber bisher nichts bekannt geworden ist) und die Bedingungen so zu verbessern, daß bei einer Wiederholung der Messung auch die anderen größeren Wellen und womöglich noch genauere Resultate erhalten werden, so daß sie mit den besten Horizontalpendelmessungen auf einer Stufe stehen\*). Außerdem werden die Prinzipien erörtert, die an einem transportablen Apparat zu erfüllen sind. Es wird sich im folgenden zeigen, daß die empfindlichste Stelle des Apparates die Feder darstellt. Da seit 1914 beträchtliche Fortschritte in der Herstellung von Stählen erzielt worden sind, dürften eine Ersetzung der Feder aus gewöhnlichem Stahl und ähnlich der Platiniridiumfäden durch geeignetere Materialien wie auch sonstige Verbesserungen ein beträchtlich günstigeres Ergebnis erwarten lassen.

Über das Material der unteren Scheibe, an welcher die Bifilarfäden befestigt waren, ist keine Angabe zu finden. Auch hier wird man mit temperatur-unempfindlichem Material Verbesserungen erzielen können.

Die obere Befestigungsstelle der Bifilarfäden war ein Glaszylinder. Obwohl gewöhnliches Glas bereits einen kleinen Ausdehnungskoeffizienten hat ( $9 \cdot 10^{-6}$ ), wird man doch späterhin zu Quarzglas aus amorphem Quarz übergehen ( $0.5 \cdot 10^{-6}$ ). Verhältnismäßig stark gehen infolge der Auftriebswirkung die Störungen der Luftdichte ein. Obwohl dieselben unregelmäßig sind (abgesehen von den Gezeiten des Luftmeeres), wird man sie doch durch eine luftdichte Aufstellung vermeiden. Diese Anregung für späterhin hat bereits W. Schweydar gegeben, jedoch bei seinem Apparat noch nicht angewandt. Von grundlegender Wichtigkeit für alle Anwendungen ist die theoretische Kenntnis der Funktion aller Teile des Apparates und ihrer Gesamtwirkung sowie der günstigsten Arbeitsbedingungen.

Wirkungsweise des Apparates. Bringt man durch Drehen am Torsionskopf den Balken in eine Stellung zwischen  $90$  und  $91.8^{\circ}$  (nach gewähltem Beispiel) möglichst nah an den Umschlagpunkt, so wird die Schwingungszeit immer größer.

---

\*) Bekanntlich ist die reine Bestimmung der Schwereänderung in ihren drei Komponenten oder die Bestimmung der elastischen Konstanten des Erdkörpers nach diesem Verfahren eine sehr komplizierte Aufgabe. Die beiden Einflüsse lassen sich nur durch eine Kombination von Horizontalpendel- und Gravimeterbeobachtungen trennen, wobei jedoch die sekundären Einflüsse der Gezeiten des Meeres (und auch in geringem Grade der Luft) außerordentlich stören.

Diese Störungen ließen sich jedoch größtenteils eliminieren, wenn man gewisse eintägige Wellen aus den Registrierungen ableiten könnte. Dies ist aber bis jetzt nur bei den Horizontalpendeln, nicht aber bei den Gravimeterbeobachtungen gelungen, so daß eine Ermöglichung der letzteren weittragende Schlüsse über die elastischen Konstanten der Erde und, was noch wichtiger ist, über die dynamischen Gezeiten der freien Ozeane zulassen würde, von welchen bis jetzt nur eine (nicht immer zutreffende) Theorie besteht, welche somit dadurch weitgehend befruchtet werden könnte; vgl. hierzu:

A. Berroth: Über die Messung der Variation der Schwere durch Sonne und Mond unter Berücksichtigung der dynamischen Meeresgezeiten. Nachr. d. Göttinger Ges. d. Wiss. 1932, V, S. 449.

Läßt man den Balken um die nun erreichte Stellung kleine Schwingungen ausführen, so kommt zur D'Alembertschen Trägheitskraft ein mit dem Ausschlagswinkel proportionaler Teil der Federkraft hinzu, der mit dem Winkel sein Vorzeichen ändert, während diesen Kräften ein kleiner Teil des Bifilmomentes entgegenwirkt, der ebenfalls mit dem Winkel sein Vorzeichen ändert.

Das Ganze läuft also, soweit man Schwingungszeiten messen will, im Grunde genau auf dasselbe Prinzip hinaus, das vor kurzem F. Holweck und P. Lejay\*) auf ganz andere Weise erreicht haben.

Ein zweites Meßprinzip ist das der Beobachtung von Veränderungen der Gleichgewichtslage.

Man sollte vermuten, daß bereits bei einer Drehung des Gehänges um genau  $90^\circ$  die Federkraft ein Umschlagen bewirkt, da alsdann das bifilare Drehmoment sein Maximum erreicht hat. Da jedoch in der Nähe von  $90^\circ$  der Weiterlauf des Gehänges einen schnelleren Verlust an Federkraft mit sich bringt, als der Veränderung des bifilaren Drehmomentes entspricht, so bewirkt dieser Umstand ein geringes Hinausschieben der Stelle, an welcher das Maximum des Federmomentes erreicht wird, wie man leicht aus der Figur erkennt.

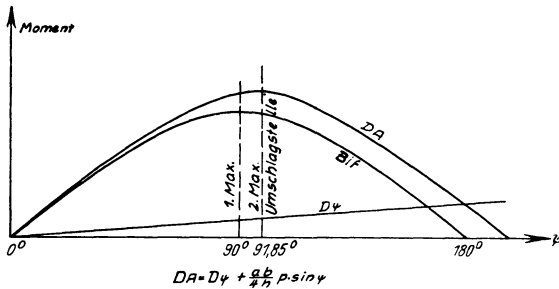


Fig. 1  
Einstellung des Gravimeters Perrot-Schmidt

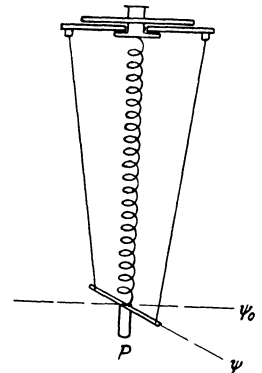


Fig. 2. Prinzip des Gravimeters Perrot-Schmidt

Bei dem für die Messung der Komponente der Flutkraft in Frage kommenden Apparat wird die rund 500mal höhere Genauigkeit durch einen besonderen Kunstgriff erreicht, der dem Scharfsinn seines Erfinders alle Ehre macht. Wenn nämlich von einem Totalgewicht von 500 g die Bifilarfäden nur wenige Gramm tragen, so gehen Schwereänderungen trotzdem multipliziert mit der Gesamtmasse, also mit 500 ein.

\*) F. Holweck und P. Lejay: Comptes Rendus de l'Académie Paris 1930, p. 1387. Dieselben: Perfectionnements à l'instrument transportable pour la mesure rapide de la gravité. C. R. 1931, p. 1116. Dieselben: Nouveau modèle de pendule Holweck-Lejay; valeur de la gravité en quelques points de la France continentale et en Corse. C. R. 1931, déc. 21.



**a) Allgemeine Theorie.** Ist  $r$  der Radius des die Feder-Schraubenlinie enthaltenden Zylinders und  $\alpha$  die Neigung oder der Steigungswinkel der Spirale gegen die Horizontale, so ist die Drillung pro Längeneinheit:  $\tau = 1/r \cdot \sin \alpha \cdot \cos \alpha$ , die Biegung der Schraubenlinie:  $\beta = 1/r \cdot \cos^2 \alpha$  (Krümmung). Aus der Statik\*) ist folgender Satz bekannt: Durch jeden Punkt der Mittellinie eines elastischen Drahtes gibt es drei bestimmte, zu einander senkrechte Richtungen, die so beschaffen sind, daß, wenn man auf irgend zwei Teile des Drahtes in Ebenen, die zu einer dieser Richtungen senkrecht sind, entgegengesetzte Kräftepaare wirken läßt, jeder dazwischenliegende Teil eine Rotation in einer Ebene erfährt, die den Ebenen der Kräftepaare parallel ist.

In dem vorliegenden Falle fällt eine solche ausgezeichnete Richtung in die Längsachse des Drahtes, während die zwei anderen Achsen darauf senkrecht stehen; die erste Achse ist eine Achse reiner Torsion, die beiden anderen solche reiner Biegung. Das Biegungskräftepaar hat man sich in der Schmiegeebene der Schraubenlinie, das Torsionskräftepaar in der zur Mittellinie des Drahtes senkrechten Ebene angreifend zu denken.

Die bei einer Verdrehung  $\Delta$  in der Mantelfläche des Drahtes auftretende Schubspannung sei  $t$ ,  $\rho$  sei der Radius des Drahtes und  $l$  seine Gesamtlänge, dann gilt:

$$\Delta = \frac{t}{E'} \cdot \frac{l}{\rho};$$

wo  $E'$  den Schubmodul bedeutet.

Für das Gleichgewicht muß das Moment des verdrehenden Kräftepaares gleich sein dem Moment  $M'$  sämtlicher in einem Drahtquerschnitt auftretenden Verdrehungswiderstände in Beziehung auf den Mittelpunkt des Querschnittes:

$$M' = \frac{t}{\rho} \cdot J'$$

oder

$$M' = \tau \cdot E' J'.$$

Die bei einer Biegung  $1/r$  in der konvexen Mantelfläche im Abstand  $e$  von der neutralen Faser auftretende Zugspannung sei  $k$ , dann gilt:

$$k = \frac{E e}{r}$$

( $E$  = Elastizitätsmodul). Für das Gleichgewicht muß das Moment  $M$  des biegender Kräftepaares gleich sein dem Moment sämtlicher in einem Drahtquerschnitt

---

\*) W. Thomson und P. G. Tait: Natural Philosophy (Lehrbuch der Theoretischen Physik) Nr. 596 u. folgende.

auftretenden Biegungswiderstände in Beziehung auf die Schwerlinie des Querschnittes:

$$M = \frac{k}{e} \cdot J,$$

$$M = \beta \cdot EJ.$$

Im Falle, daß die beiden Widerstandsmomente gegen Biegung gleich sind, was bei einem kreisrunden Draht der Fall ist, sind somit  $EJ$  und  $E'J'$  die Größen der Kräftepaare, welche den vorhandenen Draht in die Einheit der Biegung und Torsion versetzen.

Die elastischen Kräfte müssen mit den äußeren Kräften im Gleichgewicht sein, wenn man den Draht in einer bestimmten Lage festhalten will.

Die äußeren Kräfte kann man sich im vorliegenden Falle auf eine einzige Kraft  $R$  und ein Kräftepaar  $G$  zurückgeführt denken, welche, falls man ein Ende des Drahtes festhält, am anderen Ende angreifen.

Nach den praktisch gegebenen Verhältnissen greift die äußere Kraft  $R$  am unteren Ende vertikal nach unten an und übt in der Vertikalebene durch die Achse der Spirale ein Drehmoment  $Rr$  aus, während das äußere Drehmoment in einer horizontalen Ebene wirkt. Nach einem Satz aus der Statik kann man die Kraft  $R$  weiterhin zurückgeführt denken auf eine gleich große in der Spiralachse wirkende Kraft und ein Kräftepaar  $Rr$ .

Wir werden also auch die elastischen Kräftepaare zerlegen in ihre Komponenten senkrecht und parallel zur Spiralachse. Die Gleichgewichtsbedingungen sind alsdann folgende:

$$R = -EJ(\beta/r) \sin \alpha + E'J'(\tau/r) \cos \alpha;$$

$$G = EJ\beta \cos \alpha + E'J'\tau \sin \alpha.$$

Hierbei wird die Kraft  $R$  positiv gerechnet, wenn sie die Spirale ausspannt,  $E$  ist der Youngsche Modul,  $E'$  der Schubmodul, für welchen nach den Gesetzen der Elastizitätslehre die Beziehung gilt:

$$E' = \frac{\sigma}{2(\sigma + 1)} E;$$

$\sigma$  = Querkontraktionskoeffizient, der für Metalle zwischen 3 und 4 liegt.

$J$  und  $J'$  sind die Flächenträgheitsmomente in Beziehung auf eine Schwerachse des Querschnittes und in Beziehung auf den Mittelpunkt.

Für Kreisquerschnitt gilt:

$$J = \frac{\pi d^4}{64}, \quad J' = 2J.$$

Wir denken uns die senkrecht hängende Feder, solange sie durch das Gehänge noch nicht belastet ist, in ihren Ausgangszustand gebracht durch eine virtuelle Kraft  $R_1$  und ein virtuelles Drehmoment  $G_1$ , die zusammen den Ausgangszustand vollständig umschreiben. Insbesondere sei das Eigengewicht der Feder in  $R_1$  enthalten.

Im Anfangszustand seien also  $R_1, G_1, r_1$  vorhanden, durch Belastung und Torsion wird die Feder in den Zustand  $R_2, G_2, r_2$  versetzt, in welchem das Gehänge an den empfindlichen Punkt gelangt ist, an welchem die Messung vorgenommen werden soll. Alsdann gelten die Gleichungen:

$$\begin{aligned} R_1 &= - EJ (\beta/r_1) \sin \alpha_1 + E' J' (\tau/r_1) \cos \alpha_1, \\ G_1 &= EJ \beta \cos \alpha_1 + E' J' \tau \sin \alpha_1, \\ R_2 &= - EJ (\beta/r_2) \sin \alpha_2 + E' J' (\tau/r_2) \cos \alpha_2, \\ G_2 &= EJ \beta \cos \alpha_2 + E' J' \tau \sin \alpha_2. \end{aligned}$$

Die Änderungen zwischen Ausgangs- und Endzustand sind also hervorgerufen durch die Kraft  $\Delta R$  und das Drehmoment  $\Delta G$ :

$$\begin{aligned} \Delta R &= - EJ \left\{ \frac{\cos^2 \alpha_2 \sin \alpha_2}{r_2^2} - \frac{\cos^2 \alpha_1 \sin \alpha_1}{r_1^2} \right\} \\ &\quad + E' J' \left\{ \frac{\cos^2 \alpha_2 \sin \alpha_2}{r_2^2} - \frac{\cos^2 \alpha_1 \sin \alpha_1}{r_1^2} \right\}, \\ \Delta G &= EJ \left\{ \frac{\cos^3 \alpha_2}{r_2} - \frac{\cos^3 \alpha_1}{r_1} \right\} \\ &\quad + E' J' \left\{ \frac{\cos \alpha_2 \sin^2 \alpha_2}{r_2} - \frac{\cos \alpha_1 \sin^2 \alpha_1}{r_1} \right\}. \end{aligned}$$

Führen wir die Länge des Drahtes  $l$ , ferner den gegenseitigen senkrechten Abstand der Angriffspunkte der Kräfte (Enden der Feder)  $x$  und den Verdrehungswinkel  $\varphi$  des beweglichen Federendes gegen das feste ein, so gilt im Ausgangszustand:

$$\sin \alpha_1 = \frac{x_1}{l}, \quad \cos \alpha_1 = \frac{r_1}{l} \varphi_1;$$

im Endzustand:

$$\sin \alpha_2 = \frac{x_2}{l}, \quad \cos \alpha_2 = \frac{r_2}{l} \varphi_2.$$

Dann erhalten wir:

$$\begin{aligned} \Delta R &= - \frac{1}{l^3} (EJ - E' J') \{x_2 \varphi_2^2 - x_1 \varphi_1^2\}, \\ \Delta G &= \frac{EJ}{l^3} \{(l^2 - x_2^2) \varphi_2 - (l^2 - x_1^2) \varphi_1\} + \frac{E' J'}{l^3} (x_2^2 \varphi_2 - x_1^2 \varphi_1); \end{aligned}$$

für Kreisquerschnitt:

$$\begin{aligned} \Delta R &= - \frac{\pi d^4}{64 l^3} (E - 2 E') \{x_2 \varphi_2^2 - x_1 \varphi_1^2\}, \\ \Delta G &= \frac{\pi d^4}{64 l^3} \{E[(l^2 - x_2^2) \varphi_2 - (l^2 - x_1^2) \varphi_1] + 2 E' (x_2^2 \varphi_2 - x_1^2 \varphi_1)\}. \end{aligned}$$

Es falle die Ebene durch die Spiralachse und das obere Federende in die Richtung der Balkenachse, wenn dieser frei an zwei Fäden aufgehängt ist (eine Voraussetzung, die keine weiteren Folgen hat als die der Einfachheit) und die azimutale Richtung dieser Ebene sei  $\psi_0$ .  $\psi_1$  sei die Richtung des Balkens in der Ausgangsstellung der Feder, also vor der Belastung,  $\psi_2$  die Richtung des Balkens in der Gebrauchsstellung,  $A_1$  die Richtung des unteren Federendes in der Ausgangsstellung,  $A_2$  seine Richtung in der Gebrauchslage.

Dann ist:

$$\varphi_1 = A_1 - \psi_1,$$

$$\varphi_2 = A_2 - \psi_2.$$

An der empfindlichen Stelle, an der die Beobachtung stattfinden soll, sei  $p$  der Gewichtsanteil des Gesamtgewichts  $P$ , der von den Fäden der bifilaren Aufhängung getragen wird (genauer die Summe der Vertikalspannungen der beiden Fäden). Das Federgewicht ist sowohl in  $R_1$  als in  $R_2$  enthalten. Das Fadengewicht rechnet zu  $p$ .

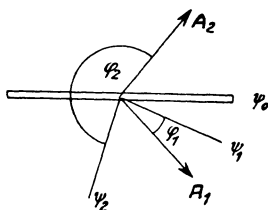


Fig. 3

Balken- und Federstellung

Das bifilare Drehmoment, auf welches wir später noch genauer eingehen, ist mit hoher Annäherung:

$$D = \frac{a b}{4 h} p \sin(\psi_2 - \psi_0),$$

$$p = P + \Delta R,$$

( $\Delta R$  ist negativ), wobei  $a, b$  die Horizontalprojektion der Verbindungslinien der oberen und unteren Fadenbefestigungsstellen,  $h$  der Vertikalabstand, gemessen in der Gebrauchslage, bedeuten.

Es besteht somit die Gleichgewichtsbedingung:

$$\begin{aligned} \frac{a b}{4 h} \sin(\psi_2 - \psi_0) & \left[ P - \frac{1}{\gamma^3} (E J - E' J') \{ x_2 (A_2 - \psi_2)^2 - x_1 (A_1 - \psi_1)^2 \} \right] \\ & = \frac{E J}{\gamma^3} \{ (\gamma^2 - x_2^2) (A_2 - \psi_2) - (\gamma^2 - x_1^2) (A_1 - \psi_1) \} \\ & \quad + \frac{E' J'}{\gamma^3} \{ x_2^2 (A_2 - \psi_2) - x_1^2 (A_1 - \psi_1) \}, \end{aligned}$$

und die Differentialbeziehungen für alle Veränderliche, die zunächst in Frage kommen:

$$d \psi_2 = \frac{v}{s} d P + \frac{t}{s} d \psi_1 + \frac{u}{s} d x_1 + \frac{u'}{s} d x_2 + \frac{w}{s} d E + \frac{w'}{s} d E' + \frac{w''}{s} d l;$$

$$\begin{aligned} s & = \frac{a b p}{4 h} \cos(\psi_2 - \psi_0) + \frac{2 a b x_2}{4 h \gamma^3} (A_2 - \psi_2) \sin(\psi_2 - \psi_0) (E J - E' J') \\ & \quad + \frac{E J}{\gamma} - \frac{x_2^2}{\gamma^3} (E J - E' J'); \end{aligned}$$

$$t = \frac{a b x_1}{2 h \gamma^3} (A_1 - \psi_1) \sin(\psi_2 - \psi_0) (EJ - E' J') + \frac{EJ}{\gamma} - \frac{x_1^2}{\gamma^3} (EJ - E' J');$$

$$u = -\frac{a b}{4 h \gamma^3} (A_1 - \psi_1)^2 \sin(\psi_2 - \psi_0) (EJ - E' J') \\ + \frac{2 x_1}{\gamma^3} (A_1 - \psi_1) (EJ - E' J');$$

$$u' = \frac{a b}{4 h \gamma^3} (A_2 - \psi_2)^2 \sin(\psi_2 - \psi_0) (EJ - E' J') \\ - \frac{2 x_2}{\gamma^3} (A_2 - \psi_2) (EJ - E' J');$$

$$v = -\frac{a b}{4 h} \sin(\psi_2 - \psi_0);$$

$$w = \frac{a b}{4 h \gamma^3} J \{x_2 (A_2 - \psi_2)^2 - x_1 (A_1 - \psi_1)^2\} \sin(\psi_2 - \psi_0) \\ + \frac{J}{\gamma^3} [(\gamma^2 - x_2^2) (A_2 - \psi_2) - (\gamma^2 - x_1^2) (A_1 - \psi_1)];$$

$$w' = -\frac{a b}{4 h \gamma^3} J' \{x_2 (A_2 - \psi_2)^2 - x_1 (A_1 - \psi_1)^2\} \sin(\psi_2 - \psi_0) \\ + \frac{J'}{\gamma^3} [x_2^2 (A_2 - \psi_2) - x_1^2 (A_1 - \psi_1)];$$

$$w'' = -\frac{3 a b}{4 h \gamma^4} \{x_2 (A_2 - \psi_2)^2 - x_1 (A_1 - \psi_1)^2\} \sin(\psi_2 - \psi_0) (EJ - E' J') \\ - \frac{EJ}{\gamma^2} [(A_2 - \psi_2) - (A_1 - \psi_1)] + \frac{3 EJ}{\gamma^4} [x_2^2 (A_2 - \psi_2) - x_1^2 (A_1 - \psi_1)] \\ - \frac{3 E' J'}{\gamma^4} [x_2^2 (A_2 - \psi_2) - x_1^2 (A_1 - \psi_1)];$$

sowie

$$dg = -\frac{4 g h s}{a b P \sin(\psi_2 - \psi_0)} d\psi_2, \\ = -\frac{g}{K_b} \frac{p}{P} s d\psi_2.$$

Schwingungsbeobachtungen. Bedeutet  $j$  das Massenträgheitsmoment des schwingenden Körpers in Beziehung auf die Drehachse,  $90^\circ + \Theta_n$  die normale Gleichgewichtslage,  $\vartheta$  die Elongation aus derselben, so folgt aus dem Satz der Mechanik, daß die Summe der Drehmomente der äußeren Kräfte = dem Produkt aus Trägheitsmoment und Winkelbeschleunigung ist, die Differentialgleichung der Schwingungsbewegung (ohne Dämpfung), wobei  $\Theta_n$  als klein von

I. Ordnung,  $\vartheta$  klein von II. Ordnung angenommen wird, bis zu Gliedern III. Ordnung:

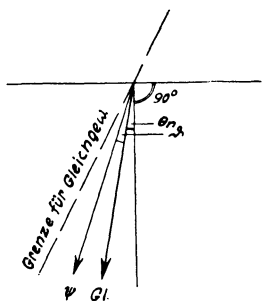


Fig. 4. Schwingungen um die Gleichgewichtslage

$$\begin{aligned}
 -j \frac{d^2 \vartheta}{dt^2} &= K_t \vartheta - K_b \sin \Theta_n \sin \vartheta, \\
 K_t &= \frac{E J}{l^3} (l^2 - x_2^2) + \frac{E' J'}{l^3} x_2^2, \\
 K_b &= \frac{a b}{4 h} p.
 \end{aligned}$$

Für  $\infty$  kleine Amplitude erhält man die einfache Schwingungsdauer und die Empfindlichkeit aus:

$$\begin{aligned}
 T &= \pi \sqrt{\frac{j}{K_t - K_b \sin \Theta_n}}, \\
 \frac{dT}{T} &= \frac{1}{2} \frac{K_b}{K_t - K_b \sin \Theta_n} \frac{dg}{g}.
 \end{aligned}$$

somit eine  $K_b : (K_t - K_b \sin \Theta_n)$ fache Empfindlichkeit gegenüber einem frei schwingenden Pendel gleicher Periode. Daraus folgt z. B. mit:

$$\begin{aligned}
 a &= 3, & j &= 2, & E &= 2 \cdot 10^{12}, \\
 b &= 3, & p &= 20.981, & E' &= 0.8 \cdot 10^{12}, \\
 h &= x_2 = 29.92, & \Theta_n &= 1^\circ 44', & J &= 8.9 \cdot 10^{-10}, \\
 l &= 33, & K_t &= 45, & J' &= 17.8 \cdot 10^{-10}
 \end{aligned}$$

$$K_b \cdot \sin \Theta_n = 44.7$$

das Resultat  $T = 8$  sec für  $\infty$  kleine Amplitude.

Ähnlich wie bei dem zweiten später behandelten Instrument tritt auch hier im Nenner der Wurzel eine Differenz auf, weshalb für einen bestimmten Wert  $\Theta_n$   $T = \infty$  gemacht werden kann.

Zur Erreichung einer Genauigkeit von  $dg = \pm 0.001$  muß, Konstanz der Gleichgewichtslage vorausgesetzt,  $T$  mit der Genauigkeit von  $\pm 0.001$  sec bestimmt werden, d. h. für 140 Schwingungen Anfang und Ende mit  $\pm 0.1$  sec, was mit einem einfachen Chronometer, ohne dessen Gang bestimmen zu müssen, leicht erreicht wird; also in diesem Punkt rund 300mal geringere Anforderungen als bei einem frei schwingenden  $1/2$  sec-Pendel.

**b) Weitere Grundbedingungen.** 1. Allgemeine Empfindlichkeit. Höchste Empfindlichkeit tritt ein, wenn einer bestimmten Schwereänderung ein möglichst großer Winkelausschlag entspricht. Dies ist der Fall für  $s = 0$ . Dies bedingt jedoch auch höchste Empfindlichkeit für alle Störungsursachen. Man erhält so die günstigste Balkenstellung aus:

$$\sin(\psi_2 - \psi_0 + \mu) = -\frac{1}{\gamma l} \left\{ EJ - \frac{x_2^2}{l^2} (EJ - E'J') \right\},$$

mit  $\mu$  aus:

$$\operatorname{tg} \mu = \frac{p l^3}{2 x_2 \varphi_2 (E J - E' J')} \quad \text{und} \quad \gamma^2 = \left( \frac{a b p}{4 h} \right)^2 + \left( \frac{a b x_2 \varphi_2 (E J - E' J')}{2 h l^3} \right)^2,$$

oder einfacher aus:

$$\sin(\psi_2 - \psi_0 + \mu) = - \frac{4 h \sin \mu}{a b p l} \left\{ E J - \frac{x_2^3}{l^2} (E J - E' J') \right\}.$$

Es ergibt sich daraus, daß  $(\psi_2 - \psi_0)$  in der Nähe von  $90^\circ$  liegen muß, und zwar größer als  $90^\circ$  ist.

Bemerkenswert ist dabei, daß die Phasenverschiebung  $\mu \sim 90^\circ$  von den Dimensionen des Apparates, den Materialien und der Belastung, die die Fäden aufnehmen, abhängig ist. Z. B. erhält man für Fall 3\*), S. 361 mit

$a = 3$	$x_2 = 29.92$
$b = 3$	$\varphi_2 = 68.5$
$p = 20.981$	$J = 8.9 \cdot 10^{-10}$
$l = 33$	$E = 2 \cdot 10^{12}$
$h = 29.92$	$E' = 0.8 \cdot 10^{12}$

das Resultat:

$$\mu = 89^\circ 53'$$

und

$$\begin{aligned} \psi_2 - \psi_0 + \mu &= 181^\circ 44' \\ \psi_2 - \psi_0 &= 91^\circ 51'. \end{aligned}$$

Man erreicht die höchste Empfindlichkeit jedoch auch so, daß man für Winkel  $\psi_2 - \psi_0$  größer als  $90^\circ$  unter Beibehaltung des gewählten Winkels und Variieren des Gewichtes die Schwingungszeit steigert, d. h. daß man  $p$  aus der Gleichung  $s = 0$  bestimmt.

Der Empfindlichkeitsgrad wird am besten empirisch ermittelt. Das Auflegen eines Gewichtes  $dM$  Gramm ist gleichbedeutend mit einer Änderung  $dg = dM \cdot g/M$ , wo  $M$  die Gesamtmasse des angehängten Gewichtes bedeutet.

Rechnet man  $dg$  in Einheiten  $10^{-6}$  und entspricht dem Zusatzgewicht ein Ausschlag von  $d\psi_2$  cm auf einer Skala (Spiegelablesung), und nimmt man an, daß man die Ablesungen auf  $0.005$  cm genau machen kann, so erhält man

\*) Wir werden im folgenden zwei Fälle unterscheiden:

1. Ein fest aufgestelltes Instrument zur Registrierung der Sonne- und Mondwellen mit einer geforderten Genauigkeit in  $g$  von  $1 \cdot 10^{-6}$  CGS.
2. Ein transportables Instrument zur Messung von lokalen Schweredifferenzen mit einer geforderten Genauigkeit von  $1 \cdot 10^{-3}$ .

Während also im zweiten Falle in der Empfindlichkeit rund 1000mal geringere Ansprüche zu stellen sind, treten durch das Erfordernis des Transportes neben der Forderung nach größerer Handlichkeit neue Schwierigkeiten auf, die im folgenden ebenfalls zu untersuchen sind.

eine Einheit  $10^{-6}$  in  $g$ , falls bei einer Belastung  $dM$  ein Ausschlag an der Skala von

$$0.005 \cdot 10^6 \cdot dM \cdot g/M \text{ (cm),}$$

erhalten wird. Für ein transportables Instrument muß verlangt werden, daß eine Gewichtsaufgabe  $dM$  Gramm einen Ausschlag von  $0.005 \cdot 10^3 \cdot dM \cdot g/M \text{ cm}$  hervorruft.

Danach ist die Empfindlichkeit zu regulieren, also im zweiten Falle, z. B. für  $dM = 1 \text{ mg}$ ,  $M = 21$  ein Ausschlag von 2.6 mm. Da die Empfindlichkeit abnimmt, wenn man sich von der Gegend des labilen Gleichgewichtes entfernt, die Empfindlichkeitsbestimmung mit aufgelegtem Gewicht jedoch einen Mittelwert über das ganze  $d\psi_2$  darstellt, so wird man bei Belastung einen etwas geringeren Ausschlag als den oben berechneten zu verlangen brauchen.

Zum praktischen Gebrauch muß man sich eine Empfindlichkeitsskala herstellen.

2. Unsymmetrische Gewichtsverteilung, Neigungseinfluß. Der auf S. 338 eingeführte Ausdruck für das bifilare Drehmoment ist nicht vollständig.

Bedeutet  $p$  die Summe der Vertikalspannungen beider Fäden und  $h$  die mittlere Vertikalhöhe,  $p_0$  und  $p'_0$  die vertikalen Spannungen des linken und rechten Fadens,  $h_0$  und  $h'_0$  die Vertikalhöhen des linken und rechten Fadens zwischen den Befestigungspunkten, gemessen in der Gebrauchslage, und setzt man:

$$h_0 = h(1 + \varepsilon), \quad p_0 = (1 + \delta) \frac{p}{2};$$

$$h'_0 = h(1 - \varepsilon), \quad p'_0 = (1 - \delta) \frac{p}{2},$$

so ist nach J. C. Maxwell\*) und F. Kohlrausch\*\*) das bifilare Drehmoment:

$$D = \frac{a b}{4 h} p \frac{1 - \delta^2}{1 - \delta \varepsilon} \cdot \sin(\psi_2 - \psi_0);$$

hierbei ist vorausgesetzt, daß sowohl die unteren wie die oberen Befestigungsstellen der Bifilarfäden nahezu in Horizontalebene liegen, und daß die Spannungen beider Fäden nur wenig verschieden sind, d. h. daß der Schwerpunkt des aufgehängten Körpers nahezu in der Mittellinie der Fäden liegt. Die Steifigkeit der Fäden wirkt sich aus wie eine Verkürzung der Fäden. Diese beträgt nach F. Kohlrausch:

$$\varrho^2 \sqrt{\frac{2 \pi E}{p}},$$

worin  $\varrho$  der Halbmesser des Fadens und  $E$  der Youngsche Modul ist. Die korrigierte Länge ist somit:

$$L = h - \varrho^2 \sqrt{\frac{2 \pi E}{p}}.$$

\*) J. C. Maxwell: Treatise on electricity and magnetism 1873, II, p. 102.

\*\*) F. Kohlrausch: Annalen der Physik und Chemie 1882, XVII, Nr. 13.



Die Torsionswirkung beider Fäden zusammen für die Winkeleinheit genommen ist:

$$D' = \frac{\pi \varrho^4}{L} E',$$

(wo  $E'$  = Torsionsmodul). Daraus ergibt sich der Ausdruck für das vollständige bifilare Drehmoment:

$$D = \frac{abmg}{4\sqrt{L^2 - \frac{1}{4}(a-b)^2}} \frac{1 - \delta^2}{1 - \delta \varepsilon} \sin(\psi_2 - \psi_0) + \pi \varrho^4 E' \frac{\psi_2 - \psi_0}{L},$$

und der Ausdruck für die Berechnung der Änderung der Torsionswirkung der beiden Fäden zusammen wegen Temperatureinfluß auf den Elastizitätsmodul:

$$\frac{dD}{dt} = \frac{ab\sqrt{p}}{4[L^2 - \frac{1}{4}(a-b)^2]^{3/2}} \frac{1 - \delta^2}{1 - \delta \varepsilon} \frac{L \varrho^2 \sqrt{\pi}}{\sqrt{2} E'} \frac{dE}{dt} \sin(\psi_2 - \psi_0) + \pi \varrho^4 \frac{dE'}{dt} \frac{\psi_2 - \psi_0}{L},$$

wobei in  $m$  die Masse der Fäden inbegriffen ist.

Wenn wir in  $dg/dt$  eine erstrebenswerte Genauigkeit von  $1 \cdot 10^{-6}$  (Gezeiteninstrument) festlegen, so muß, da

$$\frac{dD/dt}{D} = \frac{dg/dt}{g}$$

ist, in diesem Ausdruck eine Genauigkeit von  $1 \cdot 10^{-9}$  festgehalten werden. Bei einem transportablen Instrument genügt hierin eine Genauigkeit von  $1 \cdot 10^{-6}$ .

Da der von  $dE/dt$  abhängige Ausdruck viel kleiner ist, so genügt es, den zweiten Ausdruck zu untersuchen (S. 349).

Auch bei absolut fester Aufstellung spielen Neigungseinflüsse doch eine gewisse Rolle, einmal, weil der Boden und die Niveauflächen infolge periodischer Einflüsse sich fortgesetzt neigen, sodann wegen zufälliger Bodensenkungen. Bei transportablem Instrument ist jedoch dieser Punkt von grundlegender Bedeutung, weil es Schwierigkeiten macht, wieder in die alte Stellung zum Lot zu kommen. Um solche Einflüsse möglichst unschädlich zu machen, suchen wir die Bedingungen auf, bei welchen Neigungseinflüsse die geringste Wirkung haben (Fig. 3).

Es sei  $\lambda$  die Neigung der Verbindungslinie der oberen Fadenpunkte,  $(\lambda + \eta)$  die der unteren in der Beobachtungslage, dann gilt mit  $f_0, f_u$  als schiefen Abständen der Anknüpfungspunkte oben und unten:

$$\sin(\lambda + \eta) - \frac{f_0}{f_u} \sin \lambda = \frac{h_0 - h'_0}{f_u}.$$

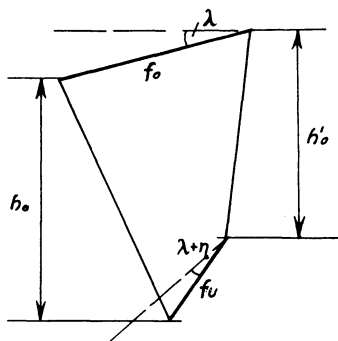


Fig. 5. Neigungseinfluß

Ist nun das bifilare Drehmoment:

$$D = \frac{ab}{\frac{h_0}{p_0} + \frac{h'_0}{p'_0}} \sin(\psi_2 - \psi_0),$$

so wird aus

$$D = \frac{ab}{4h} p \frac{1 - \delta^2}{1 - \delta \varepsilon} \sin(\psi_2 - \psi_0) \quad \text{mit} \quad \varepsilon = \frac{h_0 - h'_0}{2h}:$$

$$D = \frac{ab}{4h} p \frac{(1 - \delta^2) \sin(\psi_2 - \psi_0)}{1 - \frac{\delta}{2h} [f_u \sin(\lambda + \eta) - f_0 \sin \lambda]},$$

$$D = \frac{f_0 f_u}{4h} p \cos \lambda \cos(\lambda + \eta) \left\{ 1 - \delta^2 + \frac{\delta}{2h} [f_u \sin(\lambda + \eta) - f_0 \sin \lambda] \right\} \sin(\psi_2 - \psi_0).$$

Und der Differentialausdruck:

$$\frac{dD}{d\lambda} = \frac{f_0 f_u}{4h} p \sin(\psi_2 - \psi_0) (I + II),$$

$$I = -\sin(2\lambda + \eta) \left\{ 1 - \delta^2 + \frac{\delta}{2h} [f_u \sin(\lambda + \eta) - f_0 \sin \lambda] \right\},$$

$$II = \frac{\delta}{2h} \{ f_u \cos(\lambda + \eta) - f_0 \cos \lambda \}.$$

Mit  $\delta = 0$ , d. h. falls keinerlei Unsymmetrie in der Belastung der Fäden vorhanden ist, erhalten wir:

$$\frac{dD}{d\lambda} = -\frac{f_0 f_u}{4h} p (2\lambda + \eta) \sin(\psi_2 - \psi_0).$$

Bei vollkommener Symmetrie der Belastung der Bifilarfäden wird somit ein Neigungseinfluß = 0 für  $\lambda = -1/2 \eta$ . Diesen Punkt kann man durch Probieren finden, und zwar so, daß man die Neigung künstlich ändert und die zugehörige Winkeländerung ( $\psi_2 - \psi_0$ ) vermerkt.

Bei einer vorhandenen Neigung  $2\lambda + \eta = 1^\circ$  ( $\lambda = 20'$ ,  $\eta = 20'$ ) würde in unjustiertem Zustand eine Neigungsänderung von  $0.01''$  eine Änderung in  $g$  von  $1 \cdot 10^{-6}$  vortäuschen.

Da beim Zusammenbau aber in  $\lambda$  und  $\eta$  leicht mehrere Grade vorkommen können, die mit bloßem Auge nicht zu erkennen sind, so würde der Apparat in diesem Zustand ein kleiner Konkurrent des Horizontalpendels werden, was nicht beabsichtigt ist; tatsächlich artet der Apparat auch zu einem Horizontalpendel aus, wenn man in diesem Sinne bei unsymmetrischer Belastung weitergeht.

Da man die Neigung nicht gut direkt messen kann [aber indirekt, z. B. mit Autokollimation (s. Fig. 6)], so bestimmt man die Sollstellung empirisch, indem man die Fußschrauben so lange verändert, bis die dazugehörige Bewegung des Gehänges ein Minimum wird. Dabei kann man die Komponenten der Neigung in Richtung der Fußschrauben nacheinander richtigstellen.

Z. B. für  $d\lambda = 1'$ ,  $\eta = +3^\circ$ ,  $\lambda = 0, +1^\circ, -1^\circ$  wird  $dg = -g(2\lambda + \eta)d\lambda = -0.015, -0.025, -0.005$  und für  $\lambda = -1.5^\circ$  wird  $dg = 0$ .

Bei der wohl stets vorhandenen geringen Unsymmetrie in der Verteilung der Last macht nach Ausdruck II. eine Neigung dann nichts aus, wenn die Balkenlänge oben und unten gleich ist. Im Falle, daß die Balkenlängen ungleich sind und dazu noch Unsymmetrie in der Belastung kommt, kann dies eine beachtliche Fehlerquelle sein.

Eine große Rolle wird dieser Fehler naturgemäß bei einem transportablen Instrument spielen.

Für ein transportables Instrument justiert man, nachdem obige Bedingung erfüllt ist, zwei an der Außenwand befestigte Kreuzlibellen so, daß man sie nur jeweilig einzuspielen braucht. Wie genau die Libellen und die Einspielung sein müssen, ergibt sich aus folgendem Beispiel:

Es seien nach dem Justieren immer noch Fehler  $\lambda$  und  $\eta = +1^\circ$  vorhanden, ferner sei die Fadenspannung links und rechts um  $\frac{1}{2}g$  verschieden, also

$$\delta = \frac{p_0 - p'_0}{p} = \frac{1}{40},$$

dann ergibt sich für Instrument Fall 3, S. 361, daß eine Libelleneinstellung auf  $4''$  für  $1 \cdot 10^{-3}$  verlangt werden muß. Man wird jedoch die Werte  $\lambda$  und  $\eta$  viel kleiner als  $1^\circ$  halten können (Autokollimation), so daß diese Fehlerquelle alsdann vollkommen verschwindet.

3. Dimensionierung der Feder. Bei Kenntnis der Dimensionen des Bifilargehänges, der Last, des Spiraldurchmessers, der Windungszahl und Länge der Feder, die variierbar sind, bleibt als zu berechnende Größe bei Kenntnis der elastischen Konstanten der Drahtdurchmesser übrig. Dies muß aus der allgemeinen Formel S. 338 geschehen.

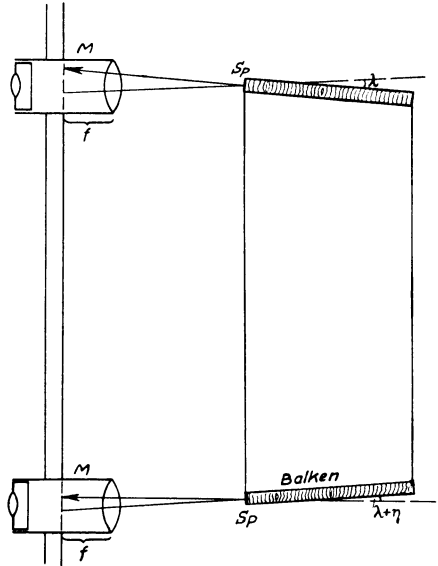


Fig. 6. Autokollimationseinrichtung zur Bestimmung der Neigungen

Um die Rechnung etwas zu vereinfachen, setzen wir  $\Delta R = 0$ , indem wir die Federhöhe entsprechend regulieren oder durch entsprechende Mehrbelastung den Zug der Feder wieder aufgehoben denken. Dann erhalten wir aus der allgemeinen Gleichung für das Trägheitsmoment  $J$  des Drahtquerschnittes, der als kreisförmig angenommen wird:

$$\frac{1}{J} = \frac{4h}{ab l^3 p} (III + IV) \frac{1}{\sin(\psi_2 - \psi_0)}, \quad d = 2,83 \sqrt[4]{\frac{J}{\pi}},$$

$$III = \{E l^2 - x_2^2 (E - 2 E')\} \varphi_2,$$

$$IV = - \{E l^2 - x_1^2 (E - 2 E')\} \varphi_1.$$

Läßt man insbesondere die Feder in einen rein tordierten Draht übergehen und wird  $\varphi_1 = 0$  gesetzt, so erhält man für Kreisquerschnitt die bekannte Beziehung:

$$\frac{1}{J'} = \frac{4h E' \varphi_2}{ab l p \sin(\psi_2 - \psi_0)}, \quad J = 0,5 J'.$$

**c) Temperatureinflüsse.** a) Der Einfluß der Temperatur auf die elastischen Eigenschaften der Feder. Im Falle, daß alle anderen Größen konstant sind, hat man die Beziehung:

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{w}{s} \frac{dE}{dt} + \frac{w'}{s} \frac{dE'}{dt}.$$

Um einen besseren Überblick zu gewinnen, nehmen wir für einen Augenblick an, daß

$$J = \frac{1}{i} J', \quad \frac{dE}{dt} = i \frac{dE'}{dt},$$

womit wir erhalten:

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{J'}{sl} (\varphi_2 - \varphi_1) \frac{dE'}{dt} = \frac{J'}{s} \left( \frac{\tau_2}{\sin \alpha_2} - \frac{\tau_1}{\sin \alpha_1} \right) \frac{dE'}{dt},$$

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{1}{s E'} \left( \frac{M_2'}{\sin \alpha_2} - \frac{M_1'}{\sin \alpha_1} \right) \frac{dE'}{dt}.$$

Bei Benötigung eines bestimmten Momentes der Verdrehungswiderstände ist es also vorteilhaft, Materialien mit möglichst großem Elastizitätsmodul zu verwenden.

Da die oben genannte einschränkende Voraussetzung im allgemeinen nicht zutrifft, bestimmen wir die Änderung aus der allgemeinen Beziehung.

Der Apparat sei im Gleichgewicht an der Stelle  $\psi_2 - \psi_0$ :

$$\Delta G = \frac{ab}{4h} (P + \Delta R) \sin(\psi_2 - \psi_0).$$

Durch Temperatureinflüsse ändere sich  $\Delta G$  um  $dG$  und  $\Delta R$  um  $dR$ . Um den Apparat an derselben Stelle ( $\psi_2 - \psi_0$ ) wieder ins Gleichgewicht zu bringen, muß  $P$  um  $dP$  verändert werden.

$$\Delta G + dG = \frac{ab}{4h} [(P + dP) + (\Delta R + dR)] \sin(\psi_2 - \psi_0);$$

daraus folgt:

$$\frac{dG}{\Delta G} = \frac{dP}{P} + \frac{dR}{P}.$$

Mit

$$dP = \frac{P}{g} dg,$$

$$dg = g \frac{P}{P} \frac{dG}{\Delta G} - g \frac{dR}{P}.$$

Setzen wir:

$$q = -\frac{1}{l^3} (x_2 \varphi_2^3 - x_1 \varphi_1^3),$$

$$q' = \frac{1}{l^3} \{ (l^2 - x_2^3) \varphi_2 - (l^2 - x_1^3) \varphi_1 \},$$

$$q'' = \frac{1}{l^3} (x_2^3 \varphi_2 - x_1^3 \varphi_1),$$

so wird:

$$\frac{dg}{dt} = g \frac{P}{P} \frac{J \frac{dE}{dt} q' + J' \frac{dE'}{dt} q''}{EJq' + E'J'q''} - \frac{g}{P} q \left( J \frac{dE}{dt} - J' \frac{dE'}{dt} \right).$$

Für Kreisquerschnitt mit

$$P = \frac{4 \Delta G h}{ab \sin(\psi_2 - \psi_0)};$$

$$\frac{dg}{dt} = J \frac{g}{P} \left\{ \frac{4h}{ab \sin(\psi_2 - \psi_0)} \left( \frac{dE}{dt} q' + 2 \frac{dE'}{dt} q'' \right) - q \left( \frac{dE}{dt} - 2 \frac{dE'}{dt} \right) \right\}.$$

Vorzeichen  $dg$ , wie auch im folgenden, im Sinne einer Aufhebung des Einflusses.

b) Der Einfluß der Temperatur auf die Länge der Feder. Wir gehen aus von der obenstehenden Gleichung:

$$\frac{dg}{g} = \frac{P}{P} \frac{dG}{\Delta G} - \frac{dR}{P};$$

$$dG = - \left\{ \frac{EJ}{l^2} (\varphi_2 - \varphi_1) - \frac{3EJ}{l} q'' + \frac{3E'J'}{l} q'' \right\} dl;$$

$$dR = - \frac{3}{l} (EJ - E'J') q dl;$$

für Kreisquerschnitt:

$$\frac{dg}{dl/l} = -J \frac{g}{P} \left\{ \frac{4h}{ab \sin(\psi_2 - \psi_0)} [E q' - 2(E - 3E') q''] - 3q(E - 2E') \right\},$$

ein Resultat, das auch aus der allgemeinen Beziehung S. 339

$$\frac{d\psi_2}{dg} = \frac{w''}{s} \frac{dl}{dg}$$

folgt. Insbesondere wird, wenn man die Windungszahl der Feder gegen Null abnehmen läßt ( $x_2 = \sim x_1 = \sim l$ ), mit guter Annäherung erhalten:

$$\frac{dg}{dl/l} = J \frac{g}{P} \left\{ \frac{8h}{ab \sin(\psi_2 - \psi_0)} \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{l} (E - 3E') - 3 \frac{\varphi_2^2 - \varphi_1^2}{l^2} (E - 2E') \right\}$$

(transportables Instrument Fall 3).

c) Der Einfluß der Querausdehnung des Federquerschnittes mit der Temperatur. Wir gehen weiter aus von der Beziehung:

$$\frac{dg}{g} = \frac{p}{P} \frac{dG}{dG} - \frac{dR}{P}$$

und erhalten für Kreisquerschnitt:

$$\frac{dg}{\delta d/d} = 4J \frac{g}{P} \left\{ \frac{4h}{ab \sin(\psi_2 - \psi_0)} (E q' + 2E' q'') - q(E - 2E') \right\}.$$

d) Längenausdehnung der Bifilarfäden mit der Temperatur:

$$\frac{d\psi_2}{dg} = \frac{1}{s} \frac{ab}{4h^2} \sin(\psi_2 - \psi_0) (P + \Delta R) \frac{dh}{dg};$$

$$\frac{d\psi_2}{dg} = - \frac{abP \sin(\psi_2 - \psi_0)}{4ghs};$$

$$\frac{dg}{g} = \left( \frac{dh}{h} \right) \left( 1 + \frac{\Delta R}{P} \right);$$

$\Delta R$  ist negativ!

$$P \frac{dg}{g} = p \frac{dh}{h}$$

(Vorzeichen  $dg$  im Sinne einer Aufhebung des Einflusses). Mit  $\Delta R = 0$  (Feder trägt nichts!):

$$\frac{dg}{g} = \frac{dh}{h}.$$

Hiermit hat man eine Kompensationsmöglichkeit, da dieses Glied das Vorzeichen + hat.

Die Schwereänderung, hervorgerufen durch die Längenänderung der Bifilarfäden, ist für  $\Delta R = 0$  rund 1000mal so groß als der Ausdehnungskoeffizient.

Trägt beim ortsfesten Instrument die Feder 24/25 der Last, so ist die Schwereänderung nur rund 40mal so groß als der Ausdehnungskoeffizient, da hier jedoch

1000 mal schärfer gemessen werden muß, so ist dieser Einfluß relativ immer noch 25 mal ungünstiger als beim transportablen Instrument.

Da  $x_2$  nahezu ebenso groß ist wie  $h$ , so ändert sich mit  $h$  auch  $x_2$  um  $dx_2 = dh$ .

e) Einfluß der Veränderung des Grundabstandes mit der Temperatur. Einfluß von  $dx_2$ :

$$\frac{d\psi_2}{dg} = \frac{u'}{s} \frac{dx_2}{dg} = -\frac{abP}{4ghs} \cdot \sin(\psi_2 - \psi_0);$$

$$\frac{dg}{g} = \frac{u' 4 h x_2}{abP \sin(\psi_2 - \psi_0)} \left( \frac{dx_2}{x_2} \right);$$

$$\frac{dg}{g} = \frac{\varphi_2 x_2}{l^3 P} (EJ - E'J') \left[ \varphi_2 - \frac{8 h x_2}{ab \sin(\psi_2 - \psi_0)} \right] \left( \frac{dx_2}{x_2} \right).$$

Vorzeichen  $dg$  im Sinne einer Aufhebung des Einflusses. Einfluß von  $dx_1$ :

$$\frac{dg}{g} = - \left[ \frac{\varphi_1 x_1}{l^3 P} (EJ - E'J') \left\{ \varphi_1 - \frac{8 h x_1}{ab \sin(\psi_2 - \psi_0)} \right\} \right] \left( \frac{dx_1}{x_1} \right).$$

Für ein transportables Instrument  $x_1 \sim x_2 \sim h$  geht die folgende Summe ein:

$$\frac{dg}{g} = \left\{ \frac{h}{l^3 P} (EJ - E'J') (\varphi_2^2 - \varphi_1^2) - \frac{8 h^2 (EJ - E'J')}{ab l^3 P \sin(\psi_2 - \psi_0)} (x_2 \varphi_2 - x_1 \varphi_1) \right\} \frac{dx_2}{h},$$

worin  $dx_2/h =$  dem Ausdehnungskoeffizienten gesetzt werden kann.

f) Einfluß der Wärmeausdehnung der Querdimensionen des Bifilargehänges. Ähnlich wie auf S. 348 findet man:

$$\frac{dg}{g} = - \frac{p}{P} \left( \frac{da}{a} + \frac{db}{b} \right).$$

Daraus erkennt man, daß die linearen Maße keine Rolle spielen, vielmehr nur die Ausdehnungskoeffizienten, und daß für den Fall  $p = P$  (transportables Instrument), wenn man amorphen Quarz benutzt ( $\alpha = 0.5 \cdot 10^{-6}$ ), der Einfluß in  $g$  pro Grad Celsius  $= -1 \cdot 10^{-3}$  wird (für Invar mit 36% Nickelgehalt  $= -1.8 \cdot 10^{-3}$ ) im nämlichen Sinne wirkend wie die Wärmeänderungen der Feder.

g) Wärmeeinfluß auf die Torsion der Bifilarfäden. Für das Drehmoment der beiden Bifilarfäden zusammen gilt:

$$D' = 2 E' J' \frac{\psi_2 - \psi_0}{h} = \frac{\pi \varrho^4}{h} E' (\psi_2 - \psi_0),$$

$$\frac{dD'}{dt} = \frac{\pi \varrho^4}{h} (\psi_2 - \psi_0) \frac{dE'}{dt},$$

$$D = \frac{ab}{4h} p \sin(\psi_2 - \psi_0),$$

$$\frac{dD'/dt}{D} = - \frac{dg}{g} = \frac{4 \pi \varrho^4}{ab p} \frac{\psi_2 - \psi_0}{\sin(\psi_2 - \psi_0)} \frac{dE'}{dt}.$$

Für ein ortsfestes Instrument erhält man mit:

$a = 12, \quad b = 6, \quad h = 110, \quad p = 12000, \quad \varrho = 0.002, \quad dE'/dt = -0.8 \cdot 10^7$   
(Nickelstahl) das Resultat:  $dg = 3 \cdot 10^{-6}$  pro Grad.

Für ein transportables Instrument mit:

$a = b = 3, \quad h = 30, \quad p = 20.981, \quad \varrho = 0.002, \quad dE'/dt = -20 \cdot 10^7$  (Stahl)  
das Resultat:  $dg = 0.36 \cdot 10^{-3}$  pro Grad.

Da die Wirkung dem Vorzeichen nach dieselbe ist wie die Längenänderung der Bifilarfäden, so hat man hiermit eine zweite Kompensationswirkung gegen den thermischen Elastizitätseinfluß der Feder, deren Größe man mit gewähltem Durchmesser und Stahlorte regulieren kann. Man kann diesen Einfluß auch fast = Null machen dadurch, daß man die Fäden bereits in der Grundstellung mit  $90^\circ$  vortordiert befestigt.

Für doppelt so dicke Stahlfäden erhält man die 16fache Wirkung, also für  $\varrho = 0.004$  cm:  $+5.7 \cdot 10^{-3}$  in  $g$ , davon geht wieder ein geringer Betrag ab wegen der notwendigen vergrößerten Torsion der Feder. Dazu wirkt als weitere Kompensation die Längenausdehnung der Bifilarfäden, also

für  $\alpha = 6 \cdot 10^{-6}$  zusammen  $+6.0 \cdot 10^{-3}$  (Nickelstahl),

$\alpha = 12 \cdot 10^{-6}$  zusammen  $+17.7$  (Stahl).

Man hat somit einen genügend großen Spielraum.

Aus der Veränderung der Steifigkeit der Bifilarfäden wegen Änderung der Biegeelastizität mit der Temperatur folgt die Beziehung:

$$-\frac{dg}{g} = \frac{\sqrt{2\pi}}{2} \frac{\varrho^2}{h\sqrt{E}p} \frac{dE}{dt}.$$

Dies gibt mit:  $h = 30, \quad p = 20.981, \quad \varrho = 0.002, \quad E = 2 \cdot 10^{12}, \quad dE/dt = -50 \cdot 10^7$  (Stahlfäden) das Resultat:  $dg = 0.4 \cdot 10^{-3}$ , also gerade soviel wie die Änderung der Torsionselastizität der beiden Bifilarfäden zusammen. Wegen dem Faktor  $\varrho^2$  bei der Biegung gegenüber dem Faktor  $\varrho^4$  bei der Torsion überwiegt bei vergrößertem Fädendurchmesser die letztere stark.

Beachtenswert ist, daß man es hier mit einer dritten Kompensationsmöglichkeit gegenüber dem Temperatureinfluß auf die Feder zu tun hat.

**d) Weitere störende Einflüsse.** a) Der Einfluß des Luftauftriebs. Ist  $V$  das Volumen der durch Balken, Feder, Bifilarfäden und Gewicht  $P$  verdrängten Luft und  $\delta$  ihre spezifische Dichte bei  $0^\circ$  und  $760$  mm in  $45^\circ$  Breite bezogen auf Wasser von  $4^\circ$  C, so ist bei  $t^\circ$  und  $B$  die Luftdichte bei absolut trockener Luft

$$\delta = \frac{0,001\,292\,8}{1 + 0,003\,670\,t} \frac{B}{76},$$

$$\frac{d\delta}{dB} = \frac{0,001\,292\,8}{1 + 0,003\,670\,t} \frac{1}{76}.$$



Der Auftrieb =  $V \cdot \delta \cdot g$  und die Gewichtsänderung infolge der Auftriebsänderung bei Veränderung um  $b$  mm Luftdruck:

$$dP = -Vg b \frac{d\delta}{dB}.$$

Mit

$$dP = \frac{P}{g} dg;$$

$$\frac{dg}{g} = \frac{V}{P} g \frac{b}{76} \frac{0,0012928}{1 + 0,003670 t}$$

(Vorzeichen  $dg$  wie S. 347). Für ein ortsfestes Instrument setzen wir:  $t = 20^\circ$ ,  $b = 0,1$ ,  $P = 337,981$ ,  $v = 31$ , womit sich  $dg = 0,143 \cdot 10^{-3}$  ergibt. Bei einer Beobachtungsgenauigkeit von  $1 \cdot 10^{-6}$  muß also, wenn man jede rechnerische Reduktion vermeiden will, für die Dauer eines Tages der Luftdruck auf  $0,007$  mm und die Lufttemperatur auf  $2^\circ \text{C}$  konstant gehalten werden.

Für ein transportables Instrument setzen wir:

$$t = 20^\circ, \quad b = 0,1, \quad P = 20,981, \quad v = 2,$$

womit sich  $dg = 0,16 \cdot 10^{-3}$  ergibt. Bei Benutzung eines Goldgewichtes können alsdann die normalen täglichen Luftdruckschwankungen unberücksichtigt bleiben.

b) Der Einfluß der mit einer Winkeldrehung verbundenen Änderung des Vertikalabstandes. Ist  $\lambda$  die Länge eines der beiden Bifilarfäden,  $h$  der Vertikalabstand der Anknüpfungspunkte dieser Fäden in einer beliebigen Stellung,  $h_0$  dasselbe in Grundstellung,  $h_{90}$  dasselbe für  $\psi_2 - \psi_0 = 90^\circ$ ; so ist nach Fig. 7

$$h_0^2 = \lambda^2 - (a_2 - b_2)^2,$$

$$h^2 = \lambda^2 - a_2^2 - b_2^2 + 2 a_2 b_2 \cos(\psi_2 - \psi_0),$$

$$h_{90}^2 = \lambda^2 - a_2^2 - b_2^2;$$

folglich

$$h^2 = h_{90}^2 + 2 a_2 b_2 \cos(\psi_2 - \psi_0),$$

$$h = h_{90} + \frac{a_2 b_2}{h_{90}} \cos(\psi_2 - \psi_0) + \dots$$

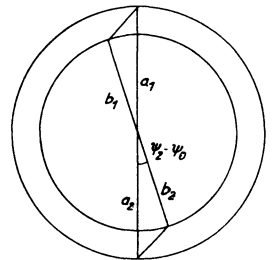


Fig. 7  
Änderung des Vertikalabstandes

Die linke Seite der Gleichgewichtsbedingung S. 338 lautet demnach vollständig, wenn wir annehmen, daß  $\lambda_1 = \lambda_2$  und  $a_1 = a_2 = a/2$ ,  $b_1 = b_2 = b/2$  ist, d. h. völlige Symmetrie herrscht:

$$\frac{a b p}{4 h_{90}} \sin(\psi_2 - \psi_0) - \frac{a^2 b^2 p}{32 h_{90}^3} \sin 2(\psi_2 - \psi_0) + \dots,$$

wobei wir noch zur Abkürzung setzen:

$$\sigma = \frac{a^2 b^2}{32 h_{90}^3}.$$

In der Gegend von  $91.8^{\circ}$  ist somit das Korrektionsglied für das Drehmoment der  $(127 h^2/ab)$ -te Teil des Hauptgliedes, z. B. für den Fall 3, S. 361 =  $1/12700$ . Da wir für ein transportables Instrument noch  $dD/D = 1 \cdot 10^{-6}$  in Rechnung setzen müssen, so ist demnach der genannte Betrag theoretisch von Bedeutung.

Damit erhalten wir folgende kleine Veränderungen:

1. in  $s$  wird rechts eingefügt das Glied

$$- 2 \sigma p \cos 2 (\psi_2 - \psi_0);$$

2. in allen anderen Gliedern der S. 338/339 ist zu setzen statt  $\sin (\psi_2 - \psi_0)$ :

$$\sin (\psi_2 - \psi_0) \left\{ 1 - \frac{a b}{4 h_0^2} \cos (\psi_2 - \psi_0) \right\}.$$

In dem praktisch allein durchführbaren Falle, daß eine Empfindlichkeitsskala empirisch hergestellt wird, hat man dadurch die Einwirkung des Gliedes 1 bereits berücksichtigt.

Für die anderen Glieder erreicht die Korrektion 2 nur geringe Beträge, die vernachlässigt werden dürfen. Strenggenommen sind auch die Projektionen der oberen und unteren Verbindungslinien der Fadenenden und die auf die Fäden entfallenden vertikalen Spannungskomponenten Funktionen des Ablenkungswinkels, doch können diese Einflüsse hier außer Betracht bleiben (empirisch bestimmte Empfindlichkeitsskala).

c) Gewichtsverlagerungen der Feder nur für transportables Instrument. Da man das Instrument nicht in genau vertikaler Stellung befördern kann, so wird, obwohl die Endpunkte starr befestigt sind, die Feder sich nicht jedesmal vollkommen gleich einhängen, vor allem, wenn sie nichts zu tragen hat oder wenn sie drückt.

Wir nehmen für  $\sin (\psi_2 - \psi_0) = 1$  das bifilare Drehmoment:

$$D = \frac{a b}{4 h} p (1 - \delta^2 + \delta \epsilon),$$

$$d D = - \frac{a b}{4 h} p (2 \delta - \epsilon) d \delta.$$

Zusätzliche maximale vertikale Fadenspannung

$$\frac{p + Q}{2} \delta = Q \frac{e}{b}.$$

$Q$  = Federdruck,  $d \delta = 2 \delta$  maximal, da nach links und rechts unkontrollierbar schwankend.

$$\frac{d D}{D} = - \frac{(2 \delta - \epsilon) d \delta}{1 - \delta^2 + \delta \cdot \epsilon}.$$

Dieser Wert muß für das transportable Instrument unter  $1 \cdot 10^{-6}$  bleiben.

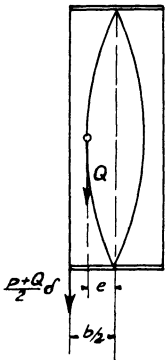


Fig. 8. Gewichtsverlagerung

Mit  $Q = 981$ ,  $p = 20.981$ ,  $b = 3$ ,  $e = 0.01$ ,  $\varepsilon = 0$  wird erhalten  $\delta = 0.00032$ ,  $dD/D = -0.4 \cdot 10^{-6}$ , außerdem können dann, wie man leicht sieht, die Fadenlängen bis zu 1 mm differieren.

Verlagerungen der Feder geht man jedoch so gut wie ganz aus dem Wege, wenn man, wie das auch sonst zweckmäßig ist, die Feder einen Teil der Last tragen läßt.

**e) Die Auswahl der Materialien.** *A. Feder.* Der Elastizitätsmodul soll möglichst groß sein. Der thermoelastische Koeffizient soll möglichst klein sein. Der Ausdehnungskoeffizient soll möglichst klein sein. Über die in Betracht kommenden Nickelstähle sind untenstehende Veröffentlichungen herangezogen worden\*).

Da für das vorliegende Instrument ganz spezielle Anforderungen gestellt werden, die in den Veröffentlichungen nur zum Teil berücksichtigt sind, so ist es nicht gelungen, vollkommen präzise Zahlenangaben zu erhalten. Vor allem hinderlich ist der Umstand, daß die Einflüsse der Temperatur auf den Elastizitätsmodul, die Längen- und Querausdehnung nicht getrennt angegeben werden können.

P. Chevenard nennt deshalb die Gesamtwirkung „apparent“ und gibt für verschiedene Materialien einen Wert für diesen Koeffizienten an.

Es wird gezeigt werden, daß dieser „augenscheinliche“ Koeffizient gerade auch in dem vorliegenden Falle anwendbar ist, so daß es möglich ist, mit experimentell bestimmten Zahlenangaben zu arbeiten.

Obwohl wir also späterhin den „augenscheinlichen“ Koeffizienten benutzen können, ist es doch nützlich, sich über die Größe der Einzelwirkungen im klaren zu sein, ohne damit behaupten zu wollen, daß sie sich superponieren.

Aus der Fig. 9, die anzeigt, wie die Nickelstähle je nach dem Nickelgehalt ihren Elastizitätsmodul ändern, erkennt man, daß z. B. ein Nickelgehalt von 35% das thermische Verhalten Null zeigen soll.

Die Untersuchungen von Guillaume sind jedoch nur durch Chronometer angestellt und es ist gesagt, daß z. B. für die Legierung 0447 in Verbindung mit einer Unruhe aus Messing die Gangänderung Null herauskommt.

Da Messing einen Ausdehnungskoeffizienten von  $+18 \cdot 10^{-6}$  hat, so nimmt das Trägheitsmoment der Unruhe mit der Temperatur zu und folglich muß, um zu einer Gangänderung Null zu kommen, der effektive Temperaturkoeffizient des Torsionsmoduls für 0447 positiv sein.

Dies folgt aus der auf eine flache Chronometerspirale angewandten Beziehung S. 340:

$$T = \pi \sqrt{\frac{jl}{JE}}, \quad \frac{dE}{dt} = \frac{E}{j} \frac{dj}{dt}.$$

\*) Ch. Guillaume: Recherches Métrologiques sur les aciers au nickel. Paris 1927. P. Chevenard: Recherches experimentales sur les alliages de Fer, de Nickel et de Chrome. Paris 1927.

Wir betrachten bei vorläufiger Ignorierung der Querausdehnung des Federquerschnittes die verschiedenen Möglichkeiten, um zu einer Kompensation zu gelangen.

1. Bei einem Ausdehnungskoeffizienten von  $6 \cdot 10^{-6}$  der Feder beträgt die Wirkung in  $g$  durchschnittlich  $= - 6 \cdot 10^{-3}$  (Fall 2, S. 359) pro Grad.

2. Dieser Betrag kann auf verschiedene Weise kompensiert werden: a) mit Bifilarfäden aus Indilatans, Längenausdehnung  $= + 1 \cdot 10^{-3}$ , dazu Torsionsfeder aus Nickelstahl mit  $dE/dt = + 1 \cdot 10^7$  ( $dg = + 5 \cdot 10^{-3}$ );

b) mit Bifilarfäden aus Stahl, Längenausdehnung  $= + 12 \cdot 10^{-3}$ , dazu Torsionsfeder aus Nickelstahl mit  $dE/dt = - 1 \cdot 10^7$  ( $dg = - 5 \cdot 10^{-3}$ ).

Über  $+ 1 \cdot 10^7$  kann der thermoelastische Koeffizient also nicht liegen, aber darunter.

Es scheinen demnach folgende Legierungen in Frage zu kommen, die alle einen Nickelgehalt von 35–36% haben.

Legierung :	Ni	Cr	Mn	W	C
$\alpha$ ) 0447	35.0	7.4	2.1	3.6	0.74
$\beta$ ) 0418	35.2	8.3	2.0	1.6	0.68
$\gamma$ ) 0206	35.2	7.1	2.5	3.6	0.97
$\delta$ ) 019	36.2	8.1	1.4	3.4	0.45

Es sind im folgenden noch die Eigenschaften zu betrachten, die durch den Gehalt an den verschiedenen Elementen bedingt sind.

a) Beeinflussung der Größe des Elastizitätsmoduls  $E$ . 1. Chrom steigert den Modul. Danach kann der in Frage kommende Modul für alle vier Legierungen zu

$$E = 1.74 \cdot 10^{12}$$

angenommen werden.

2. Kohlenstoff verringert den Modul. Angegeben ist nur ein Einfluß von 0.1 bis 0.4% C. Danach verringert sich der Modul bei 35% Ni um  $0.14 \cdot 10^{12}$ . Da der Kohlenstoffgehalt bei  $\alpha$ ) bis  $\delta$ ) zwischen 0.97 und 0.45 schwankt, so ist anzunehmen, daß der Modul bei  $\alpha$ ) bis  $\delta$ ) um  $0.2 \cdot 10^{12}$  sinkt.

3. Mangan steigert den Modul. Man findet für 35% Ni und Mn = 2 und 4  $E = 1.54$  und  $1.65$ , somit für  $\alpha$ ) bis  $\delta$ )  $E = 1.6 \cdot 10^{12}$ .

4. Wolfram erhöht die Elastizitätsgrenze, steigert somit die Härte (Zahlenangaben sind nicht zu finden). Somit sind Stähle mit hohem Wolframgehalt für vorliegenden Fall günstiger als solche mit niederem.

Als besten Wert für  $E$  hat man somit anzunehmen  $E = 1.6 \cdot 10^{12}$ .

b) Beeinflussung der Größe des Schubmoduls  $E'$ . Wie weit hier das Gesetz:

$$E' = \frac{\sigma}{2(\sigma + 1)} E$$

gilt, ist nicht erwiesen, jedenfalls gilt es genähert. Nach P. Chevenard würde bei einem Nickelgehalt von 35%  $E' = 0.8 \cdot 10^{12}$  sein. Dabei sind jedoch die obengenannten Zusätze nicht berücksichtigt. Man wird daher für  $\alpha$ ) bis  $\delta$ ) als Wert  $E'$  anzunehmen haben

$$\underline{E' = 0.6 \cdot 10^{12}.$$

c) Thermoelastischer Koeffizient. Derselbe darf zur Erreichung einer Kompensation nicht über  $dE'/dt = +1 \cdot 10^7$  betragen, aber darunter. Am geeignetsten erscheint die Legierung Nr. 0447, weniger geeignet wegen des geringen W-Gehalts 0418. Für  $dE'/dt$  ist dann ungefähr  $1/3 dE/dt$  zu setzen, doch ist dies fraglich.

d) Beeinflussung der Größe des Ausdehnungskoeffizienten.  
1. Chrom. Erhöhter Chromzusatz steigert den Ausdehnungskoeffizienten

$$\begin{aligned} \text{für 35\% Ni und 5\% Cr } \alpha &= 5.3 \cdot 10^{-6}, \\ & \quad 10\% \text{ Cr } \alpha = 7.3 \cdot 10^{-6}, \\ \text{somit für } \alpha) \text{ bis } \delta) & \quad \alpha = 6.3 \cdot 10^{-6}. \end{aligned}$$

2. Kohlenstoff. Erhöhter Kohlenstoffzusatz steigert den Ausdehnungskoeffizienten

$$\begin{aligned} \text{für 35\% Ni und 0.2\% C } \alpha &= 1.5 \cdot 10^{-6}, \\ & \quad 0.4\% \text{ C } \alpha = 2.0 \cdot 10^{-6}, \\ \text{somit für } \alpha) \text{ bis } \delta) & \quad \alpha = 3 \cdot 10^{-6}. \end{aligned}$$

3. Mangan. Erhöhter Manganzusatz steigert den Ausdehnungskoeffizienten

$$\begin{aligned} \text{für 35\% Ni und 1\% Mn } \alpha &= 2 \cdot 10^{-6}, \\ & \quad 3\% \text{ Mn } \alpha = 3.9 \cdot 10^{-6}, \\ \text{also durchschnittlich } \alpha &= 2 \text{ bis } 3 \cdot 10^{-6}. \end{aligned}$$

4. Wolfram. Um einen Anhalt zu gewinnen, kann man die Legierungen

$$\begin{aligned} 4207 \text{ heranziehen mit } \alpha &= 6.8 \cdot 10^{-6} \text{ bis } 5\% \text{ Cr,} \\ 4438 \quad \text{,,} \quad \text{,,} \quad \alpha &= 6.5 \cdot 10^{-6} \quad \text{,,} \quad 5\% \quad \text{,,} \\ 4450 \quad \text{,,} \quad \text{,,} \quad \alpha &= 7.7 \cdot 10^{-6} \quad \text{,,} \quad 10\% \quad \text{,,} \end{aligned}$$

somit in den Fällen  $\alpha$ ) bis  $\delta$ ) etwa  $\alpha = 7.0 \cdot 10^{-6}$ .

Als wahrscheinlichsten Wert für den Ausdehnungskoeffizienten kann man somit annehmen:

$$\underline{6 \cdot 10^{-6} \text{ pro Grad.}}$$

*B. Material für die Bifilarfäden.* Hierin hat man größere Auswahl. Im Falle, daß bei 0447 sich Längenausdehnung der Feder und thermoelastische Wirkung kompensieren, nimmt man, da Quarzfäden zu zerbrechlich sind, Indilatans mit einem Ausdehnungskoeffizienten von 1.0 bis  $1.8 \cdot 10^{-6}$ . Bei 0418 werden vielleicht

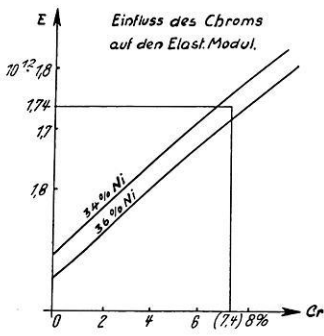


Fig. 9 a

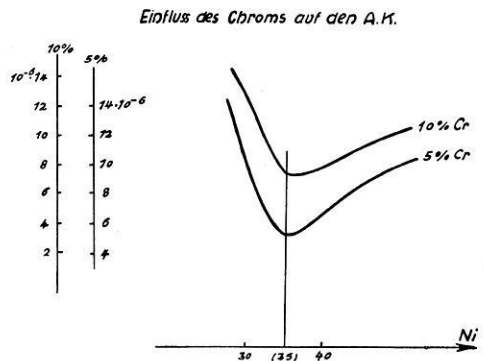


Fig. 9 d

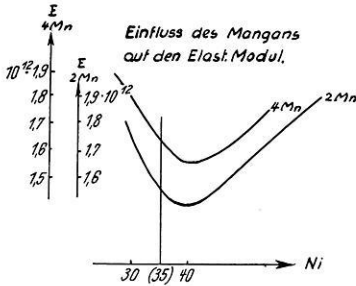


Fig. 9 b

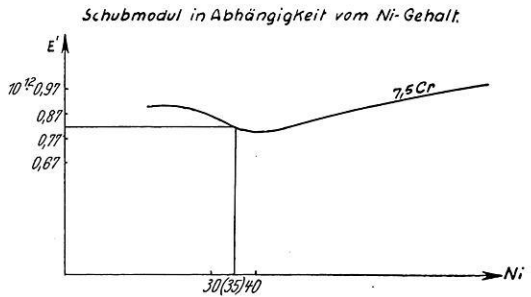


Fig. 9 c

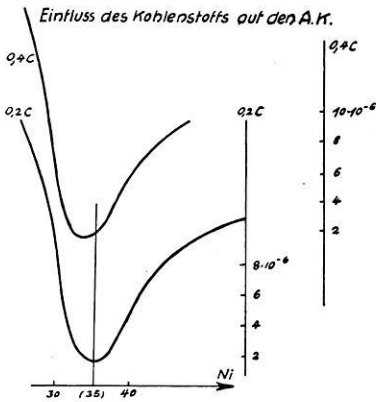


Fig. 9 e

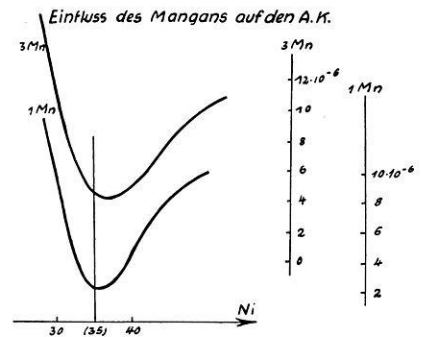


Fig. 9 f

**Thermoelastische Wirkung und Ni-Gehalt.**

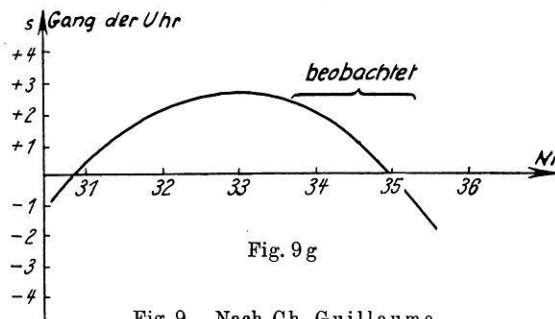


Fig. 9 g

Stahlfäden oder Fäden aus Kruppschem WT 10 Stahl mit Ausdehnungskoeffizienten =  $8 \cdot 10^{-6}$  in Frage kommen.

C. *Material für die Querdimensionen.* Hier wäre Quarz am günstigsten, jedoch wegen der unsicheren Befestigungsmöglichkeit (Kitt) und schlechter Definition der Austrittsstelle wird vorgeschlagen Indilatans mit einem Ausdehnungskoeffizienten von  $1 \cdot 10^{-6}$  und Befestigung mit Schrauben.

D. *Der „augenscheinliche“ oder effektive thermoelastische Koeffizient.* P. Chevenard, l. c., S. 52, führt, da es zu große Schwierigkeiten mit sich bringt, die Werte  $dE/dt$ ,  $dE'/dt$  und die Wirkung der Längs- und Querdehnung einzeln anzugeben, deren Gesamtwirkung ein, wie diese in ein Torsionspendel eingeht.

Wenn man bei einem Torsionspendel die schwingende träge Masse bei konstanter Temperatur hält, den Torsionsfaden jedoch bei verschiedenen Temperaturen untersucht, so ergibt die resultierende Wirkung den „augenscheinlichen“ Koeffizienten  $\gamma$  nach Chevenard.

Diese Methode hat gegenüber der Beobachtung von Chronometern, für die im übrigen das gleiche gilt, den großen Vorteil, daß man die Änderung des Trägheitsmomentes nicht zu berücksichtigen braucht.

Für Torsionsschwingungen gilt mit  $j$  = Massenträgheitsmoment,  $l$  = Fadenslänge die bekannte Beziehung:

$$T = \pi \sqrt{\frac{j l}{J' E'}}$$

und daraus folgt durch Differentiierung:

$$\gamma = \frac{dE'/dt}{E'} + \frac{dJ'/dt}{J'} - \frac{dl/dt}{l}.$$

Die Werte  $\gamma$  lassen sich aus dem Verhältnis  $-2 dT/T$  experimentell bestimmen, während die einzelnen Glieder, ganz abgesehen von dem Zusammenhang mit molekularen Veränderungen, unbekannt bleiben.

Für den vorliegenden Fall des Gravimeters wird der so bestimmte Koeffizient  $\gamma$  nur dann verwendbar sein, wenn die einzelnen Glieder in genau gleicher Weise eingehen. Dies ist für den in Vergleich gezogenen Fall 2b, S. 360 tatsächlich mit guter Annäherung der Fall, wie man aus dem dortigen Zahlenbeispiel ersieht.

Aus der dortigen Zahlenrechnung folgt:

1. die Wirkung des thermischen Elastizitätskoeffizienten:

$$= -9.8 \cdot 10^{-3}, \quad \text{dies ist} \quad = \frac{dE'/dt}{E'} \cdot g;$$

2. die Wirkung der Längenausdehnung:

$$= -6 \cdot 10^{-3}, \quad \text{dies ist} \quad = -\frac{dl/dt}{l} \cdot g;$$

3. die Wirkung der Querausdehnung (nach S. 348):

$$\text{dies ist} \quad = \sim \frac{dJ'/dt}{J'} \cdot g.$$

Da somit in ein Torsionspendel die in Frage stehenden Koeffizienten in genau derselben Weise eingehen, so kann man mit hoher Wahrscheinlichkeit dem Instrument auch ohne große Fehler die aus Torsionsschwingungen abgeleiteten Werte  $\gamma$  zugrunde legen.

Die Beobachtung (nach eben genannter Art) eines Torsionspendels  $(dT/T)g$  liefert somit das Maß  $dg$ , welches dem Einfluß der Änderungen des Elastizitätsmoduls, der Längen- und Querausdehnung zusammen entspricht.

Im folgenden sind, um die Wirkung verschiedener Maßnahmen zu erkennen, verschiedene Beispiele gerechnet worden, welche ermöglichen werden, die günstigste Ausführungsform zu finden.

**f) Zahlenmäßige Durchrechnung der Instrumente.** Fall 1. *Stationäres Instrument\**) zur Registrierung der Sonnen- und Mondwellen. Angenommene Dimensionen (im absoluten Maßsystem):

$$\begin{array}{llll} a = 12, & x_2 = 110, & r_1 = 0.517, & \frac{dE}{dt} = -2.0 \cdot 10^7, \\ b = 6, & \varphi_1 = 500^{**}), & r_2 = 0.455, & \\ h = 110, & \varphi_2 = 517.5, & P = 337.0.981, & \frac{dE'}{dt} = -0.8 \cdot 10^7, \\ l = 260, & J = 6.4 \cdot 10^{-7}, & E = 2 \cdot 10^{12}, & \\ d = 0.06, & \alpha_1 = 6.6^\circ, & E' = 0.8 \cdot 10^{12}, & \text{A. K. } \alpha = 6 \cdot 10^{-6}; \\ x_1 = 30, & \alpha_2 = 24.3^\circ, & & \end{array}$$

1. Last an der Feder:

$$\frac{1}{g^3} (EJ - E'J') \{x_2 \varphi_2^2 - x_1 \varphi_1^2\} = 319\,000,$$

2. Drehmoment der Feder = 2 000 (berechnet),  
 3. bifilares Drehmoment = 2 000,  
 4. Last an den Bifilarfäden = 12 000,

\*) Die angenommenen Zahlen dürften mit den tatsächlichen Dimensionen von Schweydar nur grob übereinstimmen, da Verfasser keine Gelegenheit hatte, die genauen Dimensionen in Erfahrung zu bringen. Außerdem ist die Berechnung durchgeführt unter Benutzung der Zahlenwerte für oben bezeichneten Spezialnickelstahl für die Feder und einen linearen Ausdehnungskoeffizient von  $6 \cdot 10^{-6}$ . Professor Schweydar hat gewöhnlichen Stahl benutzt, dessen Temperaturkoeffizient des Elastizitätsmoduls vielleicht 25mal so groß ist und dessen Ausdehnungskoeffizient ebenfalls größer gewesen sein dürfte.

\*\*\*) Um die Anzahl der vollen Windungen zu erhalten, ist mit 6.2832 zu dividieren.



5. Temperaturkoeffizient  $\frac{dE}{dt}, \frac{dE'}{dt}$ :

$$\frac{4ghJ}{Pab \sin(\psi_2 - \psi_0)} = 1.2 \cdot 10^{-8},$$

$$q = -1.24,$$

$$q' = -0.26,$$

$$q'' = +0.33,$$

$$1.2 \cdot 10^{-8} \left( \frac{dE}{dt} q' + 2 \frac{dE'}{dt} q'' \right) = -0.0008,$$

$$- \frac{g}{P} q J \left( \frac{dE}{dt} - 2 \frac{dE'}{dt} \right) = -0.0094,$$

$$dg = -0.010 \text{ pro Grad.}$$

Es darf also selbst bei Verwendung von Elinvar die tägliche thermische Variation nicht größer sein als einige  $\frac{1}{10000}$  Grad Celsius, falls man die Gravitationssonnenwelle mit der Genauigkeit von  $1 \cdot 10^{-6}$  bestimmen will, eine Forderung, die in 200 m Tiefe sicher erfüllbar ist.

6. Längenausdehnung der Feder.

$$- \frac{4ghJ}{abP \sin(\psi_2 - \psi_0)} = -1.2 \cdot 10^{-8},$$

$$\{ \dots \} = -0.27 \cdot 10^{12},$$

$$3g \frac{q}{P} J (E - 2E') = -2.84 \cdot 10^3,$$

$$dg = +1.7 \cdot 10^{-3}.$$

7. Die Längenausdehnung der Bifilarfäden bringt auf jeden Fall eine positive Wirkung hervor, so daß man sieht, daß eine Kompensation erreicht werden kann.

Die Wirkung der Vergrößerung der Drahtdurchmesser ist nicht berechnet, da sie ungeklärt erscheint.

Fall 2a. *Transportables Instrument*. Sehr langer dünner Torsionsfaden mit vielen Windungen.

a) Angenommene Dimensionen:

$$a = 3, \quad d = 0.012, \quad E' = 0.8 \cdot 10^{12},$$

$$b = 3, \quad J = 1 \cdot 10^{-9}, \quad \frac{dE}{dt} = -2.0 \cdot 10^7,$$

$$h = 29.92, \quad x_1 = 30,$$

$$l = 862, \quad x_2 = 29.92, \quad \frac{dE'}{dt} = -0.8 \cdot 10^7,$$

$$\varphi_1 = 1148. \quad P = p = 20.981,$$

$$\varphi_2 = 1748, \quad E = 2 \cdot 10^{12}, \quad \text{A. K. } \alpha = 6 \cdot 10^{-6}.$$

b) Federdimension:

$$\frac{4h}{ab l^3 p \sin(\psi_2 - \psi_0)} = 1.06 \cdot 10^{-12},$$

$$\text{III} = 2.6 \cdot 10^{21},$$

$$\text{IV} = -1.7 \cdot 10^{21},$$

$$1/J = 0.95 \cdot 10^9.$$

c) Thermoelastischer Koeffizient:

$$\frac{4ghJ}{Pab \sin(\psi_2 - \psi_0)} = 0.67 \cdot 10^{-9},$$

$$q = -8.1 \cdot 10^{-3},$$

$$q' = +0.69,$$

$$q'' = +0.84 \cdot 10^{-3},$$

$$dg = -9.2 \cdot 10^{-3}.$$

d) Längenausdehnung des Torsionsfadens:

$$-\frac{4ghJ}{Pab \sin(\psi_2 - \psi_0)} = -0.67 \cdot 10^{-9},$$

$$\{ \dots \} = 1.4 \cdot 10^{12},$$

$$3g \frac{q}{P} J(E - 2E') = -4.8,$$

$$dg = -5.6 \cdot 10^{-3}.$$

Fall 2b. *Transportables Instrument*. Sehr langer dickerer Torsionsfaden mit vielen Windungen.

a) Angenommene Dimensionen:

$$a = 3, \quad \varphi_1 = 1148, \quad x_1 = 30,$$

$$b = 3, \quad \varphi_2 = 1180, \quad x_2 = 29.92,$$

$$h = 29.92, \quad d = 0.026, \quad P = p = 20.981,$$

$$l = 862, \quad J = 2.2 \cdot 10^{-8}, \quad \text{sonst wie vorher.}$$

b) Federdimension:

$$\frac{4h}{ab l^3 P \sin(\psi_2 - \psi_0)} = 1.06 \cdot 10^{-12},$$

$$\text{III} = 1.75 \cdot 10^{21},$$

$$\text{IV} = -1.71 \cdot 10^{21},$$

$$1/J = 0.045 \cdot 10^9.$$

c) Thermoelastischer Koeffizient:

$$\frac{4 g h J}{P a b \sin (\psi_2 - \psi_0)} = 1.46 \cdot 10^{-8},$$

$$q = -3.0 \cdot 10^{-3},$$

$$q' = 0.032,$$

$$q'' = 3.1 \cdot 10^{-5},$$

$$d g = -9.2 \cdot 10^{-3}.$$

d) Längenausdehnung:

$$-\frac{4 g h J}{P a b \sin (\psi_2 - \psi_0)} = -1.46 \cdot 10^{-8},$$

$$\{ \dots \} = +6.4 \cdot 10^{10},$$

$$3 g \frac{q}{P} J (E - 2 E') = 4.0,$$

$$d g = -5.6 \cdot 10^{-3}.$$

Fall 3. *Transportables Instrument.* Wenig gewundener, sehr dünner Torsions faden.

a) Angenommene Dimensionen:

$$a = 3, \quad d = 0.0115, \quad p = 20.981, \quad r_1 = 0.380,$$

$$b = 3, \quad J = 9.1 \cdot 10^{-10}, \quad E = 2 \cdot 10^{12}, \quad \alpha_1 = 65^\circ 10',$$

$$h = 29.92, \quad l = 33, \quad E' = 0.8 \cdot 10^{12}, \quad r_2 = 0.205,$$

$$\varphi_1 = 36.5, \quad x_1 = 30, \quad \frac{dE}{dt} = -2 \cdot 10^7, \quad \alpha_2 = 64^\circ 50',$$

$$\varphi_2 = 68.5, \quad x_2 = 29.92,$$

$$P = 21.981, \quad \frac{dE'}{dt} = -0.8 \cdot 10^7, \quad \text{A.K. } \alpha = 6 \cdot 10^{-6}.$$

b) Federdimension:

$$\frac{4 h}{a b l^3 p \sin (\psi_2 - \psi_0)} = 1.88 \cdot 10^{-8},$$

$$\text{III} = +124 \cdot 10^{15},$$

$$\text{IV} = -66.4 \cdot 10^{15},$$

$$1/J = 1.1 \cdot 10^9.$$

c) Einfluß  $dE/dt$ ,  $dE'/dt$ :

$$\frac{4 g h J}{P a b \sin (\psi_2 - \psi_0)} = 5.7 \cdot 10^{-10},$$

$$q = -2.8,$$

$$q' = 0.18,$$

$$q'' = 0.79,$$

$$d g = -9.8 \cdot 10^{-3}.$$

d) Längenausdehnung der Feder:

$$\begin{aligned}
 -\frac{4ghJ}{Pab \sin(\psi_2 - \psi_0)} &= -5.7 \cdot 10^{-10}, \\
 \{ \dots \} &= +1 \cdot 10^{12}, \\
 3g \frac{q}{P} J(E - 2E') &= -1.5 \cdot 10^2, \\
 dg &= -4.4 \cdot 10^{-3}.
 \end{aligned}$$

e) Einfluß der Änderung des Grundabstandes:

$$\begin{aligned}
 \frac{\varphi_2 x_2}{l^3 P} (EJ - E'J') &= 1.0 \cdot 10^{-3}, \\
 [ \dots ] &= -726, \\
 \frac{\varphi_1 x_1}{l^3 P} (EJ - E'J') &= 0.54 \cdot 10^{-3}, \\
 [ \dots ] &= -760, \\
 dg &= -0.3 \cdot 10^{-3} \quad \text{für } \alpha = 1 \cdot 10^{-6} \text{ (Indilatans)}.
 \end{aligned}$$

**g) Die elastische Hysterese** a) der Bifilarfäden beim Arretieren und Entarretieren. Hierüber kann man theoretisch so gut wie nichts erfahren. Versuche, die mit der normalen Fadenspannung von 10 g bei einem Fadendurchmesser der Bifilarfäden von 0.005 längere Zeit angestellt wurden, haben ergeben, daß nach jedem Arretieren eine kleine Veränderung eintritt. Wenn man jedoch die Beobachtungen so anordnet, daß die Zeiten der Belastung und der Entlastung genau gleich gemacht werden, so hat sich gezeigt, daß der Fehler jedenfalls unter  $1 \cdot 10^{-3}$  bleibt.

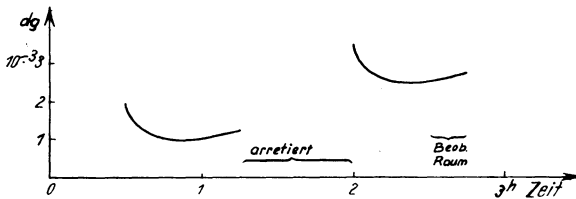


Fig. 10

Elastische Hysterese bei gleichabständigem Arretieren und Entarretieren auf Grund von Beobachtungen des Verfassers

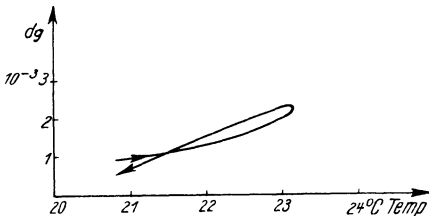


Fig. 11. Elastische Hysterese bei Temperaturumkehr nach Beobachtungen des Verfassers

Die vorstehenden Zahlenrechnungen haben jedoch gezeigt, daß die allgemeinen Verhältnisse nicht ungünstiger werden, wenn man die Hauptlast von den Fäden auf die Feder übernimmt. Dadurch gestaltet sich die Hysterese der Fäden wesentlich günstiger.

b) der Torsionsfeder. Ein günstiger Umstand ist es, daß die Feder in arretiertem und entarretiertem Zustand stets unter demselben Drehmoment steht. Für das Arretieren günstig ist auf jeden Fall die Benutzung einer Feder mit nicht zu wenig Windungen, weil alsdann beim Arretieren keine namhafte Verringerung des Zuges eintritt.

Es bleibt also im wesentlichen als Fehlereinfluß nur das fortwährend andauernde Abfallen der elastischen Kraft übrig. Versuche haben gezeigt, daß bei dem sehr harten Material des Elinvar das dauernde Nachlassen der elastischen Kräfte pro Stunde in  $\Delta g$  unter  $1 \cdot 10^{-3}$  gehalten werden kann, falls die Feder einige Zeit unter dem nötigen Drehmoment gestanden hat.

c) durch Temperaturschwankungen. Obwohl hier stets vorausgesetzt wurde, daß nur geringe Temperaturunterschiede zugelassen sein sollen, bedingendoch die kleinen Schwankungen von wenigen Graden ebenfalls elastische Veränderungen.

Am augenfälligsten erkennt man das, wenn man eine Temperaturumkehr herbeiführt. Dann entsprechen gleichen absoluten Temperaturen nicht genau die gleichen Balkenstellungen.

**h) Zusammenfassung und Schlußfolgerungen.** Aus den im Jahre 1913 durch Professor W. Schweydar angestellten Registrierungen ließen sich im Gegensatz zu Horizontalpendelmessungen nicht alle größeren Wellen, sondern nur die Hauptmondwelle ableiten. Seither sind solche Beobachtungen nicht wieder gemacht worden. Bei Anwendung der seither entdeckten Nickelstähle besteht aber die Aussicht, die früheren Hindernisse aus dem Wege zu räumen und bei gesteigerter Beobachtungsgenauigkeit auch die hauptsächlich interessierenden eintägigen Wellen des Flutpotentials ableiten zu können.

Wenn man einen entsprechend gebauten Apparat als transportables Schwerevariometer benutzen will, so zeigen die vorstehenden Untersuchungen, daß die materiellen Bedingungen zur Zeit hierzu gerade ausreichen. Dabei ist von besonderem Interesse, daß die angewandten Dimensionen in gewissen Grenzen keine bedeutende Rolle spielen. Eine Rolle spielen nur die physikalischen Konstanten und ihre Veränderlichkeit mit der Temperatur, vor allen Dingen die Ausdehnungskoeffizienten und Temperaturkoeffizienten der Elastizitätsmoduli. Diese müssen durch ein besonderes hier angegebenes Verfahren ermittelt werden. Die Zahlenwerte, welche von den letzteren eingeführt worden sind, stellen bei weitem nicht die kleinst erreichbaren dar, so daß es möglich sein wird, in dieser Beziehung die Verhältnisse noch günstiger zu gestalten.

Bemerkenswert für die praktische Anwendung ist, daß der Apparat eine Kompensation der verschiedenen Temperatureinflüsse zuläßt und daß die Anwendung einer Feder kein wesentlich anderes thermisches Verhalten ergibt als ein einfacher tordierter Faden gleichen Materials.

Eine gewisse Erschwerung praktischer Art ergibt sich aus der Tatsache, daß selbst zwei aufeinanderfolgenden Stücken ein und desselben Drahtes nicht mit der notwendigen Präzision dieselben physikalischen Konstanten zukommen, so

daß man immer wieder von vorne anfangen muß, wenn durch Zufall ein endlich als brauchbar gefundenes Drahtstück zerbricht.

Es ist einleuchtend, daß die beschriebene Anordnung auch dazu benutzt werden kann, die absoluten und relativen Temperaturkoeffizienten des Elastizitätsmoduls von Metallen zu untersuchen, und zwar innerhalb so kleiner Temperaturintervalle, wie dies bisher meines Wissens niemals geschehen ist.

Nachweis der Lorentzkontraktion. Nach den Versuchen und Berechnungen von L. Courvoisier\*) beträgt die kosmische Bewegung unseres Sonnensystems  $7.5 \cdot 10^7$  cm/sec mit dem Apex 5 h,  $40^\circ$ .

Die dadurch entstehende periodische Lorentzkontraktion des Erddurchmessers in Richtung der Bewegung von der Periode eines Sterntags würde demnach die Amplitude von rund 10 m haben, die nach Vorstehendem mit mehr als 100facher Genauigkeit meßbar sein müßte.

Diese Versuche müssen jedoch sämtlich in ihrem Ergebnis illusorisch bleiben, weil diese Art von Kontraktion nur eine Folge der Betrachtungsweise ist und die Frage nach scheinbar oder wirklich von einem irdischen Beobachter nicht entschieden werden kann.

Nach der allgemeinen Einsteinschen Relativitätstheorie muß man nämlich folgern, daß nicht bloß eine Längenkontraktion stattfindet, sondern in Verbindung damit die Konstante des Newtonschen Gravitationsgesetzes in Richtung der Bewegung sich um  $f \cdot v^2/c^2$  verkleinert und somit die Kontraktionswirkung gerade aufhebt.

In diesem Zusammenhang ist ein Experiment von R. Tomaschek und W. Schaffernicht\*\*) von Interesse (worauf mich bei Einreichung des Manuskripts Prof. Dr. Angenheister aufmerksam machte). Diese benutzten vor kurzem das Gravimeter Perrot-Schmidt zum Nachweis eines etwaigen kosmischen Einflusses im Sinne einer Lorentzkontraktion.

Es hat sich jedoch — wie vorauszusehen war — keinerlei Einfluß dieser Art ergeben. Daß dabei die Meßgenauigkeit gegenüber den Registrierungen von W. Schweydar sogar noch gesteigert werden konnte, berechtigt, wie bereits ausgesprochen, zu der Hoffnung, daß dieses Instrument eine Bereicherung unserer Kenntnisse bezüglich Elastizität des Erdkörpers und Gezeitenverlauf bringen wird.

## II. Theorie eines zweiten transportablen Gravimeters

(Schwingsbeobachtungen).

Der im folgenden beschriebene Apparat ist ein Gegenstück zu dem Apparat von Lejay-Holweck, mit welchem bekanntlich bereits praktische Messungen gelungen sind. Während bei diesem nur die Biegeelastizität beansprucht wird, kommt hier nur die Torsionelastizität in Frage. Da die Apparate sonst ihrem Prinzip nach ähnlich sind, so kann auch dieser Apparat als aussichtsreich bezeichnet werden.

Die Methode der Aufhängung eines Magnets an zwei Fäden zum Zwecke der Messung der Komponenten des Erdmagnetismus, die wir zum Vergleich heranziehen, wurde durch C. F. Gauß und Weber eingeführt.

---

\*) L. Courvoisier: Astron. Nachr. **214**, 33; **226**, 241; **230**, 245; **234**, 137; **237**, 337; Phys. Zeitschr. **28**, 674.

\*\*) R. Tomaschek und W. Schaffernicht, Astron. Nachr. **244** (1932). Zur gravimetrischen Bestimmung der absoluten Erdbewegung; Nature, July 30, 1932: Tidal oscillations of gravity.

Die Bewegungsgleichung eines solchen Magnets im Erdfelde lautet bekanntlich\*):

$$j \frac{d^2 \Theta}{dt^2} = MH \sin(\delta - \Theta) + \frac{1}{4} \frac{ab}{h} mg \sin(\alpha - \Theta) + \tau(\alpha - \Theta),$$

wo  $MH \sin(\delta - \Theta)$  das Kräftepaar der Horizontalintensität,  $\delta$  die Deklination,  $\Theta$  das Azimut der Magnetachse und  $\tau$  die Direktionskraft der Fäden darstellt. Man kann die Gleichung auf drei charakteristische Fälle anwenden: 1. Magnet schwingt in der Nähe des magnetischen Meridians, 2. die Pole sind vertauscht, sonst wie 1. und 3. Magnet schwingt senkrecht zum magnetischen Meridian. Im Falle 1 wird die einfache Schwingungszeit.

$$T = \pi \cdot \sqrt{\frac{j}{MH + \tau + \frac{ab}{4h} mg}}$$

Im Falle 2:

$$T = \pi \cdot \sqrt{\frac{j}{-MH + \tau + \frac{ab}{4h} mg}}$$

Dem Fall 3 ähnlich ist das zuerst beschriebene labile Bifilargravimeter.

Man erkennt aus Fall 2, daß man  $T$  sehr groß machen kann dadurch, daß man den Nenner der Wurzel nahezu = 0 macht. Obwohl wir es hier nicht mit einem Magnet zu tun haben, können wir doch das Prinzip des Falles 2 anwenden dadurch, daß wir das Bifilargehänge durch Drehung um  $180^\circ$  in labiles Gleichgewicht bringen. Der Aufbau soll dabei so stattfinden, daß die oberen und unteren Balkenendpunkte durch sich kreuzende Fäden torsionslos verbunden werden, wobei dafür gesorgt sein muß, daß die Fäden sich nicht berühren. Man kann auch einen dritten in der Mitte angreifenden Faden zu Hilfe nehmen.

Die Gleichgewichtslage stellt sich nun an der Stelle ein, an welchem das Torsionsmoment der Fäden gleich dem bifilaren Drehmoment ist. Ist das erstere in der Stellung  $180^\circ = 0$ , so ist die Gleichgewichtslage bei  $180^\circ$ , falls man dafür sorgt, daß bei einer kleinen Elongation das entstehende Torsionsmoment ein klein wenig größer ist als das entstehende bifilare Moment. Durch nachträgliches Auflegen von Masse kann man dann die Schwingungszeit so weit steigern, daß das Torsionsmoment im richtigen Verhältnis zum Bifilarmoment steht und somit genügend Empfindlichkeit gegen Schwereänderungen vorhanden ist.

Für die Messung der Schwingungszeit ist alsdann keine so große Genauigkeit erforderlich, wie etwa bei Pendelmessungen, und die Anzahl der nötigen Schwingungen läßt sich ganz beträchtlich herabsetzen. Es genügt demnach ein einfaches Chronometer und eine Meßzeit von etwa 15 Minuten (beschleunigtes Meßverfahren).

\* J. C. Maxwell: A treatise on Electricity and Magnetism. 2, 109 (Oxford 1873).

Bezeichnen wir als Nullage diejenige, welche ein bifilar aufgehängter Balken ohne Einwirkung weiterer Kräfte einnimmt, dann ist die um  $180^\circ$  vermehrte Stellung, nämlich die Stellung, bei der ein Bifilarmoment Null vorhanden ist, diejenige Ausgangslage, von welcher aus wir die Elongation  $\Theta$  rechnen.

Auf unseren Fall angewandt, haben wir dann die Schwingungsgleichung:

$$-j \frac{d^2 \Theta}{dt^2} = \frac{E' J'}{L} (\Theta - \Theta_0) - \frac{a b}{4 h} m g \sin \Theta,$$

mit  $L$  = effektiver Fadenlänge,  $\Theta_0$  = Lage des unteren Balkens, wenn keine Torsion vorhanden ist, wobei wir im folgenden annehmen, daß  $\Theta_0$  klein von II. Ordnung, wenn  $\Theta$  klein von I. Ordnung ist. Es ist notwendig, Rücksicht zu nehmen auf 1. die Neigung der Verbindungslinie der oberen Befestigungspunkte der Bifilar-

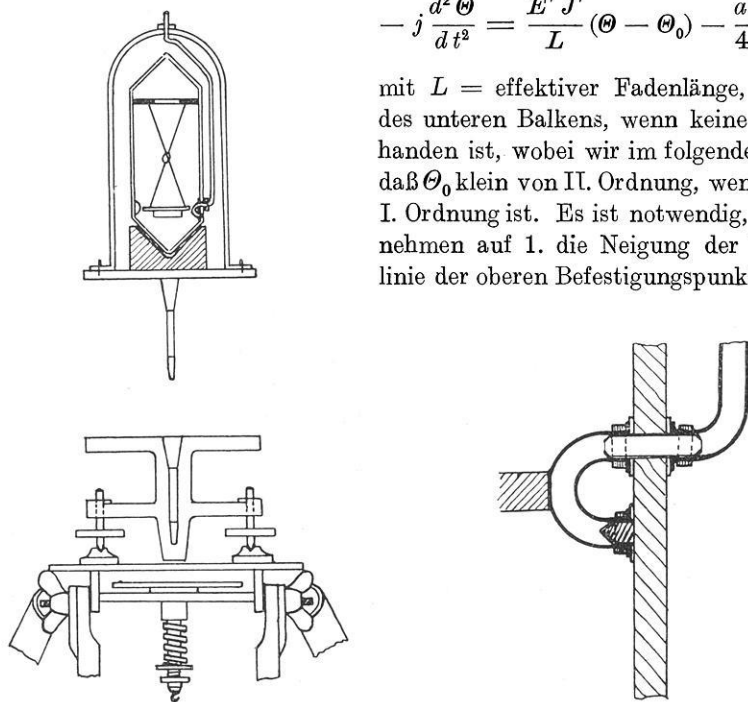


Fig. 12. Labiles Bifilargravimeter

fäden, 2. ungleiche Fadenlänge, 3. unsymmetrische Gewichtsverteilung, 4. die Änderung der vertikalen Abstände infolge der Elongationen.

Alle diese Einflüsse gehen als Korrekturen in die Grundgleichung ein und sind bereits im I. Teil berechnet.

Man erhält deshalb die genauere Schwingungsgleichung:

$$-j \frac{d^2 \Theta}{dt^2} = \frac{E' J'}{L} (\Theta - \Theta_0) - \frac{f_0 f_u}{4 h_{90}} m g \cos \lambda \cos (\lambda + \eta) \frac{1 - \delta^2}{1 - \delta \varepsilon} \sin \Theta + \frac{f_0^2 f_u^2}{32 h_{90}^3} m g \sin 2 \Theta.$$

Das letzte Glied rechts rührt von Punkt 4 her und beträgt mit den angenommenen Zahlen  $1/26$  des Hauptgliedes. Die praktische Beobachtung soll so geschehen, daß



stets gleiche Anfangsamplitude und eine gleiche Anzahl von Schwingungen eingehalten werden (relative Messungen).

Wir setzen zur Abkürzung:

$$K_t = \frac{E' J'}{L},$$

$$K_b = \frac{f_0 f_u}{4 h_{90}} m g \cos \lambda \cos (\lambda + \eta) \frac{1 - \delta^2}{1 - \delta \varepsilon} - \frac{f_0^2 f_u^2}{16 h_{90}^3} m g,$$

und erhalten somit:

$$-j \frac{d^2 \Theta}{dt^2} = K_t (\Theta - \Theta_0) - K_b \sin \Theta.$$

Wenn (analog S. 339)  $\Theta_n =$  Winkel der Gleichgewichtslage eine kleine Größe I. Ordnung,  $\vartheta =$  Elongation klein von II. Ordnung, so hat man mit Abschluß bei Größen IV. Ordnung:

$$-j \frac{d^2 \vartheta}{dt^2} = K_t \vartheta - K_b \cos \Theta_n \sin \vartheta$$

und die Schwingungszeit für  $\infty$  kleine Amplitude:

$$T = \pi \sqrt{\frac{j}{K_t - K_b \cos \Theta_n}},$$

$$dT = \frac{T}{2} \frac{K_b}{K_t - K_b \cos \Theta_n} \frac{d \cos \Theta_n}{\cos \Theta_n}.$$

Somit eine  $K_b : (K_t - K_b \cos \Theta_n)$ -fache Empfindlichkeit gegenüber einem freischwingenden Pendel gleicher Periode.

Mit den Zahlenwerten:  $f_0 = f_u = 2$ ,  $h_0 = L = 6$ ,  $m = 10$ ,  $j = 3$ ,  $d g = \pm 1 \cdot 10^{-3}$ ,  $E' = 0.8 \cdot 10^{12}$ ,  $J' = 1.23 \cdot 10^{-8}$ , folgt  $K_b = 1635$ ,  $K_t = 1640$ ,  $T = 2.44$  sec,  $dT = \pm 4 \cdot 10^{-4}$  sec. Es braucht also in diesem Falle die Schwingungszeit nur auf  $\frac{4}{10000}$  sec genau bestimmt zu werden, d. h. es sind etwa 350 einfache Schwingungen (14.2 Minuten) und die Fixierung des Anfangs- und Endpunktes mit  $\pm 0.1$  sec notwendig (keine Gangbestimmung).

Der Einfluß einer Neigungsänderung. Es bleibt zu untersuchen, ob die Neigungseinflüsse, die mit einem Ab- und Wiederaufbau verbunden sind, so klein als notwendig gehalten werden können.

Aus der Schwingungszeit folgt:

$$\frac{dT}{d\lambda} = \frac{\partial T}{\partial K_b} \frac{\partial K_b}{\partial \lambda},$$

$$\frac{\partial T}{\partial K_b} = \frac{T}{2(K_t - K_b)},$$

$$\frac{\partial K_b}{\partial \lambda} = -K_b \sin (2\lambda + \eta),$$

$$dT = -\frac{T}{2} \frac{K_b}{K_t - K_b} \sin (2\lambda + \eta) d\lambda,$$

und für einen zugelassenen Einstellfehler  $d\lambda$  der Libelle:

$$2\lambda + \eta = - \frac{2 dT}{T d\lambda} \frac{K_t - K_b}{K_b}.$$

Daraus folgt, daß für  $\lambda = 0$  und  $d\lambda = 10''$  bei den sonstigen obigen Annahmen für  $dT = 4 \cdot 10^{-4}$  sec die Neigung des unteren Balkens  $\eta = \pm 1.2^\circ$ , oder überhaupt  $2\lambda + \eta = \pm 1.2^\circ$  höchstens sein darf, eine Voraussetzung, die praktisch keine besonderen Schwierigkeiten bereitet. In der Ebene senkrecht zur Arbeitslage sind die Anforderungen noch viel geringer. Ist  $v$  die Verkürzung wegen Steifigkeit der Fäden, so ist obige Gleichung für  $dT$  mit  $(v/h)$  zu multiplizieren\*).

Der Aufbau des Instrumentes. Da die auftretenden Kräfte außerordentlich klein sind, so muß das Gehänge in einem stark luftverdünnten Raum schwingen, also z. B. in einer Vakuumröhre.

Dabei bereitet die Arretierung einige Schwierigkeiten. Diese kann z. B. dadurch bewerkstelligt werden, daß der Balken durch ein Stück dünnen Gummischlauchs nach Art eines Ventilschlauchs, der sich bei geringem Überdruck aufbläht, gegen eine Feder gedrückt wird, oder wie dies auch Holweck getan hat mittels einer Durchbohrung. Die bei einer vollständigen Entlastung auftretenden elastischen Veränderungen müssen durch einen gleichabständigen Meßvorgang eliminiert werden.

Als Unterbau für die Vakuumröhre kann ein gewöhnlicher Theodolitunterbau benutzt werden, in den die in einem Metallzapfen auslaufende Röhre eingesetzt wird.

Der anfängliche Rotationsantrieb kann dann durch die Feinbewegung des Theodolits geschehen.

Vergleich mit dem Apparat von F. Holweck und P. Lejay\*\*). Dieser beruht auf dem geringen Überschuß des Biegemoments einer vertikal gestellten Blattfeder über das Drehmoment der Schwere. Wie bereits erwähnt, sind die theoretischen Grundlagen des vorliegenden Instrumentes fast dieselben wie bei dem genannten. Günstiger gestaltet sich jedoch der gemachte Vorschlag in zwei Punkten: 1. Es macht weniger Schwierigkeiten, den Wert  $\Theta_0$  streng einzuhalten, während dies bei dem Apparat von Lejay-Holweck nicht möglich ist und eine beachtliche Fehlerquelle darstellt. 2. Eine Lamelle ist wegen der notwendigen Größe ungünstiger als ein dünner Faden.

Ungünstiger ist das Hinzukommen von unvermeidlichen kleinen Pendelschwingungen in der Ebene senkrecht zur Balkenachse. Elektrische Störungen müssen ebenso, wie dies Holweck eingeführt hat, ausgeschaltet werden.

---


$$*) dT = - \left( \frac{v}{h} \right) \cdot \frac{T}{2} \cdot \frac{K_b}{K_t - K_b} \cdot tg \mu \cdot d\mu.$$

\*\*\*) Nachdem im Mai 1932 Herr F. Holweck-Paris die Güte hatte, mir den von ihm und Herrn P. Lejay konstruierten erfolgreichen Apparat vorzuführen und zu erklären, habe ich mich zur Veröffentlichung des vorgeschlagenen, mir ebenfalls aussichtsreich erscheinenden Apparates entschlossen.

### III. Theorie einer Bifilardrehwaage

Bekanntlich beträgt bei der gewöhnlichen Eötvösschen Drehwaage die Direktionskraft des Fadens gegen  $0.6 \text{ gr cm}^2 \text{ sec}^{-2}$  und das dynamische Trägheitsmoment gegen  $20000 \text{ gr cm}^2$ . Dieselbe Größe der Direktionskraft soll nunmehr durch Differenz größerer Kräfte erreicht werden.

a) Mit dem über das ganze Gehänge ausgedehnten horizontalen Drehmoment

$$S = \int (x g_y - y g_x) dM$$

wird mit Benutzung der Bezeichnungen der vorigen Nummer die Gleichgewichtsbedingung:

$$K_t (\Theta - \Theta_0) = K_b \sin \Theta + S,$$

$$K_t = \frac{E' J'}{L},$$

$$K_b = \frac{a b}{4 h} m g.$$

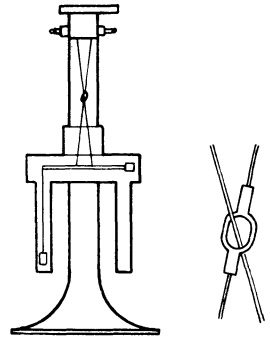


Fig. 13  
Bifilardrehwaage

Für zwei aufeinanderfolgende Stationen hat man somit zur Bestimmung der zehn Unbekannten die zehn Gleichungen:

$$K_t (\Theta_i - \Theta_0) = K_b \sin \Theta_i + S_i, \quad i = 1 \text{ bis } 5,$$

$$K_t (\Theta_i - \Theta_0) = K'_b \sin \Theta_i + S_i, \quad i = 6 \text{ bis } 10,$$

die zur Berechnung der acht Potentialgrößen, der torsionslosen Lage  $\Theta_0$  und der Schweredifferenz  $dg$  ausreichen.

Durch Bevorzugung gewisser Azimute kann man die Auflösung der Gleichungen wesentlich vereinfachen, indem man die Summe dreier Integrale zum Verschwinden bringt und erhält die zwei letzten Größen aus:

$$\Theta_0 = \Theta_m \frac{K_t - K_b}{K_t}, \quad \Theta_m = \frac{\Theta_1 + \Theta_2 + \Theta_3}{3},$$

$$dg = \frac{\Theta'_m - \Theta_m}{\Theta'_m \Theta_m} \Theta_0 g \frac{K_t}{K_b}, \quad \Theta'_m = \frac{\Theta_5 + \Theta_6 + \Theta_7}{3},$$

während die anderen Größen wie gewöhnlich erhalten werden. Die Gleichgewichtslage wird für kleine Winkel  $\Theta$  gefunden aus:

$$\Theta_n = \frac{K_t}{K_t - K_b} \Theta_0 + \frac{S}{K_t - K_b},$$

$$d\Theta_n = \frac{K_t}{K_t - K_b} d\Theta_0.$$

$$d\Theta_n = \left\{ \frac{K_b}{K_t - K_b} \Theta_n + \frac{K_b}{(K_t - K_b)^2} S \right\} \frac{dg}{g} + \frac{dS}{K_t - K_b}.$$

Zur Erreichung dieser Möglichkeit und der richtigen Empfindlichkeit müssen natürlich die Abmessungen im richtigen Verhältnis stehen.

Z. B. mit  $a = b = 2$ ,  $h = 60$ ,  $m = 80$ ,  $\Theta_0 = 10''$ ,  $dg = 1 \cdot 10^{-3}$   $K_t = 1308.6$  (Dicke eines Fadens  $\sim 0.023$ ) ergibt sich  $\Theta_n = 6.06^\circ$  und  $d\Theta = 48''$ .

Da die Erreichung der Konstanz von  $\Theta_0$  dann besonders schwierig ist, wenn die Fäden dauernd unter Torsion gehalten sind, so ist ein Gelingen eher zu erwarten, wenn man  $\Theta_0 = 0$  macht (Torsionsköpfe). Dann muß man für  $dg$  jedoch an Stelle der Beobachtung der Veränderungen der Gleichgewichtslage Schwingungszeiten messen und kommt alsdann kaum um ein Auspumpen der Waage herum. Da die Fäden wesentlich dicker gemacht werden müssen als bei der Originalwaage, so ist die Gefahr der zufälligen Veränderung von  $\Theta_0$  stark vermindert. Die Messung der Schwingungszeit ist aber bei der langsamen Bewegung ein besonderes Problem. Bezüglich der elastischen Eigenschaften gelten die nämlichen Grundsätze, wie im I. Abschnitt erörtert wurde.

b) Bei Anwendung einer Feder und Gleichgewicht bei  $90^\circ + \Theta_n$  (siehe Nr. I) erhält man mit Weglassung von  $S$  die Gleichgewichtslage aus:

$$\Theta_n = \frac{K_t}{K_b} \pm \frac{1}{K_b} \sqrt{K_t^2 - 2 K_b K_t \left(A_2 - \frac{\pi}{2}\right) + 2 K_b^2},$$

$$d\Theta_n = \frac{K_t}{K_t - K_b \sin \Theta_n} dA_2,$$

$$d\Theta_n = - \frac{K_b P}{p (K_t - K_b \sin \Theta_n) g} dg.$$

Für gleiche Werte  $K_b$  kann also im Falle b) der Wert  $K_t / \sin \Theta_n$  mal kleiner gehalten werden als im Falle a), d. h. der Fall b) ist gegenüber Nullpunktänderungen viel günstiger als a).

## Luftelektrische und erdmagnetische Begleiterscheinungen von Erdbeben

Von **Hans Robert Scultetus**, Flugwetterwarte Berlin

Bei vielen Erdbeben, in allen Ländern der Erde, wurden gewisse Leuchterscheinungen beobachtet, auch traten gleichzeitig erdmagnetische Störungen auf, sowie zu Zeiten stärkerer seismischer Tätigkeit besondere Blitzformen. Alle diese Umstände deuten darauf hin, daß bei Erdbeben Luftelektrizität und Erdmagnetismus außergewöhnliche Zustandsänderungen erfahren. Zur raschen und nachhaltigen Aufklärung dieser Zusammenhänge und zur Förderung der kosmischen Synopsis wird ein deutsches Ursigramm angeregt.

Gelegentlich verschiedener Erdbeben wurde über eine eigentümliche Lichterscheinung berichtet, die dem Nordlicht ähnlich ist. Deshalb möchte ich sie kurz als „Erdbebenpolarlicht“ bezeichnen, auch wenn sie außerhalb der Polarregionen auftritt.

Am eindruckvollsten und genauesten wird diese Erscheinung bei C. Hänel<sup>1)</sup> geschildert. In den großen Höhenlagen der Kordilleren — Hänel hielt sich rund sechs Jahre lang, mit geringen Unterbrechungen zum Zwecke der Erholung, in Höhenlagen zwischen 4800 und 5500 m auf — äußern sich die Vorgänge, die dort jedem Erdbeben vorausgehen, folgendermaßen:

„Zunächst macht sich ein eigenartiges Flimmern in der Luft bemerkbar. Ein fahler gelblich-grüner, dem Nordlicht ähnlich sehender Lichtschein, aus dem sehr häufig auch Blitze zucken, scheint sich wie ein dünner Nebel vor die Sonne zu legen und verhüllt sie wie mit einem Schleier. Unmittelbar hierauf folgt ein starker Temperatursturz und, trotzdem es in Durchschnittshöhen von 5000 m auch in diesen tropischen Zonen schon an sich kalt ist, wenn auch nicht in einem solchen Maße wie auf etwa gleicher Höhenlage in den gemäßigten Zonen, so kann man die zunehmende außergewöhnliche Kälte doch sofort verspüren. In Verbindung hiermit steht eine größere Zufuhr von Sauerstoff, also eine Verdichtung desselben, wodurch das Atmen in diesen großen Höhenlagen plötzlich ganz enorm erleichtert wird. Auch die sonstigen Beschwerden, unter denen insbesondere Neuankömmlinge unter den Europäern sehr zu leiden haben, wie Nasenbluten, Kopfschmerzen, Erbrechen usw., verschwinden auf einmal wie weggeweht. Man schöpft wieder tief Atem, und Herz und Lunge, die sonst wie ein Explosionsmotor arbeiteten, kommen plötzlich zur Ruhe. Doch trotz dieses einsetzenden behaglichen Wohlempfindens kann man ein eigenartiges, unheimliches Gefühl nicht loswerden.

„Die in den Bergwerken arbeitenden Cholo-Indianer ziehen hieraus sofort ihre Konsequenzen, denn sobald die erwähnten atmosphärischen Störungen sich bemerkbar machen, eilen die über Tage beschäftigten Indianer zum Eingang des Schachtes und brüllen hinunter: „Terremoto, Terremoto“, auf deutsch: „Erdbeben, Erdbeben!“ Der Ruf pflanzt sich von Stollen zu Stollen, bis tief „vor Ort“, also der eigentlichen Arbeitsstätte fort. Hammer und Schlägel, Picke und Schaufel, Bohrer oder sonstige Werkzeuge fliegen in die nächste Ecke, und es vergehen keine zehn Minuten, bis die gesamte Belegschaft in wilder Flucht die Grube verlassen hat, um hinauszustürmen auf die Puna, wie die Hochebenen in den Kordilleren genannt werden.

„Prompt, wie angekündigt, folgt dann auch eine halbe bis dreiviertel Stunde später das Erdbeben, das dann in den meisten Fällen ebenso prompt die Grube in einen Trümmerhaufen verwandelt, in welchem die Belegschaft unrettbar verloren gewesen wäre, hätte sie sich nicht, zeitig genug gewarnt, vorher in Sicherheit bringen können. Denn draußen auf der Puna, in ein bis zwei Kilometer Entfernung von den Bergmassiven, wo sich stets die primitiven Lehmhütten der Cholos und ebenso die Wellblechbaracken der weißen Angestellten einer Grube befinden, ist der Schaden, den ein Erdbeben anrichtet, natürlich nicht so bedeutend, wie innerhalb einer Grube oder in unmittelbarer Nachbarschaft der Berge, die oftmals wie ein Kartenhaus in sich zusammenstürzen.“

Aber auch an anderen Orten sind derartige Lichterscheinungen beobachtet worden. So berichtet Hänel (a. a. O. S. 305): „Am 14. Januar 1931 konnte man nämlich vor dem großen Erdbeben in Mexiko genau dieselben Erscheinungen am Himmel wahrnehmen, wie sie sonst nur in den Kordilleren beobachtet worden sind. Ebenso setzte schon am Tage vorher ein ganz außergewöhnlicher Temperatursturz ein, und zwar im Gefolge eines orkanartigen SW-Sturmes.“ Auch in der Tagespresse wurde über diese Erscheinung berichtet. Mir liegt eine entsprechende Notiz aus dem „Merseburger Tageblatt“ vom 16. Januar 1931 vor.

Weiterhin berichtet Hänel (a. a. O. S. 306): „Am 7. Juni dieses Jahres (1931) wurden zum ersten Male auch in England einige Stunden vor dem Erd- und Seebeben genau dieselben Erscheinungen hinsichtlich des grün-gelblichen Lichtes am Himmel, der Schwankungen der Magnetnadel (vgl. weiter unten) und Einsetzen einer Kältewelle wahrgenommen, wie in den Kordilleren. Der Leiter des Observatoriums in Kew, die Kapitäne der einzelnen Schiffe, die in der Nordsee kreuzten, berichteten, daß sie noch niemals ähnliche atmosphärische Störungen vor einem Erd- oder Seebeben beobachtet hätten. Auch hierüber berichtet die Tagespresse (Berliner Börsenzeitung 1931, Nr. 260).

Derselbe Bericht erwähnt auch, daß in Japan vor einem der dort stattgefundenen Erdbeben eine ähnliche Erscheinung wahrgenommen wurde. Einer Arbeit von Terada entsprechend<sup>2)</sup> ist diese in Japan aber durchaus nicht selten. Da sie aber meist nachts beobachtet wurde, nachdem die Menschen durch den Erdstoß geweckt worden waren, liegt die Vermutung nahe, ihre Entstehung auf das Erdbeben zurückzuführen. Einige wenige Berichte bezeugen jedoch, daß die Leuchterscheinungen schon vor dem Beben und auch am Tage auftraten. Besonders ist bei dem Idu-Erdbeben vom 26. November 1930 das Leuchten einwandfrei vorher beobachtet worden.

Eine reichhaltige Zusammenstellung aller bei dieser Gelegenheit gemachten Beobachtungen hat Musya gegeben<sup>3)</sup>. Er berichtet, daß das Licht größtenteils wie die Strahlen der aufgehenden Sonne geformt war, weswegen er den Namen Polarlicht-Form gebraucht. Terada sagt sogar [<sup>2)</sup>, S. 246], daß öfter ein Nachleuchten wie nach einem Nordlicht beobachtet wurde. Auch gelegentlich des mitteleuropäischen Erdbebens vom 16. November 1911<sup>4)</sup> wird die Erscheinung in Bahlingen mit der Morgenröte, in Anselingen mit dem Nordlicht verglichen.

Neben der Nordlichtform traten am 26. November 1930 in Japan scheinwerferstrahlförmige und feuerballförmige (den Zeichnungen nach Polarlichtkronen ähnliche) Lichter auf, alles Formen, die auch in alten Berichten erwähnt werden. Diese betonen auch, daß das Licht vor Eintritt des Erdbebens zu erscheinen begann, Obgleich es bis jetzt unmöglich wäre, den Mechanismus der Erscheinung zu erklären, glaubt Musya doch, daß sie mit dem Erdbeben zusammenhängt. Eine regelrechte Klassifikation der Leuchterscheinungen gibt Galli<sup>5)</sup>.

Die Häufigkeit der Beobachtungen bestätigt den vermuteten Zusammenhang, zumal schon vor mehr als 200 Jahren mit ihrer Hilfe Vorhersagen von Erdbeben möglich waren! „Vor dem Erdbeben vom 31. Dezember 1703 [<sup>2)</sup>, S. 235]

gab der Astronom Sukezaemon Sibukawa die Warnung, daß im Laufe der Nacht ein schweres Gewitter oder Erdbeben erwartet würde. Es ist bemerkenswert, daß er augenscheinlich Gewitter und Erdbeben gleichsetzt. Er gibt an, daß seine Warnung auf einige den Blitzen nicht unähnliche Leuchterscheinungen gegründet sei.“

Das Erdbebenpolarlicht wurde in allen Ländern der Erde gesehen. Die meisten Beobachtungen stammen jedoch aus der Zeit nach den Erdstößen, weil die Menschen erst dann auf die Vorgänge am Himmel aufmerksam wurden, hauptsächlich aber nachts, wenn das blitzartige Aufleuchten alles taghell erleuchtete. Vielfach war man dazu geneigt, gleichzeitig Gewitter als Ursache der „Blitze“ anzusehen. Die Bezeichnung „Blitz“ ist schon irreführend. Denn das Aufleuchten geht durchaus nicht blitzartig vor sich, sondern hält fast stets einige Minuten an. Oft ergab sich, daß ohnehin weit und breit kein Gewitter stattgefunden hatte. Auch die durch Erdbeben hervorgerufenen Brände wurden mit wenig Erfolg verantwortlich gemacht.

In neuerer Zeit wird vielfach das durch die Erderschütterungen hervorgerufene Zusammenschlagen von Starkstromleitungsdrähten als Ursache angenommen, doch gibt es zuviel Beobachtungen aus Gegenden, in denen keine derartigen Leitungen vorhanden sind, als daß diese Behauptung aufrechterhalten werden könnte. Hinzu kommt noch, daß auch schon vor der Zeit der Starkstromleitungen vielfach Erdbebenpolarlicht festgestellt wurde. Außerdem weist das Leuchten keine grünliche Farbe auf, wie verbrennendes Kupfer, sondern eine rötliche wie das Polarlicht<sup>4)</sup>. Von der Tatsächlichkeit seines Auftretens ist man heute also allgemein überzeugt.

Terada [<sup>2)</sup>, S. 241], aber auch Hoernes<sup>6)</sup>, Sieberg<sup>7)</sup> u. a. berichten außerdem von Leuchterscheinungen, die bei Erdbeben vom Boden ausgehen. Sie hängen offensichtlich mit den bei solchen Gelegenheiten auftretenden Erdrutschen zusammen und werden streng von den Leuchterscheinungen am Himmel unterschieden. Ihre Ursache ist im Funkenschlagen quarzhaltiger Gesteine oder in Reibungselektrizität zu suchen, womit aber auch nicht alles zu erklären ist. Lais denkt dabei an den Ausgleich besonders hoher Potentialdifferenzen, ohne jedoch zu sagen, woher diese kommen sollen. Terada glaubt sogar, in diesen hohen Potentialdifferenzen eine Ursache der Erdbebenauslösung sehen zu können.

Die Leuchterscheinungen sind nachts natürlich am auffallendsten, weshalb die meisten Berichte darüber von nächtlichen Erdbeben stammen. Aber auch am Tage wurden derartige Vorgänge beobachtet, doch sind die Berichte hierüber seltener. Aus diesem Grunde sind die Beobachtungen Hänel's<sup>1)</sup> außerordentlich wichtig, der in der reinen Höhenluft der Anden ganz ausgezeichnete Sichtmöglichkeiten hatte. Er betont, daß vor jedem Erdbeben das Erdbebenpolarlicht auftrat.

Ein Zusammenhang zwischen beiden Erscheinungen muß also bestehen, nur wird es nicht so sein, daß die Erdbeben Folgen der elektrischen Vorgänge sind, sondern beide eine gemeinsame Ursache haben. Dieser entspringt auch das bekannte Andenleuchten. Denn der Zusammenhang des Andenleuchtens mit

Erdbeben scheint ebenso zu bestehen. Knoche berichtet <sup>8)</sup>, daß während des großen Erdbebens von Valparaiso (August 1906) dort und in Santiago die Leuchterscheinungen ganz außerordentlich waren, wie sie weder vorher noch nachher je bemerkt wurden. Das Andenleuchten ist also offensichtlich durch die gleiche Verstärkung der Potentialdifferenz hervorgerufen, auf die das von Hänel in 5000 m Höhe beobachtete Leuchten zurückzuführen ist.

Terada spricht <sup>[2]</sup>, S. 253] über Schwankungen von Kabel- und Erdströmen bei Erdbeben. Auch andere Autoren haben schon früher von solchen Vorgängen berichtet. Am bemerkenswertesten sind die diesbezüglichen Bemerkungen von Urbanitzky <sup>9)</sup>. Die italienische Telegraphendirektion sah sich im Jahre 1873 veranlaßt, allen ihren Untergebenen die gleichzeitige Beobachtung von Erdbeben und Erdströmen aufzutragen. Zahlreiche Beispiele zeigen, daß nach Schwankungen der Erdströme Erdbeben eintraten. Ja, Milne forderte sogar, daß die Erdbebenwarten mit erdmagnetischen Instrumenten ausgerüstet würden, nachdem er erkannt hatte <sup>11)</sup>, daß die Unruhe der Magnetnadeln bei Erdbeben nicht nur durch die Erderschütterungen hervorgerufen werden, sondern offensichtlich auf magnetischen Störungen beruhen, die auch in weiter Entfernung vom Epizentrum feststellbar sind.

C. Hänel, unser Kronzeuge, berichtet bezüglich dieser erdmagnetischen Erscheinungen <sup>[1]</sup>, S. 301]: „daß jedes mal vor einem Erdbeben in den Kordilleren, sobald die von mir beschriebenen Vorgänge in der Atmosphäre einsetzten, sowohl bei meinem gewöhnlichen Kompaß als auch bei meinem Grubenkompaß, die ich täglich benutzen mußte, um die Abweichungen der Magnetnadel „unter Tage“ mit der ständig sich gleichbleibenden Richtung der Nadel „über Tage“ zu vergleichen, ganz außergewöhnlich starke Schwankungen der Magnetnadel sich bemerkbar machten. Sie vibrierten dauernd und schlugen, trotzdem die Kompassse völlig still lagen, verschiedentlich bis zu einem Winkel von 120 bis 140° aus. Am Tage des Erdbebens von Valparaiso berichteten die einzelnen meteorologischen Stationen an der Westküste dasselbe, und ebenso konnten die Schiffsoffiziere der in den einzelnen Häfen vor Anker liegenden Dampfer außergewöhnlich große Schwankungen der Magnetnadel im Kompaß feststellen. Es ist auch noch zu erwähnen, daß an der ganzen sonnendurchglühten und ausgedörrten Westküste, wie übrigens auch bei kleineren Erdbeben, vor Eintritt derselben stets eine außergewöhnliche Kältewelle festgestellt wird, also eine Erscheinung, wie man sie in dieser Gluthölle sonst überhaupt nicht kennt.“

Über das Auftreten besonderer Blitzformen zu Zeiten gesteigerter seismischer Tätigkeit berichtet Terada <sup>11)</sup>. Er nennt sie „rocket lightnings“, sie sind den Schlangenblitzen ähnlich. Die Erscheinung ist äußerst selten, ihr Hauptmerkmal ist die verhältnismäßige Langsamkeit, mit welcher der vorderste Rand des leuchtenden Bandes in seiner Zugrichtung verlängert wird.

Alle diese Umstände deuten darauf hin, daß bei Erdbeben außergewöhnliche Zustandsänderungen von Erdmagnetismus und Lufterktrizität auftreten. Zur Feststellung der Ursachen wäre es vielleicht sehr nützlich, wenn der Eintritt von



Erdbeben auch in Deutschland in einem den Ursigrammen (Ursi = Union Radio Scientifique International) ähnlichen Schlüssel, wie er den „Seismo“-Meldungen von Frankreich und England zugrunde liegt, funkentelegraphisch im Anhang an die täglichen deutschen Wettersammelmeldungen mitgeteilt würde.

So könnte man das nach Sieberg dunkelste Kapitel der Seismologie sicher bald aufhellen, zumal, wenn man die vom Verfasser bereits definierte und geforderte kosmische Synopsis anwendet<sup>12)</sup>. Diese soll dazu dienen, bereits vermutete Zusammenhänge zwischen den verschiedensten geophysikalischen Vorgängen und der Sonnentätigkeit aufzuklären.

Zur Ordnung der Beobachtungen, deren Vielseitigkeit zunächst sehr groß ist, zur einwandfreien Bestimmung im Anfang aber im weitesten Umfange berücksichtigt werden müssen, ist nach langjähriger Vorarbeit ein Vordruck ausgearbeitet worden. Die Zeit ist darin nach Sonnenrotationen eingestellt worden, die den Zürcher Normen entsprechend numeriert und gerechnet werden, so daß möglichste Gleichmäßigkeit des gesamten Materials erreicht wird. Zu seiner laufenden Herbeischaffung wäre es sehr erwünscht, wenn auch von Deutschland an einer der bestehenden meteorologischen Nachrichtenzentralen ein Ursigramm zusammengestellt werden könnte, dem auch die Seismo-Meldungen angeschlossen werden.

#### Literatur

<sup>1)</sup> C. Hänel: Vorherankündigung von Erdbeben auf Grund ihrer durch kosmische Einflüsse bedingten Ursachen. Yamato, Zeitschr. d. deutsch-japanischen Gesellschaft, III. Jahrg. 1931, Heft 6, S. 296—309.

<sup>2)</sup> T. Terada: On Luminous Phenomena Accompanying Earthquakes. Bull. of the Earthq. Res. Inst., Tokyo, Imp. Univ., Vol. IX, Part 3, Sept. 1931, S. 225—255.

<sup>3)</sup> K. Musya: On the luminous Phenomena that attended the Idu-Earthquake, Nov. 26th, 1930; Bull. of the Earthq. Res. Inst., Tokyo, Imp. Univ., Vol. IX, Part 2, June 1931, S. 177—215.

<sup>4)</sup> A. Sieberg und R. Lais: Das mitteleuropäische Erdbeben vom 16. November 1911. Veröffentl. d. Reichsanstalt für Erdbeben-Forsch., Jena, Heft 4; Jena 1925, S. 51.

<sup>5)</sup> I. Galli: Raccolta e classificazione di fenomeni luminosi osservati nei terremoti. Bolletino della Societa Italiana 14, 221 (1920).

<sup>6)</sup> R. Hoernes: Erdbebenkunde, S. 113—116. Leipzig 1893.

<sup>7)</sup> A. Sieberg: Geologische, physikalische und angewandte Erdbebenkunde, S. 118—120. Jena, S. Fischer, 1923.

<sup>8)</sup> K. Knoche: Über elektrische Entladungen in der Kordillere. Meteorol. Zeitschr. 1909, S. 353.

<sup>9)</sup> A. Ritter v. Urbanitzky: Die Elektrizität des Himmels und der Erde, S. 360. Wien, Pest, Leipzig, A. Hartlebens Verlag, 1888.

<sup>10)</sup> Milne: Seismological Observations and Earth Physics, 1903, Januarheft des Geographical Journal.

<sup>11)</sup> T. Terada: Earthquake and Thunderstorm. Bull. of the Earthq. Res. Inst., Tokyo, Imp. Univ., Vol. 9, Part 4, S. 387—397, 1931.

<sup>12)</sup> H. R. Scultetus: Langfristige Wettervorhersage, Erfahrungsberichte des Deutschen Flugwetterdienstes, Hergesell-Band, Sonderband III, S. 69—76.

## Brechungsgesetz oder senkrechter Strahl? Eine kritische Studie auf Grund seismischer Arbeiten in Venezuela.

Von **Oswald v. Schmidt** — (Mit 14 Abbildungen)

Die Arbeit behandelt das bisher strittige Problem: Herrscht in der angewandten Seismik das Fermatsche Prinzip oder der „senkrechte Strahl“? Auf Grund der Ergebnisse einer geophysikalischen Expedition in Venezuela wird gezeigt, daß alle Daten gegen den „senkrechten Strahl“ und für das Brechungsgesetz sprechen. Die Laufzeitkurven zeigen, daß sich stets eine 1 bis 10 m tiefe Verwitterungsschicht kraß von den anderen Schichten unterscheidet:  $v_0 = 300$  bis 600 m; hierdurch erklären sich die oft zitierten „überraschend großen Emergenzwinkel“. Für das Fermatsche Prinzip spricht unter anderem, daß die  $t$ - $s$ -Kurven bei Brüchen Hyperbeln darstellen, die ebenso wie die Höhenreduktionen eine Horizontalverschiebung um  $htgi$  verlangen. Es wird ein theoretischer Beweis erbracht, daß die maximale Energieübertragung nach dem Brechungsgesetz erfolgt. — Neben anderen experimentellen Einzelheiten wird eine verbesserte Methode angegeben, um nach der Schallzeit zu sprengen. Es werden zwei Sprenglinien aus Venezuela wiedergegeben, aus denen alle Daten der zweiten und dritten Schicht nach dem Brechungsgesetz berechnet werden; es ergibt sich eine Übereinstimmung in den Neigungswinkeln bis zu  $0^\circ 3'$ .

**Problemstellung.** Es herrschen zur Zeit in der angewandten Seismik zwei Ansichten über den Verlauf der seismischen Strahlen:

Die eine Ansicht nimmt an, daß die Strahlen (siehe Fig. 1) auf dem Wege  $a'_1 a'_2 c'_3 b'_2 b'_1$  senkrecht auf die darunterliegende härtere Schicht auffallen und dann wieder senkrecht heraufsteigen. Diese Annahme soll hinfort der Kürze halber „senkrechter Strahl“ genannt werden; sie ist vertreten worden von: Ambronn<sup>7) 8)</sup>, Angenheister<sup>1)</sup>, Barsch und Reich<sup>14)</sup>, Brockamp und Mothes<sup>11)</sup>, Brockamp<sup>17)</sup>, Schweydar und Reich<sup>5)</sup>. Von Brockamp außer-

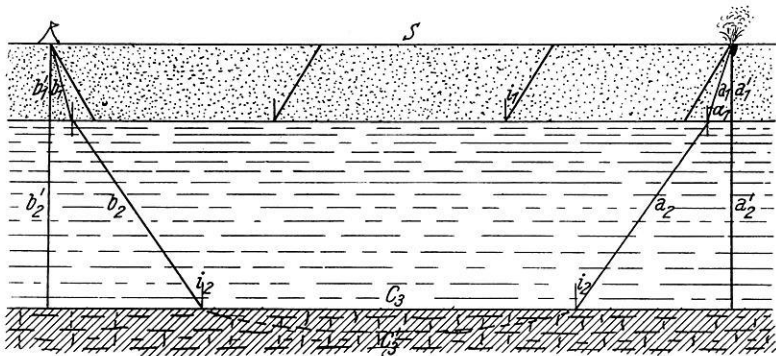


Fig. 1. Die beiden zur Diskussion stehenden Ansichten:  
 $a'_1 a'_2$  usw. „senkrechter Strahl“;  $a_1 a_2$  usw. „schräger Strahl“

dem noch in besonders entschiedener Form mündlich in den geophysikalischen Kolloquien 1932 in Berlin-Charlottenburg.

Die andere Auffassung ist die, daß die Strahlen des ersten Stoßes den Weg der kürzesten Zeit laufen, so daß nach dem optisch akustischen Brechungsgesetz gerechnet werden kann. Dieses wäre also nach Fig. 1 der Weg über  $a_1 a_2 c_3 b_2 b_1$ , die Strahlen fallen also schräg auf die darunterliegende Schicht auf. Diese Ansicht soll als „schräger Strahl“ bezeichnet werden; sie ist vertreten durch: Ansel<sup>13)</sup>, D. C. Barton<sup>9)</sup>, Bornitz<sup>18)</sup>, Brockamp und Wölken<sup>10)</sup>, A. Broughton Edge und T. H. Laby<sup>19)</sup>, V. Gavrilovich-Gabriel<sup>20)</sup>, Gerecke<sup>21)</sup>, Gutenberg<sup>2)</sup>, M. Hannemann<sup>3)</sup>, Meisser<sup>12)</sup>, Meisser und Martin<sup>4)</sup> 15), O. v. Schmidt<sup>6)</sup> 16).

Während einer geophysikalischen Expedition in Venezuela von 1928—1930 stand ich vor der Entscheidung, welche Berechnungsart anzuwenden sei. Es war nicht leicht eine Entscheidung zu treffen besonders, da die Arbeit von Schweydar und Reich (l. c.) oft zitiert wurde und auch die Geologen die Meinung äußerten, daß die Berechnung nach dem „senkrechten Strahl“ zu besserer Übereinstimmung mit den Bohrergebnissen führe [siehe Barsch und Reich<sup>14)</sup>, S. 172].

Diese letztere Tatsache ist aber keineswegs ein Beweis für die Richtigkeit der theoretischen Grundlage, so lange nicht bewiesen wird, daß die horizontal gemessene Geschwindigkeit der oberen Schicht  $v_1$  längs  $s$  (siehe Fig. 1) auch der senkrechten Geschwindigkeit  $v'_1$  längs  $a_1$  bzw.  $a'_1$  tatsächlich entspricht (bei abwechselnder Schichtenfolge ist dieses z. B. nicht der Fall). Ist das vertikale  $v'_1$  geringer, so sieht es so aus, als ob die Rechnung nach dem senkrechten Auffallen richtiger wäre, de facto kompensieren sich aber nur zwei Fehler.

Wenn es auch in theoretischen Publikationen möglich ist, vorsichtshalber beide Rechnungsarten „senkrecht“ und „schräg“ anzuführen, in der Praxis — speziell bei einem Auftrage für die Erdölindustrie, wo es sich um Hunderttausende handelt — ist es gänzlich ausgeschlossen, zwei verschiedene Tiefenangaben je nach Rechnungsart vorzulegen, um so mehr, als die Differenzen nach den beiden genannten Methoden gar nicht so gering sind, wie oft angenommen wird. Außerdem ergeben sich, je nachdem, ob „senkrecht“ oder „schräg“ gerechnet wird, oft schwerwiegende Differenzen in der Lokalisation tektonischer Störungen, z. B. von Brüchen oder von Rändern eines Salzstockes.

Die vorliegende Arbeit behandelt die theoretischen Überlegungen und praktischen Versuche, die in Venezuela zwecks Klärung der angeschnittenen Fragen unternommen wurden. Es stand damals natürlich nur die Literatur bis Mitte 1929 zur Verfügung, also (1) bis (11), in vorliegender Arbeit ist die Literatur jedoch bis Anfang 1932 berücksichtigt.

Als erstes wollen wir die Gründe für die Annahme des „geraden Strahles“ aus der in der Literatur am meisten zitierten Arbeit von Schweydar und Reich (l. c.) rekapitulieren und dann im zweiten und dritten Abschnitt die Gegengründe betrachten, die hauptsächlich auf experimentellen Ergebnissen der

seismischen Arbeiten in Venezuela basieren. Im vierten Abschnitt wird eine theoretische Erklärung dafür gegeben, durch welchen Umstand der Energie-transport den Weg der kürzesten Zeit nimmt und die ankommende Energie so verhältnismäßig wenig von der Tiefe abhängig ist. Nachdem im fünften Abschnitt einige technische Einzelheiten erörtert und die Sprengdaten tabellarisch angeführt worden sind, ist zum Schluß im sechsten Abschnitt eine Tiefenuntersuchung aus Venezuela beschrieben, aus der zu ersehen ist, daß die — nach dem „schrägen Strahl“ vorgenommenen Tiefenberechnungen überzeugend gut in sich übereinstimmen (prozentualer Fehler 1 %!).

### I. Bisherige Gründe für „senkrechten Strahl“

Betrachten wir nun die Gründe, die Schweydar und Reich für den „senkrechten Strahl“, also damit gegen das Brechungsgesetz anführen:

1. Die Emergenzwinkel sind stets nahe  $90^\circ$ .

2. Im Falle des „schrägen Strahles“ muß angenommen werden, „daß der an der Oberfläche der härteren Schicht stark gebrochene Strahl ein wenig in diese Schicht eindringt und hier infolge einer kontinuierlichen Zunahme der Geschwindigkeit gekrümmt wird, um wieder aus der härteren Schicht herauszukommen . . . Es scheint uns schwierig, eine Erklärung zu finden für eine Aufwärtsbewegung des Strahles“.

3. Auf dem beschriebenen Wege („schräger Strahl“) kann nur verschwindend wenig Energie zur Oberfläche gelangen.

Es zeigt sich nun, daß die drei angeführten Einwände an Hand der Ergebnisse in Venezuela leicht zu widerlegen sind; wenden wir uns den einzelnen Punkten zu.

### II. Widerlegung der drei Gründe für „senkrechten Strahl“

**1. Die Emergenzwinkel.** a) Die Verwitterungsschicht und ihre Geschwindigkeit  $v_0$ . Teils um die angeschnittenen Fragen zu klären, teils um genaueren Einblick in den Aufbau der Erdschichten zu gewinnen, wurde jede Laufzeitkurve mit ganz kleinen Abständen begonnen, im allgemeinen lagen die ersten Sprengungen auf 2, 4, 6, 8, 10, 15, 20 m, dann folgten erst die weiteren Sprengungen mit 50, 100 m usw. Diese Nahsprengungen wurden nur dann unterlassen, wenn die nächste Beobachtungsstation vollkommen analoge Oberflächenverhältnisse zeigte.

Bei genauerer Betrachtung der Laufzeitkurven sieht man nun (z. B. Fig. 5), daß die normale  $v_1$ -Kurve nicht gleich anfangs einsetzt, sondern daß stets bis zu etwa 10 oder 20 m eine ganz geringe Geschwindigkeit von 240 bis 600 m nachzuweisen ist, hinfort  $v_0$  genannt, die dann erst in die Normalgeschwindigkeit  $v_1$  übergeht. In Fig. 5 bis 9 sind die Laufzeitkurven derartiger Anfangsgeschwindigkeiten wiedergegeben, mit der aus dem Knick berechneten Tiefe der Grenzschicht  $v_0 v_1$ .

Um die Natur dieser Anfangsgeschwindigkeiten zu ergründen, wurden mehrere Meter tiefe Gruben ausgehoben; es ergab sich dabei folgendes: im Punkt 0 der Fig. 8 z. B. war der Ton bis zu 2.55 m rot und ging dann scharf in Graugrün über. Mit einer Genauigkeit von etwa  $\pm 5$  cm stimmte die berechnete Tiefe der festen Schicht mit der Grenzschrift zusammen, in der die Bodenverwitterung aufhörte. Die Schicht mit der Geschwindigkeit  $v_0$  stellt also im allgemeinen die oberste Verwitterungsschicht dar, die in Venezuela sowohl bei Sandstein als auch bei Tonen festgestellt werden konnte.

In Fig. 10 sehen wir eine Laufzeitkurve etwas anderen Charakters: hier geht die Anfangsgeschwindigkeit  $v_0$  ganz kontinuierlich in  $v_1$  über. Die an der betreffenden Stelle ausgehobene Grube ergab einen stetigen Übergang von lockerem zu immer festerem, tonigem Material. In Fig. 11 erstreckt sich dieser stetige Übergang bis zu einer Tiefe von über 20 m; hier handelt es sich allerdings um eine besonders innige Vermischung von sandigem Lehm mit der darunter liegenden festeren Schicht.

b) Die großen Emergenzwinkel sind Folge des kleinen  $v_0$ . Was sagen uns nun diese immer vorhandenen Geschwindigkeiten  $v_0$  über den Emergenzwinkel aus? Da der Emergenzwinkel  $e = 90^\circ - i$  ist, so können wir ihn aus dem Verhältnis der Geschwindigkeiten  $v_0$  und  $v_1$  berechnen:  $\sin i = v_0/v_1$ ; im Falle der Fig. 5 z. B. ist  $i = 10^\circ 5'$ .

Wir haben also, wenn das Brechungsgesetz Gültigkeit hat, von 15 m an mit einem Emergenzwinkel von  $80^\circ$  zu rechnen; hierdurch erklärt sich der „überraschend große Emergenzwinkel“ von Schweydar und Reich ganz zwanglos. Tritt nun bei größeren Tiefen noch eine Schicht mit höherer Geschwindigkeit  $v_2$  in Erscheinung, so müssen wir den aufsteigenden Strahl folgendermaßen berechnen:  $i_2$  ist der Winkel der Totalreflexion an der dritten Schicht  $\sin i_2 = v_1/v_2$  (s. Fig. 1). Dieser aufsteigende Strahl wird an der Grenzschrift  $v_1 v_0$  nochmals gebrochen nach dem Verhältnis

$$\frac{v_0}{v_1} = \frac{\sin \alpha_1}{\sin i_2}.$$

Setzen wir hier den Wert für  $\sin i_2$  ein, so erhalten wir  $\sin \alpha_1 = v_0/v_2$ , der Strahl steigt also noch steiler auf, der Emergenzwinkel wird also noch größer. Die Fortsetzung der Laufzeitkurve von Fig. 5 ergibt eine Geschwindigkeit der zweiten Schicht  $v_2 = 3.5$  km. Da wir  $\alpha = 5^\circ 45'$  finden, so ist der Emergenzwinkel also gleich  $84^\circ 15'$ , so nahe  $90^\circ$ , daß er in den meisten Fällen von  $90^\circ$  nicht zu unterscheiden ist. Das Brechungsgesetz erklärt also das steile Aufsteigen der Bebenstrahlen vollkommen zwanglos, ohne daß eine neue, ad hoc konstruierte Theorie notwendig ist.

c) Die Emergenzwinkel in Sperenberg. Die von Schweydar und Reich gefundenen Emergenzwinkel bei Sperenberg stimmen vollkommen mit dem Brechungsgesetz überein, wenn wir die  $v_0$ -Schicht einführen, die dort (nach

früheren Messungen von mir) eine Geschwindigkeit von 400 m hat. Wir müßten dann theoretisch erhalten: bis etwa 100 m  $76^{\circ}$  und nach 100 m etwa  $84^{\circ}$ , was gut mit den unten angeführten Messungen von Schweydar und Reich übereinstimmt (siehe Tabelle 1).

Tabelle 1. Die Emergenzwinkel in Sperenberg

Entfernung	$e$ gemessen	$e$ berechnet aus $v_0$
15.2	$76^{\circ}$	$76^{\circ}$
30	66.2	76
60	78.7	76
103	90	84

Bei Berücksichtigung der Verwitterungsschicht sprechen die gemessenen Werte von Schweydar-Reich nicht gegen, sondern für das Brechungsgesetz.

d) Die Emergenzwinkel in Kummersdorf. Anders als eben geschildert liegen die Dinge bei den Messungen von Schweydar und Reich in Kummersdorf: dort sollen alle Emergenzwinkel nahe  $90^{\circ}$  gefunden worden sein. Sowohl aus den Seismogrammen, als auch aus nachfolgender Gegenüberstellung der Sprengmengen zeigt sich aber, daß die Ladungen dort viel zu gering waren, um den longitudinalen Stoß überhaupt übertragen zu können. Nachstehend eine Gegenüberstellung der Sprengladungen von Schweydar und Reich und derjenigen von mir (siehe Tabelle 2).

Tabelle 2. Vergleich der Sprengstoffmengen

Schweydar und Reich in Kummersdorf			v. Schmidt in Norddeutschland		
m	g	$v_1$	m	g	$v_1$
222	200	1021	200	1700	1600
222	1000	1058	200	1700	1600
222	1200	1078	200	1700	1600
402	200	1029	400	4500	1600
602	600	1039	600	8000	1600

Man sieht also, daß Schweydar und Reich etwa zehnmal geringere Ladungen verwandt haben als ich; die unerwartet kleine Geschwindigkeit „in feuchten Sanden“ von Schweydar und Reich  $v_1 = 1050$  m habe ich schon 1928 darauf zurückgeführt, daß hier infolge zu schwacher Ladungen wahrscheinlich die Transversalgeschwindigkeit gemessen worden ist, da ich in Sperenberg und der Lüneburger Heide nie so geringe Geschwindigkeiten, sondern stets Werte um 1600 m gefunden habe.

Barsch und Reich<sup>14)</sup> bestätigen die von mir gefundene Geschwindigkeit, indem sie im „unverfestigten sandig mergeligen oder tonigen Diluvium“ stets 1600 m finden, also genau dieselbe Geschwindigkeit, die ich 1922 fürs Diluvium der Lüneburger Heide gefunden hatte.

## 2. „Kontinuierliche Zunahme der Geschwindigkeit in Schicht 2... usw.“

Auch diese zweite Annahme von Schweydar und Reich, die gegen den „schrägen Strahl“ sprechen soll, trifft nicht zu. In Fig. 13 ist eine Laufzeitkurve aus Venezuela abgebildet: wir unterscheiden deutlich auf beiden Kurven die drei Geschwindigkeiten  $v_1 v_2 v_3$ . Von besonderem Interesse ist hier der Verlauf von  $v_3$ ; wir sehen die vier Punkte von  $v_3$  haarscharf auf einer geraden Linie, von einer „kontinuierlichen Zunahme der Geschwindigkeit“ ist auch nicht das geringste zu merken, trotzdem die Schicht 3 in diesem Falle über eine Strecke von mehr als 1500 m verfolgt werden kann. Es ist also mit Sicherheit anzunehmen, daß bis zu einer Mächtigkeit von etwa 400 m die Schicht 3 eine konstante Geschwindigkeit besitzt (anderenfalls wäre eine Geschwindigkeit  $v_4$  aufgetreten). Dieses läßt sich nur dadurch erklären, daß die in der angewandten Seismik beobachtete Geschwindigkeit  $v_2$  oder  $v_3$  stets einer Grenzwellenlänge entspricht, die sich in der unteren Schicht fortpflanzt.

Solche Grenzwellen sind sowohl in der Seismik als auch in der Optik bekannt, die Energieverhältnisse desselben sind allerdings noch nicht quantitativ erfaßt worden, auch über das Verhältnis zwischen longitudinaler und transversaler Komponente ist nichts bekannt. Jedenfalls ist die Geschwindigkeit  $v_3$  der Grenzwellen bemerkenswerterweise gleich oder nahe gleich der Geschwindigkeit der Longitudinalwellen, also nicht den Rayleighwellen entsprechend.

Diese Grenzwellen wirken nun zurück auf die Schicht 1, ohne daß wir ein Eindringen in die Schicht 3 und Wiederaufbiegen anzunehmen brauchen (Näheres siehe Abschnitt IV, 1 und 2).

Auch in den Fällen, wo de facto eine kontinuierliche Zunahme der Geschwindigkeit zu verzeichnen ist, wie z. B. bei den Nahsprengungen der Linie D 2 (siehe Fig. 11), auch dort ergeben sich keinerlei prinzipielle Schwierigkeiten. Wir brauchen uns nur ein Profil mit mehreren sehr dünnen Schichten zu denken, dann geht der geradlinige seismische Strahl in den gekrümmten über, wie dieses aus der großen Seismik bekannt ist. Diese Tatsache, daß wir es in der praktischen Seismik meistens mit geraden Strahlen zu tun haben, ist daher eher überraschend.

**3. Die energetischen Gründe gegen den „schrägen Strahl“.** Wir kommen nun zum dritten Einwand gegen den schrägen Strahl, nämlich zur Behauptung, daß auf dem beschriebenen Wege (schräger Strahl) nur verschwindend wenig Energie zur Oberfläche gelangen kann.

Angenommen: der hauptsächlichste Energieübergang geschehe nicht auf dem Wege der kürzesten Zeit, sondern auf dem zeitlich längeren Wege des senkrechten Strahles (siehe Fig. 1). In solchem Falle mußte, wenn wir absichtlich zeh- oder hundertmal mehr Dynamit verwenden als notwendig, doch genügend Energie da sein, um wenigstens teilweise den Weg der kürzesten Zeit zu nehmen, d. h. die Laufzeit müßte bei starker Überladung kürzer werden. Dieses ist aber nicht der Fall: ich habe derartige Versuche schon 1923 ausgeführt und 1929 in Venezuela mehrfach wiederholt. Das Ergebnis war stets dasselbe: die Laufzeit

ist bei Überladung nicht von der Dynamitmenge abhängig. Man kann daraus wohl mit Sicherheit schließen, daß es eben stets der Weg der kürzesten Zeit ist, auf dem der hauptsächlichste Energietransport stattfindet. Wie man sich den Vorgang des Energietransportes nach dem „schrägen Strahl“ theoretisch zu denken hat, soll im Abschnitt IV erklärt werden.

### III. Tatsachen, die für den „schrägen Strahl“ sprechen

**1. Die Laufzeitkurve bei tektonischen Brüchen.** Um ein Bild der Laufzeitkurve beim tektonischen Bruch zu erhalten, wollen wir vorerst die Annahme machen, daß der Bebenstrahl den Weg der kürzesten Zeit durchläuft, und wollen dann vergleichen, wie die so gewonnene Laufzeitkurve mit der Erfahrung übereinstimmt.

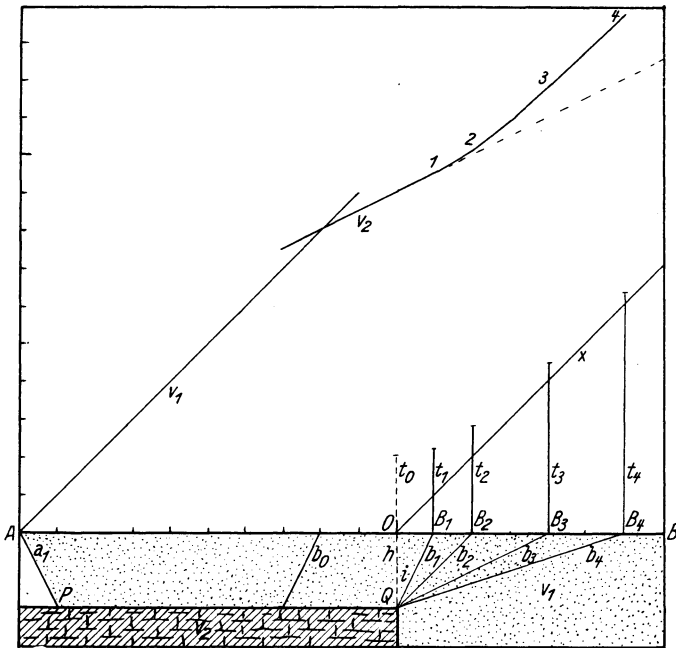


Fig. 2. Die L. Z. K. bei einem Bruch ist eine Hyperbel

In Fig. 2 stelle  $AB$  die Oberfläche der ersten Schicht mit der Geschwindigkeit  $v_1 = 1.0$  km dar,  $PQ$  die Oberfläche der zweiten Schicht mit der Geschwindigkeit  $v_2 = 2.0$  km; bei  $Q$  sei der Rand der zweiten Schicht, wie wir das bei einem Salzstock, einem steilen Bruch, oder beim Auskeilen einer Schicht erleben.

Betrachten wir die Wege der kürzesten Zeit von dem Sprengpunkt  $A$  nach den einzelnen Beobachtungspunkten  $B_1 B_2$  usw., so ergibt sich, daß bis zum



Punkte  $B_1$  das normale Brechungsgesetz mit dem Winkel der Totalreflexion  $i$  gilt. Bei größeren Sprengentfernungen läuft der Weg der kürzesten Zeit wohl auch noch über den Randpunkt  $Q$ , doch entsprechen die Winkel dann nicht mehr dem Brechungsgesetz, und die Strecken  $b_2 b_3 b_4$  werden kontinuierlich immer größer. Setzen wir vorläufig den Punkt  $Q$  zum Ausgangspunkt unserer Zeitbetrachtungen, so finden wir:

$$b_2^3 = h^2 + (OB_2)^2; \quad b_3^3 = h^2 + (OB_3)^2 \text{ usw.}$$

Die Strecken  $b_2 b_3 b_4$  bzw. die ihnen gleichen Zeiten (da  $v_1 = 1.0$ )  $t_2 t_3 t_4$  bilden also den Ast einer Hyperbel. Die graphische Konstruktion der Laufzeitkurve ist daher sehr einfach, wir brauchen nur die Strecken  $b_1 b_2 b_3$  usw. als Zeitstrecken einzutragen, um zu sehen, daß die Laufzeitkurve eine Hyperbel ist, die sich der Anfangsgeschwindigkeit  $v_1$  asymptotisch nähert. Die in der Figur ebenfalls eingezeichnete Zeit  $t_0$  entspricht dem theoretischen Fall, daß der Strahl längs der Vertikalen  $h$  eintreffe;  $t_0$  — die große Achse der Hyperbel — entspricht also der Tiefe  $h$  der zweiten Schicht.

Nehmen wir zum Nullpunkt unserer Zeitbetrachtungen nicht mehr Punkt  $Q$ , sondern die Sprengstelle  $A$ , so verlängern sich all die Zeiten dementsprechend, wir erhalten, wie auf Fig. 2 ersichtlich, zuerst eine normale  $v_1$ -Geschwindigkeit, dann eine normale  $v_2$ -Geschwindigkeit, und erst vom Punkt (1) ab — also um die Strecke  $htgi$  hinter dem Bruch — beginnt die Hyperbel, die sich asymptotisch der Anfangsgeschwindigkeit  $v_1$  nähert, praktisch gesprochen aber sehr schnell in die Geschwindigkeit  $v_1$  übergeht.

Dieses ist die theoretische Laufzeitkurve; finden wir derartige Kurven auch experimentell, so kann die Voraussetzung ebenfalls als bewiesen gelten, daß die Strahlen den Weg der kürzesten Zeit laufen. In Fig. 12 sehen wir nun eine Laufzeitkurve aus Venezuela, die genau der soeben besprochenen theoretischen Kurve entspricht: wir haben zuerst eine  $v_1$ -Geschwindigkeit von 1.92 km/s, dann  $v_2 = 3.2$  und schließlich wieder langsamere Geschwindigkeiten von 2.72 bis 2.27; die Voraussetzung des Weges der kürzesten Zeit ist also durch die Erfahrung bestätigt. Bei kleineren Brüchen, bei denen die Hyperbel zu einem Knick zusammenschrumpft, wird man bemerken, daß diese Knickstelle um die Strecke  $htgi$  hinter dem wahren Bruch auftritt, was wiederum durch den schrägen Strahl bedingt ist.

**2. Die Reduktion von Bodenerhöhungen.** Auch bei der Reduktion von Bodenerhöhungen in bergigem Gelände zeigt es sich, daß nicht nur die Höhe zu subtrahieren ist, sondern daß der Sprengort außerdem noch um  $htgi$  näher zum Seismographen zu verlegen ist. Da derartige Reduktionen besser stimmen als gewöhnliche Höhensubtraktionen, so haben wir hierin einen neuen Beweis für den „schrägen Strahl“.

Auf Grund all des dargelegten Materials können wir es wohl als erwiesen annehmen, daß die seismischen Strahlen „schräg“ auffallen, also den Weg der

kürzesten Zeit nehmen. Vollkommen unklar ist aber bisher noch der „Mechanismus“ der Energieübertragung geblieben, da bisher die herrschende Ansicht dahin geht, daß durch den senkrechten Strahl die hauptsächlichste Energie in die zweite Schicht übertragen werde.

#### IV. Theoretischer Beweis, daß das Energiemaximum den Weg der kürzesten Zeit nimmt

**1. Das „Wellenpaket“ in der Grenzschicht.** Um sich den Vorgang des Energietransportes einmal anschaulich klar zu machen, wollen wir die Ausbreitung der Stoßwelle graphisch untersuchen, und zwar davon ausgehend, daß es sich nicht um einen gewöhnlichen Schwingungsvorgang, sondern um die Ausbreitung einer einzelnen Stoßwelle handelt, so daß die Interferenzen nicht in Erscheinung treten. Wir wollen weiterhin annehmen, daß alle Impulse, die innerhalb des Zeitraumes von 0.01 sec den Seismographen erreichen, als erster Stoß oder erster Einsatz betrachtet werden können.

In Fig. 3 sei  $A$  der Sprengpunkt; die Geschwindigkeit der oberen Schicht  $v_1$  sei gleich 10 m,  $v_2$  sei gleich 15 m pro Zentisekunde angenommen. Der Explosionsstoß pflanzt sich in der oberen Schicht nach allen Seiten gleichmäßig, also halbkugelförmig fort; wir wollen dieses Fortschreiten der Stoßwelle alle hundertstel Sekunden verfolgen und in allen weiteren Betrachtungen in Zentisekunden (cs) rechnen. Als Nullpunkt der Zählung gelte der Moment, in dem die Welle die Schicht 2 bei  $N$  berühre, nach einer weiteren Zentisekunde wird die Grenzschicht bei 1 geschnitten usw. Die Kugelwellen der 0., 1., 2. cs sind auf der Fig. 3 zu sehen, bei den weiteren Wellen von 3 bis 15 sind nur noch die Schnittpunkte mit Schicht 2 markiert, sie bezeichnen das Eintreffen der Stoßwelle auf der zweiten Schicht nach je einer weiteren hundertstel Sekunde.

Jede angestoßene Stelle der Grenzschicht 2 pflanzt nun diesen Stoß mit der Geschwindigkeit  $v_2$  längs der Grenzfläche fort: es läuft also eine Grenzwellen von 0 aus, eine von 1 aus usw. Statt von Kugelwellen und Grenzwellen können wir hier, wie auch sonst üblich, von seismischen Strahlen sprechen, wobei wir dieselben nach den Ankunftszeiten auf Schicht 2 numerieren wollen, also Strahl 0 bis 15.

Da nun aber alle uns interessierenden Strahlen innerhalb der Grenzschicht verlaufen, sind — um die Strahlen besser unterscheiden zu können — dieselben in Fig. 3 einzeln untereinander in die Schicht 2 projiziert und alle bis zur 15. cs einzeln verfolgt worden. Den geometrischen Ort aller Grenzwellen innerhalb einer Zentisekunde wollen wir den Kopf der Welle nennen, er ist auf der Fig. 3 für die 15. cs durch Pfeilspitzen markiert. Bei Betrachtung dieser Pfeilspitzen ergibt sich nun das überraschende Resultat, daß die Strahlen 2 bis 15 alle praktisch gleichzeitig ankommen, nämlich innerhalb einer hundertstel Sekunde. Am schnellsten ist der Strahl 7 — er entspricht dem Brechungsgesetz, doch praktisch gleichzeitig ist ein ihn umgebendes ganzes Strahlenbüschel von etwa  $30^\circ$ . Ganz außerhalb dieser Energieanhäufung läuft der senkrechte Strahl 0, der als letzter

Nachzügler gegenüber diesem „Wellenpaket“ gar nicht in Betracht kommt; das Maximum der Energie wird also — im Gegensatz zu der Anschauung „senkrechter Strahl“ — durch die schräg auffallenden Strahlen übertragen, wobei nicht nur der Strahl der Totalreflexion, sondern auch die benachbarten Strahlen praktisch gleichzeitig ankommen.

Dieses im Anfang überraschende Ergebnis erklärt sich anschauungsgemäß dadurch, daß die Länge der einzelnen Grenzstrahlen stets um dieselbe Strecke

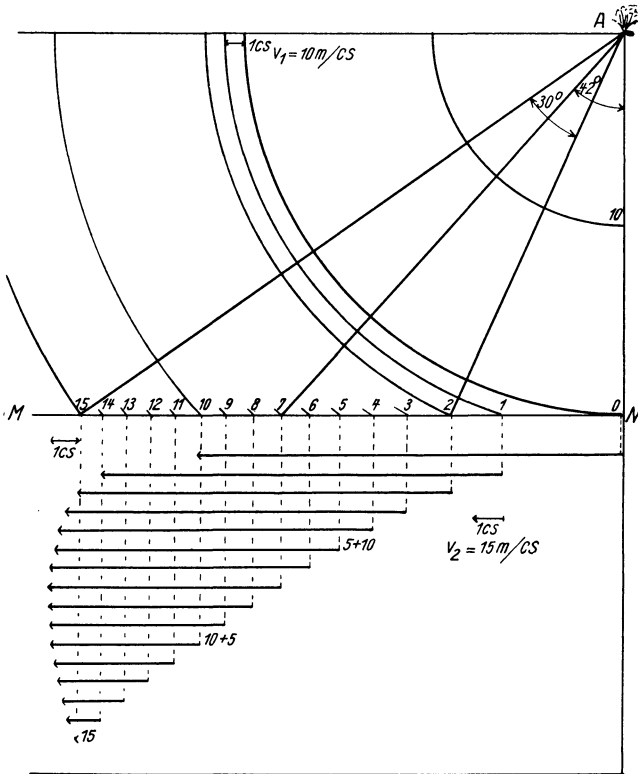


Fig. 3. Absteigendes Strahlenbündel

Die einzelnen Strahlen der Grenzschicht  $MN$  sind parallel nach unten projiziert  
Die Pfeilspitzen zeigen den Stand in der 15  $cs$

$v_2 = 15$  m kürzer wird, die Anfänge der Grenzstrahlen aber zuerst um mehr als 15 m, dann beim Strahl 7 um etwa 15 m und später um weniger als 15 m nach links rücken. Dadurch, daß sich im Mittelgebiet (Strahl 7) das Vorrücken und die Länge des Strahles die Waage halten, ergibt sich in diesem Gebiet die starke Zusammendrängung des Wellenkopfes.

Es sei hier nochmals betont, daß in Fig. 3 die einzelnen Strahlen nur der Übersichtlichkeit halber nach unten projiziert worden sind, de facto laufen sie

alle in der Grenzschicht, so daß die Punkte des Wellenkopfes eine Summation der Amplituden in der Grenzschicht ergeben.

**2. Die aufsteigenden Strahlen.** Betrachten wir an Hand der Fig. 4 noch kurz das Aufsteigen der Strahlen. Die an der Grenzschicht laufende Grenzwellen erregt nun wiederum\*) — quasi zurück — die Schicht 1, wodurch sich in letzterer eine Wellenfront mit dem Winkel  $i$  oder anders ausgedrückt: Strahlen mit dem Winkel der Totalreflexion  $i$  bilden. Untersucht man, wieviel Strahlen im Laufe einer Zentisekunde am Seismographen ankommen, so findet man gleichfalls etwa 13 Strahlen als Büschel von etwa  $30^\circ$ . Also auch beim Aufsteigen der

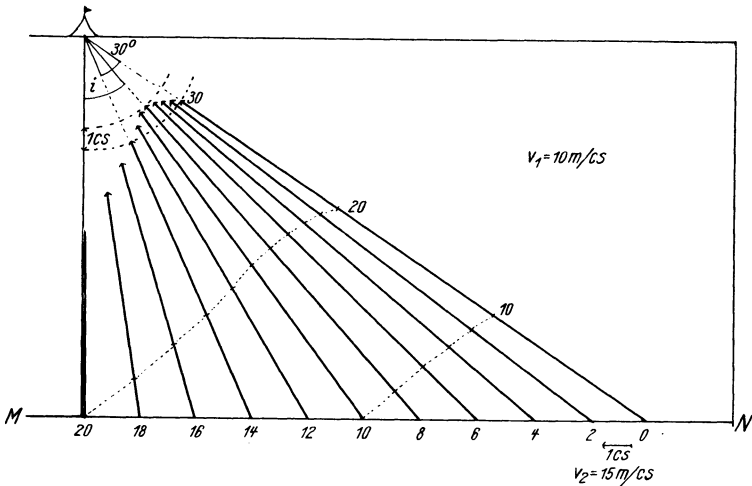


Fig. 4. Ein Strahlenbüschel von  $30^\circ$  kommt praktisch gleichzeitig an

Strahlen haben wir es mit einem summierenden Vorgang zu tun, auch hier ist der Strahl nach dem Brechungswinkel der schnellste und gleichzeitig wird auf diesem Wege die haupt ächlichste Energie transportiert.

Der ganze Vorgang hat etwas Ähnlichkeit mit der Übertragung von Schallwellen durch zwei Parabolspiegel: die divergierenden Strahlen werden parallelgerichtet, weitergeleitet und dann wieder vereinigt.

**3. Ankommende Energie und Tiefe der Schicht 2.** Eine derartige Anschauung über den Vorgang würde aber auch noch ein anderes Phänomen erklären, nämlich die verhältnismäßig geringe Energieabnahme bei größeren Tiefen der zweiten Schicht. Auf den ersten Blick ist man geneigt, anzunehmen, daß die von oben in Schicht 2 hereindringende Energie mindestens mit der zweiten Potenz der Tiefe abnehmen muß, und daß die von unten heraufsteigende Energie ebenfalls mit der zweiten Potenz abnehmen müßte. Dazu kommt noch die mit größerer Tiefe sich

\*) Wahrscheinlich durch die summierten Transversalkomponenten.

ergebende größere Entfernung, so daß mit einer äußerst starken Abnahme der Energie theoretisch gerechnet werden müßte. Eine derartig starke Abhängigkeit von der Tiefe widerspricht aber der Praxis; genauere Untersuchungen darüber sind mir nicht bekannt, nach meiner eigenen Erfahrung verlangt die doppelte Tiefe, die ja auch eine doppelte Sprengentfernung bedingt, nur das Drei- bis Vierfache an Ladung. Diese unerwartet geringe Abhängigkeit von der Tiefe erklärt sich an Hand der oben dargelegten Anschauung dadurch, daß bei größerer Tiefe die zusammenfassende Wirkung noch stärker ausgeprägt ist: wenn auch die auftreffende Energie pro Flächeneinheit durch die zunehmende Tiefe kleiner geworden ist, so ist doch andererseits die Fläche, über die sich die Energie summiert, durch die Tiefe größer geworden. Die Betrachtungen sind hier nur für einen flächenhaften Vorgang dargestellt worden, de facto spielen sich die Dinge aber dreidimensional ab; das ändert jedoch nichts an dem Hauptgedanken, daß es sich hier um eine teilweise Wiedereinsammlung der schon zerstreuten Energie handelt.

Zusammenfassend ergibt die analytische Betrachtung des Ausbreitungsvorganges, daß die maximale Energieübertragung sowohl beim Übergang von Schicht 1 nach Schicht 2, als auch beim umgekehrten rückwärtigen Übergang (herauf) nach dem Brechungsgesetz erfolgt, gerade im Gegensatz zu der Anschauung des „senkrechten Strahles“.

## V. Bemerkungen zum experimentellen Material

Von den etwa 60 Laufzeitkurven mit über 600 Sprengungen, die in Venezuela von 1929 bis 1931 aufgenommen wurden, sind in vorliegender Arbeit nur diejenigen angeführt, die in direkter Beziehung zum angeschnittenen Problem stehen. Das übrige Material soll anderweitig zusammenfassend veröffentlicht werden.

**1. Die Apparatur.** Es wurde mit zwei Askania-Seismographen gearbeitet (mechanisches System). Besondere Sorgfalt wurde dem Zeitpendel gewidmet; um etwaige Abweichungen zu messen, wurden etwa bei jeder neuen Linie folgende Kontrollversuche ausgeführt: Es wurde eine Stoppuhr neben dem Seismographen aufgestellt und durch einen leichten Schlag in Gang gesetzt. Der Schlag wurde gleichzeitig vom Seismographen als Erschütterung registriert; ein zweiter Schlag nach etwa 20 sec stoppte den Zehntelsekundenzeiger und wurde gleichzeitig als zweiter Stoß registriert. Es ließen sich durch einige Wiederholungen Eichungen mit einer Genauigkeit bis zu einer tausendstel Sekunde erreichen.

Die Übertragung des Sprengmomentes geschah durch Relais, wobei der Relaisstrom mittels eines Milliampereometers gemessen und konstant gehalten wurde; es konnte hierdurch eine große Exaktheit erreicht werden (etwa  $\pm 0.5$  cs). Trotzdem ist eine drahtlose Zeitübertragung unbedingt vorzuziehen, denn das Leitungsfehler-Suchen und das Wiedereinholen der Drähte sind äußerst unangenehme Aufgaben in den Tropen.

**2. Sprengungen nach der Schallzeit.** In mehreren Fällen waren die Entfernungen zu groß oder zu beschwerlich, um die Kabel auslegen zu können, dann wurde folgendermaßen nach dem Schall gesprengt: Genau in 600 m Entfernung wurde vom Seismographen aus ein „Schallschuß“ gezündet; derselbe wurde dann vom Seismographen registriert, mit gleichzeitiger Sprengmoment-Aufzeichnung. Derselbe Schuß diente für den beispielsweise 2400 m entfernten zweiten Sprengmeister als Signal; beim Eintreffen des Signalschusses wurde die 2400-m-Sprengung gezündet und traf daher so präzise ein, daß sie noch mit demselben Film wie der Schallschuß aufgenommen werden konnte. Hierdurch erhielt man eine sehr genaue Registrierung der momentanen Geschwindigkeit des Luftschalles, ohne die Daten für Wind, Temperatur und Feuchtigkeit einsetzen zu müssen. Derartige, nach dem Schall berechnete Punkte fügen sich überraschend gut in die Laufzeitkurve ein (siehe Fig. 13, Punkt 2400).

**3. Eine Merkwürdigkeit der Schallsprengungen.** Die „Luftsprengungen“ wurden meistens, um besser durch die Luft übertragen zu werden, etwas erhöht an einer Palme, einem Baum oder einem Busch befestigt. Nun zeigte sich mehrmals, daß solche Luftsprengungen auch den Erdstoß sehr schön auslösten, ja sogar die Einsätze der tieferen Erdschicht waren zu bemerken, dabei handelt es sich bei den Luftsprengungen um so kleine Dynamitmengen, daß man direkt vor einem Rätsel steht (8 kg in Luft, statt 30 kg eingegraben). Siehe auch Fig. 14, dort ist mit 8 kg in der Luft ein Ausschlag von 0.5 mm erreicht worden, dagegen mit 12 kg in fest verstampftem Boden ein Ausschlag von 2.5 mm. Dies ist eine höchst überraschende Erscheinung, die sich nicht ganz einfach erklären läßt: entweder ist die Luft in nächster Nähe des Sprengortes ein besserer Stoßüberträger als der Erdboden, oder es handelt sich um eine Verbreiterung der Stoßfläche, hervorgerufen eventuell durch umstehende Bäume, die den Stoß durch ihre Wurzeln übertragen. Leider mußte die Expedition vorzeitig abgebrochen werden, so daß eine genauere Untersuchung des Phänomens unterbleiben mußte. Daß eine Verbreiterung der Sprengfläche günstig ist, dürfte allgemein bekannt sein, ich verteilte die Ladung bei größeren Mengen schon seit 1924 auf drei bis vier Löcher. Ein Deutsches Reichs-Patent ist kürzlich für eine derartige Ladungsanordnung erteilt worden<sup>8)</sup>.

**4. Daten über die Nahsprengungen:** Sie wurden erstens unternommen, um, wie schon geschildert, die Geschwindigkeit der obersten Erdschicht zu finden. Zweitens sollten sie aber auch eine Kontrolle für die Genauigkeit der Übertragung des Sprengmomentes darstellen, da nur bei richtigem Funktionieren der Anfang der Laufzeitkurve durch den Koordinatensprung geht. Als Sprengladung wurde bei diesen Nahsprengungen meistens nur eine Zündkapsel verwandt, einigemal wurde dieselbe Sprengung allerdings auch — Kontrolle halber — mit geringen Dynamitmengen wiederholt: Differenzen haben sich dabei in der Laufzeit nicht ergeben.

Die Auswertung der Seismogramme geschah mit einem Zeiss'schen Meßmikroskop, mit dem hundertstel Millimeter abgelesen, tausendstel geschätzt

werden können. Solch ein Meßmikroskop kann nur wärmstens empfohlen werden, man arbeitet damit genauer parallaxenfrei und schont die Augen sehr viel mehr.

Nachstehend eine Übersicht der in vorliegender Arbeit angeführten Sprengungen mit den dazugehörigen Daten:

Tabelle 3 zu Fig. 5

22. März 1929 in Marafael  
Linie C<sub>6</sub> auf sandigem Ton

m	kg	cs
2	K.	0.8
11.5	0.01	3.6
21.5	0,02	4.9
41.5	0.20	5.4?
81.5	0.40	8.0

$$v_0 = 0.35 \text{ km}; x_0 = 15 \text{ m}; h_0 = 6.3 \text{ m};$$

$$v_1 = 2.0 \text{ km}; e = 79^\circ 55'$$

Tabelle 4 zu Fig. 6

23. März 1929 in Marafael  
Linie C<sub>7</sub> auf sandigem Ton

m	kg	cs
2	K.	0.7
8.5	K.	2.9
18.5	K.	4.5
38.5	0.05	5.5
78.5	0.25	7.0
99	0.4	7.7

$$v_0 = 0.40 \text{ km}; x_0 = 20 \text{ m}; h_0 = 8.61 \text{ m};$$

$$v_1 = 2.75 \text{ km}; e = 81^\circ 28'$$

Tabelle 5 zu Fig. 7

5. August 1929 in Marafael  
Linie T<sub>40</sub> auf weichem  
Sandstein

m	kg	cs
5	K.	1.3
10	K.	2.4
19.5	0.08	3.9—4.0
39	0.16	—
99.2	1.0	7.8

$$v_0 = 0.455 \text{ km}; x_0 = 2.1 \text{ m}; h_0 = 6.85 \text{ m};$$

$$v_1 = 2.1 \text{ km}; e = 77^\circ 38'$$

Tabelle 6 zu Fig. 8

10. Mai 1929 in Marafael  
Linie H<sub>22</sub> auf sandigem Ton,  
darunter Sandstein

m	kg	cs
2	K.	0.2—0.3
5	K.	1.5
10	0.02	1.9—2.0
10	K.	2.0
20	K.	2.5
30	0.02	2.9
40	1.0	3.3

$$v_0 = 0.33 \text{ km}; x_0 = 6.0 \text{ m}; h_0 = 2.6 \text{ m};$$

$$v_1 = 2.28 \text{ km}; e = 81^\circ 40'$$

Tabelle 7 zu Fig. 9

13. März 1929 in Marafael  
Linie B<sub>4</sub> auf verwittertem  
Sandstein

m	kg	cs
1	K.	0.4
2	K.	1.0
3	K.	1.2
22	0,05	2.2
40	0.05	3.1

$$v_0 = 0.30 \text{ km}; x_0 = 3.6 \text{ m}; h_0 = 1.55 \text{ m};$$

$$v_1 = 2.0 \text{ km}; e = 81^\circ 22'$$

Tabelle 8 zu Fig. 10

25. Mai 1929 in Marafael  
Linie L<sub>29</sub> auf sandigem Ton

m	kg	cs
1	K.	0.2
2	K.	0.8
5	K.	1.2
10	K.	1.6
40	0.2	3.0
100	2.0	5.6

$$v_0 = \text{gebogen, es lag stetiger Übergang}$$

$$\text{zu immer festeren Schichten vor.}$$





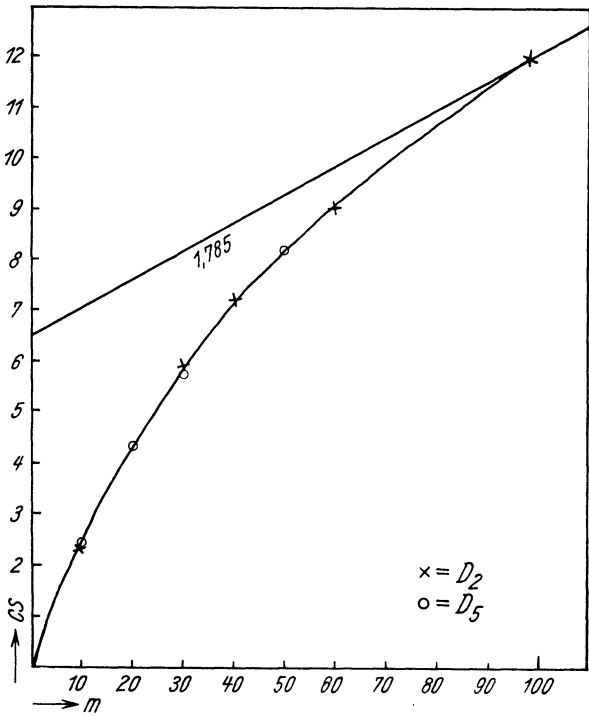


Fig. 11

Fig. 11; siehe Tab. 9 und 11. Linie  $D_5$  und  $D_2$  auf sandigem Lehm  
Kontinuierlicher Übergang zu festem Ton

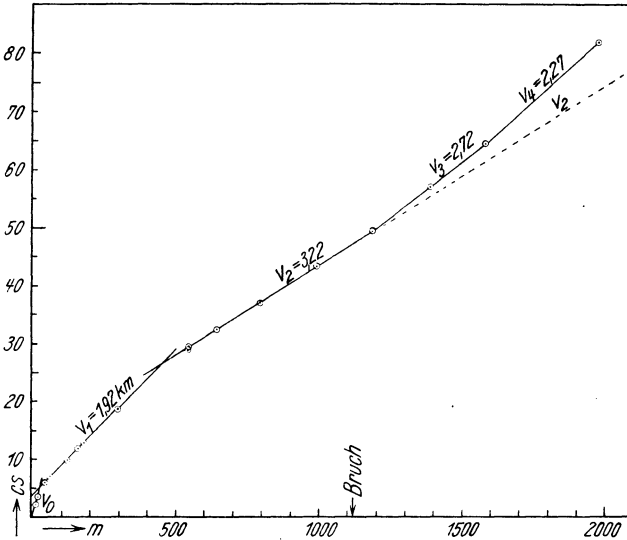


Fig. 12. Laufzeitkurve  $C_6$  in Marafael-Venezuela; siehe Tab. 10  
In 116 m Tiefe liegt Schicht 2, die sich bis zum Punkte 1120 hinzieht,  
dann folgt der Bruch. Die  $v_2$ -Geschwindigkeit geht als Hyperbel asymptotisch  
in die  $v_1$ -Geschwindigkeit über

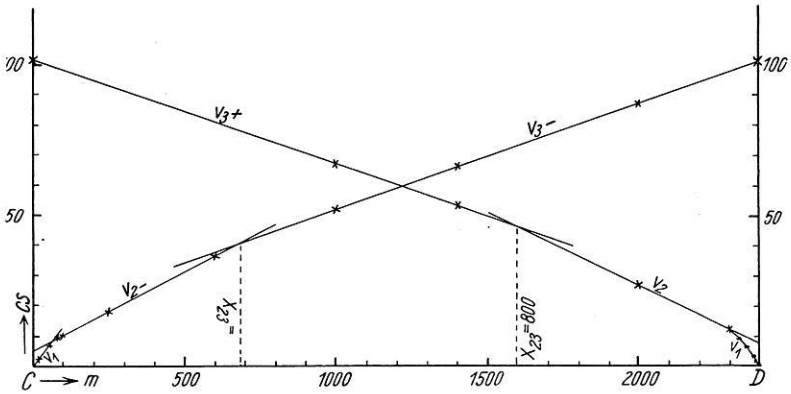


Fig. 13

Laufzeitkurven  $C_2$  und  $D_2$  in San Isidro-Venezuela; siehe Tab. 11 und 12

Tiefe unter  $D$  ( $h_{12+}$ ) = 194.6 m.

" "  $C$  ( $h_{12-}$ ) = 155.6 m.

Einfallswinkel  $\omega_3$  aus den Tiefen =  $0^{\circ} 56'$  } Differenz:  $0^{\circ} 3'$ !  
 "  $\omega_3$  "  $v_{3+}$  u.  $v_{3-}$  =  $0^{\circ} 53'$  }

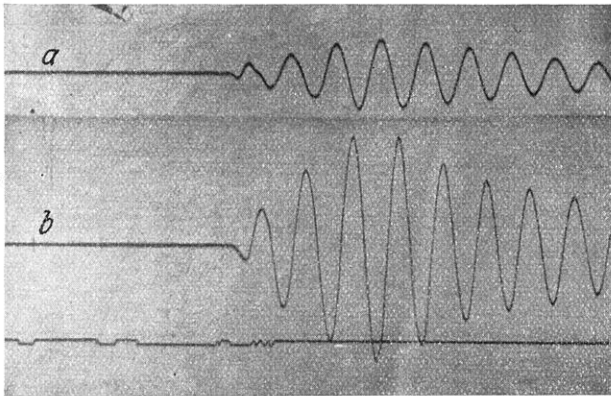


Fig. 14

$a$  = 8 kg, 2 m über dem Erdboden in der Luft gesprengt.  $A$  = 0.5 mm

$b$  = 12 " , 1 m tief im fest verstampften Erdboden.  $A$  = 2.5 mm

Beide Sprengungen in einer Entfernung von 708 m

Tabelle 9 zu Fig. 11

21. Januar 1930 in San Isidro  
Linie  $D_5$  auf sandigem Lehm

m	kg	cs
10	0.02	2.5
20	0.06	4.4
30	0.15	5.8
50	0.20	8.3

$v_0$  = gebogen, die oberste Schicht ging stetig in eine härtere über.  $h_0$  beträgt etwa 20 m.

Tabelle 11 zu Fig. 11 und Fig. 13

20. Februar 1930 in San Isidro  
Linie  $D_2$  auf sandigem Lehm

m	kg	cs
10	0.02	2.4
20	0.06	4.3
30	0.15	6.0
40	0.15	7.3
60	0.30	9.1
100	0.50	12.2
400	4.00	26.8
1000	36.00	53.5
1400	44.00	66.6
400	4.00	Schall!

Tabelle 10 zu Fig. 12

6. April 1929 in Marafael  
Linie  $C_6$  auf sandigem Ton

m	kg	cs
2	K.	0.8
11.5	0.01	3.6
40	0.4	6.1
60	0.5	6.5
120	0.7	10.1
160	1.0	12.0
180	1.2	13.1
300	2.0	19.0
500	4.0	27.4
550	4.15	30.0
650	4.5	32.9
800	8.0	37.6
1000	16.0	43.9
1200	39.4	50.0
1600	25.0	64.7
2000	53.0	82.3

Tabelle 12 zu Fig. 13

9. Februar 1930 in San Isidro  
Linie  $C_2$  auf sandigem Lehm

m	kg	cs
10	0.02	2.5
20	0.06	4.5
30	0.15	5.4
50	0.20	7.4
70	0.40	8.4
20	0.06	4.2
50	0.20	7.1
100	0.50	9.9
250	1.20	18.2
604	6.00	36.2
1000	20.00	51.7
1405	36.00	65.6
600	4.00	Schall!
2000	60.00	87.0
600	4.00	Schall!
2400	98.00	101.5

## VI. Eine Tiefenberechnung aus Venezuela für drei Schichten

Zum Schluß sei eine seismische Doppellinie angeführt, aus der sich am besten ersehen läßt, wie außerordentlich genau die Berechnungen nach dem Brechungsgesetz in sich übereinstimmen.

Die Möglichkeit, die berechneten Tiefen beim Hin- und Zurücksprengen durch den unabhängig davon gefundenen Neigungswinkel zu kontrollieren, scheint mir zu wenig beachtet worden zu sein; wir erhalten ja aus der einen Linie die Tiefe  $h_+$ , aus der anderen die Tiefe  $h_-$  und können daraus den Einfallswinkel  $\omega$  berechnen. Unabhängig davon erhalten wir aber auch noch den Einfallswinkel aus den beiden Scheingeschwindigkeiten  $v_{2+}$  und  $v_{2-}$ , wir haben also mehr

Gleichungen als Unbekannte, und können die Einfallswinkel bzw. die Tiefen daher auf ihre Übereinstimmung prüfen.

Rechnet man dagegen nach Formeln, die die Neigungswinkel vernachlässigen, so erhält man erstens Fehler in den Tiefenangaben und büßt außerdem die Genauigkeitskontrolle ein. Gänzlich zu verwerfen ist es, wenn die Tiefenformel des 2-Schichten-Problems auf drei Schichten angewandt wird, weil ja doch nicht nur der Winkel der Totalreflexion bei der dritten Schicht  $i_2$  zu berücksichtigen ist, sondern auch noch der Brechungswinkel beim Übergang von der ersten Schicht in die zweite ( $\alpha$ ) bzw. von der zweiten in die erste ( $\beta$ ) (siehe Fig. 1).

An folgendem Beispiel soll die genaue Berechnung eines 3-Schichten-Problems aus der Praxis gezeigt werden; wenn die Rechnung auch etwas umständlicher ist als unter Vernachlässigung der Neigungswinkel, so vergegenwärtige man sich nur, wie unendlich viel mühsamer die Rechnungen bei einem entsprechenden Drehwaageprofil wären.

Die hier dargestellte Sprenglinie (siehe Fig. 13) ist ein besonders charakteristisches Beispiel für eine gute Übereinstimmung. Die Punkte der  $v_2$ - und  $v_3$ -Linie liegen mit großer Genauigkeit auf der Geraden, welcher Umstand ja schon im zweiten Abschnitt hervorgehoben wurde. In der Zeichnung sind die beiden Laufzeitkurven im richtigen Maßstab gegeneinander eingezeichnet. Die Bezeichnungen sind genau dieselben wie in der Arbeit „Theorie der 3-Schichten-Seismik“<sup>(16)</sup>. In der Linie  $D$  mit dem größeren  $v_2$  sind alle Daten mit dem Index + versehen, in der gegenüberliegenden  $C$ -Linie mit —.

Berechnen wir zuerst die Tiefen  $h_{1+}$   $h_{1-}$  und den Neigungswinkel  $\omega_2$  der zweiten Schicht:

$C$ -Linie	$D$ -Linie
$v_1 = 0.5 \text{ km,}$	$v_1 = 0.5 \text{ km,}$
$v_{2-} = 1.97 \text{ ,,}$	$v_{2+} = 2.05 \text{ ,,}$
$v_{3-} = 2.82 \text{ ,,}$	$v_{3+} = 3.06 \text{ ,,}$
$x_{12-} = 30 \text{ m,}$	$x_{12+} = 50 \text{ m,}$
$x_{23-} = 690 \text{ ,,}$	$x_{23+} = 800 \text{ ,,}$
$\sin(i_1 - \omega_2) = \frac{v_1}{v_{2+}} = 0.244,$	$i_1 = 14^\circ 25',$
$\sin(i_1 + \omega_2) = \frac{v_1}{v_{3-}} = 0.254.$	$\omega_2 = 0^\circ 18'.$
Die Tiefe bei $C(h_{1-}) = \frac{x_{12-} [1 - \sin(i_1 + \omega_2)]}{2 \cos i_1 \cos \omega_2} = 11.6 \text{ m.}$	
" " " $D(h_{1+}) = \frac{x_{12+} [1 - \sin(i_1 - \omega_2)]}{2 \cos i_1 \cos \omega_2} = 19.6 \text{ ,,}$	

Aus den beiden gefundenen Tiefen ergibt sich nun, unabhängig vom Vorherigen:  $\omega_2 = 0^\circ 12'.$

Die Differenz zwischen den beiden Werten beträgt hier 6'. Das würde bei der Entfernung von 2400 m einer Differenz in der Tiefenberechnung von 4.2 m entsprechen; diese verhältnismäßig große Differenz erklärt sich dadurch, daß die erste Schicht ganz ungewöhnlich unscharf in die zweite übergeht, so daß eine richtige Grenze gar nicht zu ziehen ist.

Sehr viel günstiger liegen die Verhältnisse bei der dritten Schicht; gehen wir zur Berechnung der Tiefen  $h_{2-}$  und  $h_{2+}$  sowie des Neigungswinkels  $\omega_3$  der dritten Schicht über.

$$\sin(\alpha_1 + \omega_2) = \frac{v_1}{v_{3-}} = 0.1778. \quad \alpha_1 = 9^\circ 56',$$

$$\sin(\beta_1 - \omega_2) = \frac{v_1}{v_{3+}} = 0.1637. \quad \beta_1 = 9^\circ 43',$$

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin i_1} = \sin(i_2 + \omega_{32}) = 0.692. \quad \omega_{32} = 0^\circ 35'; \quad \omega_3 = \omega_{32} + \omega_2 = 0^\circ 53',$$

$$\frac{\sin \beta_1}{\sin i_1} = \sin(i_2 - \omega_{32}) = 0.677. \quad i_2 = 43^\circ 12';$$

$$h_{2+} = \frac{1}{l} \{x_{23+} [\sin(i_1 - \omega_2) - \sin(\beta_1 - \omega_2)] - h_{1+}(k) + h_{1+} 2 \cos i_1 \cos \omega_3\},$$

$$h_{2-} = \frac{1}{l} \{x_{23-} [\sin(i_1 + \omega_2) - \sin(\alpha_1 + \omega_2)] - h_{1-}(k) + h_{1-} 2 \cos i_1 \cos \omega_3\};$$

$$k = \cos(\alpha_1 + \omega_2) + \cos(\beta_1 - \omega_2) = 1.971^*),$$

$$l = 2 \sin i_1 \cos i_2 \cos \omega_3 = 0.363,$$

$$h_{2+} = 175 \text{ m.} \quad h_{12+} = h_{1+} + h_{2+} = 194.6 \text{ m,}$$

$$h_{2-} = 144 \text{ „} \quad h_{12-} = h_{1-} + h_{2-} = 155.6 \text{ „}.$$

Kontrolle der Berechnung. Die Gesamttiefe bei  $D$  ( $h_{12+}$ ) = 194.6 m, die Gesamttiefe bei  $C$  ( $h_{12-}$ ) = 155.6 m; daraus berechnet sich der Neigungswinkel  $\omega_3$  zu  $0^\circ 56'$ ; andererseits haben wir  $\omega_3$  aus den beiden Scheingeschwindigkeiten zu  $0^\circ 53'$  gefunden. Die beiden unabhängigen Berechnungsarten ergeben also eine Differenz von nur 3 Bogenminuten! Rechnen wir diese Differenz des Neigungswinkels auf die Tiefe bei  $D$  um, so erhalten wir für letztere 196.7 m, also 2.1 m mehr oder eine Differenz von nur 1.1%!

Diese überraschend gute Übereinstimmung der Tiefenberechnung dürfte neben dem theoretischen Beweis endgültig klargelegt haben, daß die seismischen Strahlen nach dem Weg der kürzesten Zeit verlaufen. Gleichzeitig dürfte hiermit aber auch der Beweis erbracht sein, daß sich die Tiefenberechnungen nach den etwas umständlichen 3-Schichten-Formeln doch lohnen.

\*) In der Formelsammlung der „Theorie der 3-Schichten-Seismik“<sup>(16)</sup>, S. 54 ist leider ein Druckfehler unterlaufen, die Formel (32) muß heißen:

$$(k) = \cos(\alpha_1 + \omega_2) + \dots \quad \text{und nicht: } (k) = \cos(\alpha_1 + \alpha_2) + \dots$$

### Literatur

- 1) Angenheister: Beobachtungen bei Sprengungen. Zeitschr. f. Geophys. **3**, 33 (1927).
- 2) Gutenberg: Lehrbuch der Geophysik 1927.
- 3) M. Hannemann: Zeitschr. f. prakt. Geologie **35**, 168 (1927).
- 4) Meisser und Martin: Zur experimentellen Seismik. Zeitschr. f. Geophys. **3**, 106 (1927).
- 5) Schweydar und Reich: Künstliche elastische Bodenwellen als Hilfsmittel geologischer Forschung. Gerlands Beitr. **17** (1), 121 (1927).
- 6) O. v. Schmidt: Angewandte Seismik. Zeitschr. f. Geophys. **4**, 134 (1928).
- 7) Ambrohn: Elements of Geophysics 1928.
- 8) Ambrohn: D. R.-P. Nr. 251573 von 1929.
- 9) D. C. Barton in „Geophysical Prospecting“ vom American Institute of Mining and Metallurgical Engineers 1929, S. 576.
- 10) Brockamp und Wölker: Bemerkungen zu den Beobachtungen bei Steinbruchsprengungen. Zeitschr. f. Geophys. **5**, 163 (1929).
- 11) Brockamp und Mothes: Seismische Untersuchungen auf dem Pasterze-gletscher I. Zeitschr. f. Geophys. **5**, 482 (1929).
- 12) Meisser: Beiträge zu einer experimentellen Seismik. Veröffentl. d. Reichs-anstalt f. Erdbebenforschung. Jena 1929.
- 13) Ansel: Das Impulsfeld der praktischen Seismik in graphischer Behandlung. Gerlands Ergänzungshefte f. angew. Geophys. **1**, 117 (1930).
- 14) Barsch und Reich: Ergebnisse seismischer Untersuchungen über den Schichtenaufbau von Norddeutschland.. Gerlands Ergänzungshefte f. angew. Geophys. **1**, 165 (1930).
- 15) Martin und Meisser: Luft und Bodenseismik. Handb. d. Experimentalphys. **25**, 277 (1930).
- 16) O. v. Schmidt: Theorie der 3-Schichten-Seismik. Zeitschr. f. Geophys. **7**, 37 (1931).
- 17) Brockamp: Beobachtungen bei Steinbruchsprengungen. Zeitschr. f. Geophys. **7**, 295 (1931).
- 18) Bornitz: Über die Ausbreitung der von Großkolbenmaschinen erzeugten Bodenschwingungen in die Tiefe. Berlin, J. Springer, 1931.
- 19) A. Broughton Edge and T. H. Laby: Principles and Practice of Geophysical Prospecting 1931.
- 20) V. Gavrilovich-Gabriel: Som Experience in seismic prospecting. Gerlands Ergänzungshefte f. angew. Geophys. **2**, 125 (1931).
- 21) Gerecke: Seismische Untersuchungen des Geophys. Institutes in Göttingen. Zeitschr. f. Geophys. **8**, 65 (1932).

## Experimentelle Ergänzungen zur Theorie des abrollenden Pendels

Von G. Schmerwitz, Jena

Die wertvollen theoretischen Ausführungen von Herrn Gebelein\*) über die Unstimmigkeiten in dem Zusammenhang zwischen Amplitude und Schwingungszeit eines Pendels, die experimentell bereits von H. Martin\*\*) nachgewiesen sowie gedeutet wurden und jetzt eine exakte mathematische Formulierung gefunden haben, sollen hier noch kurz durch einige bereits seit längerer Zeit bekannte experimentelle Daten ergänzt werden, die in der Zeitschrift für Instrumentenkunde und in der Zeitschrift für Physik\*\*\*) veröffentlicht worden sind.

Die Frage, wie weit der aus den Unstimmigkeiten des Uhrganges geschlossene und für unwahrscheinlich gehaltene Krümmungsradius von einigen Zentimetern reell ist, hätte sich ohne Mühe durch Neigen der Pfanne mit Hilfe der Fußschrauben, wie es z. B. in der ersten Arbeit S. 14 geschehen ist, sicher entscheiden lassen. Bei der großen Schneidenbelastung des Schulerschen Pendels und sehr harter Stahlschneide auf weicherer Achatpfanne sind mittlere Effektivkrümmungsradien [Erläuterung siehe \*\*\*)] von einigen Millimetern praktisch nicht unwahrscheinlich. Die Möglichkeit sehr großer Radien wird ja auch theoretisch S. 277 an der abgeschnittenen Schneide ( $\rho = \infty$ ) diskutiert.

Die Vermutung S. 280, daß der Krümmungsradius der Pfanne als  $\infty$  anzusehen ist, trifft für Pendelschneidenlagerungen, deren Belastungsgrenze immer weit überschritten ist, nur selten zu. Der Einfluß der Pfannendeformation kann sogar eine scheinbare Vergrößerung des Pendelschneidenradius um das Vier- bis Fünffache verursachen†).

Die S. 275 gemachte Voraussetzung, daß die Schneide immer symmetrisch ist, ist eine sehr weitgehende Beschränkung der Allgemeinheit, die nur für die mathematische Behandlung notwendig ist. In der Praxis hat sich gezeigt, daß eine Symmetrie gerade bei veränderlich gefundenen Krümmungsradien selten auftritt. In der Physikalischen Zeitschrift S. 238—239 findet sich ein experimentelles Beispiel dafür, wie wesentlich der Einfluß ist, den eine unsymmetrische Gestalt der Schneide verursachen kann.

\*) H. Gebelein: Zeitschr. f. Geophys. 8, 272.

\*\*) H. Martin: Gerlands Beitr. z. Geophys., Ergänzungshefte für angewandte Geophys. 2, Heft 2/3, S. 249 und Veröffentlichungen der Reichsanstalt für Erdbebenforschung in Jena, Heft 17, S. 119.

\*\*\*) G. Schmerwitz: Zeitschr. f. Instrkde. 52, Heft 1, S. 1—14 (1932); Phys. Zeitschr. 33, Heft 6, S. 234—239 (1932).

†) l. c., S. 14.

Jena, Oktober 1932.

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

Leipzig, 3. bis 6. Oktober 1932

### Inwieweit vermag die Annahme eines sich gleichförmig drehenden magnetischen Erdkerns die Erscheinungen der erdmagnetischen Säkularvariation zu erklären?

Von **Adolf Schmidt**

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. Das wird verständlich, wenn man die gegenwärtige jährliche Änderung auf der ganzen Erde mit den Folgerungen aus jener Annahme vergleicht. Es zeigt sich, daß diese durch die weitere Annahme einer exzentrischen Lage des Magnets in der Richtung auf Europa oder durch die Annahme einer größeren Permeabilität des Erdinnern auf dieser Seite ergänzt werden müßte, was freilich beides physikalisch undenkbar erscheint. Läßt sich aber demnach die betrachtete Hypothese nicht restlos durchführen, so darf ihr doch wegen ihrer Anpassungsfähigkeit und weil sie gerade die wichtigsten Beobachtungen gut darstellt, ein nicht geringer heuristischer Wert zugesprochen werden. Zum Schluß wird die Errichtung und dauernd gesicherte Erhaltung einer größeren Anzahl gut verteilter Säkularstationen betont.

Der langsam fortschreitende Gang der erdmagnetischen Elemente zeigt überall, wo einigermaßen hinreichende Beobachtungen darüber vorliegen, periodischen Charakter, der auch da die Darstellung durch eine trigonometrische Reihe angemessen erscheinen läßt, wo noch kein Umkehrpunkt (dieses Wort im gewöhnlichen, nicht im mathematischen Sinne verstanden) zur Beobachtung gelangt ist. Darüber hinaus zeigte schon vor 40 Jahren Felgentraeger\*) (im Gegensatz zu anderen, besonders Schott), daß sich die freilich an Zahl geringen, mehr als ein Jahrhundert umspannenden Reihen zwanglos unter der Annahme einer und derselben Periodenlänge von 477 Jahren (entsprechend der Frequenz 0.755 Grad : Jahre) ausdrücken lassen. In seinen bis zu den Funktionen des doppelten Winkels ausgedehnten Formeln ergab sich dabei überall der Koeffizient der Glieder zweiter Ordnung sehr viel kleiner als der des Sinus erster Ordnung, so daß man sich bis auf weiteres unbedenklich auf dieses beschränken kann.

L. A. Bauer\*\*) kam bald darauf zu ähnlichen Ergebnissen und erweiterte sie zugleich auf die Inklination. Er bediente sich des schon früher von Wolf und Quetelet angewandten Verfahrens (unter Vermeidung einer von diesen eingeführten beschränkenden und tatsächlich unzutreffenden Voraussetzung). Er

\*) W. Felgentraeger: Die längste nachweisbare säkulare Periode der erdmagnetischen Elemente. Teil I: Deklination, Inaug.-Diss. Göttingen 1892.

\*\*) L. A. Bauer: Beiträge zur Kenntnis des Wesens der Säkularvariation des Erdmagnetismus. Inaug.-Diss. Berlin 1895.



betrachtet die säkulare Änderung der Gesamtfeldrichtung und damit die Variationen der beiden Richtungselemente nicht getrennt, sondern gemeinsam. Dabei stellt er noch die bemerkenswerte Tatsache fest, daß der von dem Feldvektor umschriebene Kegel von diesem überall auf der Erde in demselben Sinne durchlaufen wird, und zwar in dem der Uhrzeigerbewegung. Daß Bauer eine etwas größere Periodenlänge (514 Jahre, entsprechend der Frequenz 0.7 Grad: Jahre) günstiger fand, ist ohne wesentliche Bedeutung, zumal da die Beobachtungen bis zu seiner Zeit kaum zwei Drittel eines vollen Umlaufs umfaßten.

Nach dem geschilderten Sachverhalt darf mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit vermutet werden, daß die Säkularvariation wenigstens zum überwiegenden Teile durch eine einheitliche tellurische Ursache, und zwar eine solche von sehr einfacher Natur hervorgerufen werde. Wir dürfen uns indessen nicht verhehlen, daß zur sicheren Begründung dieser Annahme das vorhandene Beobachtungsmaterial keineswegs ausreicht. Fehlt uns solches doch so gut wie völlig von dem größten Teil der Erdoberfläche, vor allem vom Großen Ozean und aus den Polargebieten. Auch Felgenträger und Bauer haben entschieden betont, daß die Frage nach der Ursache der Säkularvariation durch ihre Feststellungen noch nicht spruchreif geworden sei.

Koeffizienten des erdmagnetischen Potentials [Einheit:  $10^7$ ]

	1840	(1883)	1922		1840	(1883)	1922
$g_1^0$ . . . . .	—3217	—3164	—3095	$h_3^2$ . . . . .	21	0	12
$g_1^1$ . . . . .	—283	—241	—226	$g_3^3$ . . . . .	26	41	76
$h_1^1$ . . . . .	582	598	592	$h_3^3$ . . . . .	86	67	24
$g_2^0$ . . . . .	4	—46	—89	$g_4^0$ . . . . .	66	82	87
$g_2^1$ . . . . .	282	287	299	$g_4^1$ . . . . .	57	56	68
$h_2^1$ . . . . .	—11	—73	—124	$h_4^1$ . . . . .	9	23	25
$g_2^2$ . . . . .	4	63	144	$g_4^2$ . . . . .	40	52	65
$h_2^2$ . . . . .	136	144	84	$h_4^2$ . . . . .	—25	—15	—12
$g_3^0$ . . . . .	98	103	102	$g_4^3$ . . . . .	—17	—29	—40
$g_3^1$ . . . . .	—110	—130	—157	$h_4^3$ . . . . .	—19	—23	—13
$h_3^1$ . . . . .	—40	—27	—44	$g_4^4$ . . . . .	—2	13	18
$g_3^2$ . . . . .	143	141	118	$h_4^4$ . . . . .	—14	—11	—3

Zum Versuch einer Entscheidung bietet sich als einfachstes und der Natur der Frage am meisten angemessenes Verfahren die Vergleichung der Gesamtdarstellung des erdmagnetischen Feldes für verschiedene Zeitpunkte dar. Wir kennen jetzt das erdmagnetische Potential in analytischer Form für vier Epochen: 1830 (Gauß-Petersen), 1840 (Adams), 1883 i. M. (1880 Adams, 1885 Schmidt, Fritsche), 1922 (Dyson). Für die drei letzten enthält die obenstehende Tabelle die Koeffizienten des Potentials\*). Die Zwischenzeiten von je rund 40 Jahren

\*) Diese Angaben gelten für die normierten Funktionen  $P_n^m(\cos u) \cos m\lambda$  und  $P_n^m(\cos u) \sin m\lambda$ , deren quadratischer Mittelwert auf der ganzen Kugeloberfläche  $1:\sqrt{2n+1}$  ist. Vgl. Arch. d. Erdmagn. Heft 5, S. 14.

und auch noch die Gesamtzeit von 80 Jahren sind gegenüber der vermuteten Periodendauer von etwa 480 Jahren so klein, daß aus diesen Zahlen kein positives Ergebnis, also kein Aufschluß über eine etwaige Gesetzmäßigkeit in dem Jahrhundert umfassenden Gange der Variation gewonnen werden kann. Dagegen kann man geneigt sein, aus der Größe und Unregelmäßigkeit der Differenzen von Epoche zu Epoche in negativem Sinne zu schließen, daß eine einfache, die Erde als Ganzes umfassende Gesetzmäßigkeit nicht besteht.

Dieser Schluß verliert allerdings durch den Umstand an Gewicht, daß die Beobachtungsgrundlagen der drei Darstellungen in ihrer geographischen Verteilung und dem Grade ihrer inneren Einheitlichkeit, vor allem aber in ihrer Genauigkeit sehr verschieden sind. Es wird sich schwer abschätzen lassen, wieviel in jenen Differenzen an systematischen und zufälligen Fehlern auf Rechnung hiervon zu setzen ist.

Von dieser Unsicherheit frei ist die bekannte Untersuchung von J. Bartels\*), die sich auf ein zuverlässiges homogenes Material (die Jahresmittel von 14 Observatorien) gründet. Auch sie spricht, und zwar sehr entschieden, gegen einen tellurischen Charakter der säkularen Variation; denn die auf die beiden ersten Ordnungen ausgedehnte Entwicklung läßt bei den einzelnen Stationen noch die Hälfte der beobachteten Variationen als lokale oder regionale Anomalien zurück. Doch auch hier ist dieser negative Schluß nicht ganz zwingend. Da die Reihe nur 18 Jahre (1902—1920) umfaßt, so ist es denkbar, daß jene Anomalien mindestens zu einem großen Teile aus den oft mehrere Jahrzehnte dauernden sekundären Schwankungen entspringen, bei denen man von vornherein geneigt sein wird, einen lokalen Ursprung für wahrscheinlich zu halten. Bei dieser Sachlage bleibt nichts anderes übrig, als von einer plausiblen Arbeitshypothese auszugehen und zu prüfen, wieweit sich die daraus zu ziehenden Schlüsse mit den beobachteten Tatsachen vereinen lassen. Auch wenn dies nicht oder nicht voll gelingt, kann von der Untersuchung ein Nutzen erwartet werden, insofern sich vielleicht Hinweise auf andere Erklärungsmöglichkeiten ergeben. Auf jeden Fall wird das Feld solcher Möglichkeiten dadurch eingeengt.

Die einfachste und nächstliegende Annahme führt die geschilderten Variationen auf den Einfluß eines im Erdinnern kreisenden Magnets zurück. Schon von Halley vertreten, ist sie in mannigfacher Form immer wieder aufgetaucht, und es ist von Wilde sogar der Versuch gemacht worden, sie experimentell zu stützen\*\*). Wenn im folgenden speziell angenommen wird, daß sich das Erdinnere langsam gleichförmig gegen die Erdrinde drehe, so kann zur Rechtfertigung dafür auf die Tatsache hingewiesen werden, daß auch astronomische und andere geophysikalische Erscheinungen eine Verschiebung der Erdrinde innerhalb des Systems der Gesamterde wahrscheinlich machen. Wie freilich dem Erdinnern oder einem Teil davon (man denkt natürlich zunächst an den Eisen-Nickelkern) noch eine besondere

\*) J. Bartels: Arch. d. Erdmagn. Heft 5, S. 23ff. Vgl. besonders S. 36.

\*\*\*) Vgl. dazu Rücker: Terr. Magn. 4, 113; Bauer: ebenda S. 130.

mit ihm rotierende Magnetisierung neben der allgemeinen (wahrscheinlich durch die Erddrehung verursachten) eigen sein könne, bleibt eine offene Frage. Dies braucht indessen die Verfolgung einer Arbeitshypothese nicht zu hindern, zumal wenn diese, wie es hier der Fall ist, die Möglichkeit bietet, auch Nebenumstände verständlich zu machen. Schon dann, wenn der rotierende Kern eine homogen magnetisierte Kugel ist, wird die periodisch wechselnde in der Erdkrinde induzierte Magnetisierung an verschiedenen Orten, je nach ihrem Untergrunde, recht verschieden ausfallen und daher Anomalien in der an der Erdoberfläche allein beobachtbaren Gesamterscheinung hervorrufen können. Noch stärker müssen diese Anomalien werden, wenn der rotierende Kern selbst ungleichförmig magnetisiert ist.

Die Niederschrift einer für das Bauer-Gedächtnisheft von Terr. Magn. a. Atm. Electr. bestimmten Mitteilung über eine früher einmal von mir angestellte Überlegung hat mich jetzt zu einer eingehenderen Untersuchung der vorliegenden Frage angeregt. Über ihre Ergebnisse möchte ich hier in Kürze berichten. Soweit sie nicht das Gesamtpotential betreffen, beziehen sie sich ausschließlich auf die Feldrichtung, also auf die Schwankung der Deklination und Inklination. Was wir an zuverlässigen Angaben über die Variation der Intensität besitzen, reicht noch nicht einmal ein volles Jahrhundert zurück und kann höchstens nachträglich zur Prüfung der anderweitig erzielten Resultate dienen. Während die Variationen der Feldkomponenten eine Wirkung des Magnetkerns allein sind, ist dies bei den Schwankungen der Richtungselemente nicht der Fall, da diese noch von der Stärke und Richtung des beharrlichen Feldes abhängen, dem jene aufgesetzt sind.

Für eine erste Orientierung darf das beharrliche Feld auf seinen zonalen Teil erster Ordnung ( $-M \cos u$ ) beschränkt angenommen und ferner davon abgesehen werden, Produkte und Potenzen aller den Divisor  $M$  enthaltenden Größen zu berücksichtigen.

Unter diesen vereinfachenden Annahmen gestaltet sich das Bild der Wirkungen des rotierenden Magnets sehr einfach und übersichtlich. Jedes der beiden Elemente  $D$  und  $J$  vollführt eine einfache harmonische Schwingung, deren Amplitude hauptsächlich von der geographischen Breite und deren Phase von der geographischen Länge des Beobachtungsortes und der Lage der Drehachse des Kernes abhängt. Das aus beiden zusammengesetzte zur Bauerschen Säkularkurve annähernd affine Vektordiagramm wird mit wachsender Zeit überall in demselben Sinne durchlaufen, was mit Bauers empirischer Feststellung in Einklang steht.

Zur Ermittlung der unbekanntenen Konstanten genügt die Kenntnis des vollständigen Verlaufs an einem einzigen Orte. Die steht uns leider noch nicht zu Gebote; aber der säkulare Gang in London, Paris und Rom ist soweit bekannt, daß er ohne große Willkür zu einem vollen Umlauf ergänzt werden kann, was ja durch die Ableitung der früher erwähnten Formeln geschehen ist. Diese drei Orte führen zu befriedigend übereinstimmenden Werten für die gesuchten Konstanten. Im Mittel findet man: Die Drehachse des Kernes ist nach dem Punkte von  $32^\circ$  nördl. Breite und 2 oder  $182^\circ$  östl. Länge gerichtet. (Die Entscheidung zwischen diesen beiden Möglichkeiten kann nur getroffen werden, wenn man auch die

Säkulарvariation der Intensität berücksichtigt). Die allein wirksame, zur Drehachse senkrechte Komponente des Momentes des Kerns beträgt  $0.19 M$ , kommt also ungefähr der Querkomponente der beharrlichen Magnetisierung gleich. Der Durchgang der sich im Sinne des Uhrzeigers drehenden magnetischen Achse des Kerns durch den Meridian der Drehachse erfolgte kurz vor dem Jahre 1700.

Berechnet man aus diesen Daten den säkularen Gang für andere Orte, so findet man bei Kapstadt noch eine leidliche Übereinstimmung mit den Beobachtungen, bei Rio de Janeiro und Cap Comorin dagegen so beträchtliche Differenzen in der Phase und damit in der Lage der Extreme, daß eine Erklärung durch sekundäre Einflüsse ausgeschlossen erscheint.

Um die Vergleichung auf die ganze Erde auszudehnen, kann man nur die jährliche Änderung von  $D$  und  $J$  für eine bestimmte Epoche benutzen, so unsicher wegen der zeitlichen Anomalien dieses Material im einzelnen auch ist. Ich habe die auf die Zeit vor etwa 10 Jahren bezüglichen Angaben für 50 Stationen in Landolt-Börnsteins Tabellen benutzt. Freilich ist der Überblick recht mangelhaft; enthält doch das Gebiet von  $125$  bis  $275^\circ$  östl. Länge nur sechs Stationen! Trotzdem tritt eine deutliche Abhängigkeit von der geographischen Länge, insbesondere eine gewisse Symmetrie in bezug auf den Vollmeridian von  $0$  und  $180^\circ$  hervor, die für die tellurische Einheitlichkeit der Erscheinung spricht. Auf der Halbkugel, deren Mitte der Meridian von  $180^\circ$  bildet, sind die jährlichen Änderungen von  $D$  wie von  $J$  sehr viel kleiner, als auf der durch den Meridian von  $0^\circ$  halbierten.

Die Vergleichung mit den aus der Arbeitshypothese abgeleiteten theoretischen Werten führt zu einem seltsamen Ergebnis: Die Übereinstimmung ist für das Gebiet beiderseits von  $0^\circ$  Länge befriedigend, wenn man sich die theoretischen Werte gewissermaßen in der Längenrichtung beträchtlich zusammengeschoben denkt. Um dies auf dem Boden der betrachteten Hypothese zu erklären, müßte man eine in der Richtung auf Europa hin verschobene exzentrische Lage des Magnetkerns oder eine größere Permeabilität des Erdinnern auf dieser Seite annehmen. Daraus würde sich auch die geringere Größe der Variation auf der Gegenseite ergeben.

So bedenklich, ja kaum zulässig besonders die erste Annahme vom physikalischen Standpunkte aus erscheint, so stellt sie doch eine formale Zusammenfassung des Beobachtungsmaterials dar. Jeder andere Versuch einer Erklärung (etwa durch Magmaströmungen) müßte sich gewissermaßen als eine Transformation der Vorstellung eines exzentrisch gelegenen rotierenden Magnets auffassen lassen.

Zur weiteren Anpassung an die Beobachtungsergebnisse bleibt noch die Annahme einer nicht homogenen Magnetisierung des rotierenden Kerns übrig, eine Möglichkeit, der indessen sehr enge Grenzen gesetzt sind.

Eine Prüfung der Theorie an den Ergebnissen der Potentialberechnungen fällt ziemlich ungünstig aus. Es ist aber beachtenswert, daß die aus letzteren folgende Änderung der Koeffizienten  $g_1^0$ ,  $g_1^1$ ,  $h_1^1$  auch nicht mit der tatsächlichen Säkulарvariation an den zuverlässigen europäischen Stationen im Einklang ist.

Diese zeigt sich vielmehr vorzugsweise durch die Glieder höherer Ordnung in der Potentialreihe bedingt.

Ohne eine wesentliche Erweiterung unserer empirischen Kenntnis der Säkularvariation dürfte ein Fortschritt in der Aufdeckung ihrer Ursachen kaum möglich sein. Aber das Tatsachenmaterial wächst nur sehr langsam von Jahr zu Jahr. Wir müssen geduldig auf neue Daten warten, ohne den Zuwachs beschleunigen zu können. Desto mehr muß dafür gesorgt werden, alles zu tun, was geeignet und nötig ist, diesen Zuwachs zu sichern und möglichst wertvoll zu gestalten. Dazu gibt es nur ein Mittel: die Errichtung und dauernd gesicherte Erhaltung einer größeren Anzahl gut verteilter Säkularstationen in den Gebieten, in denen Observatorien fehlen, unter besonderer Berücksichtigung der Gegenden, die sich durch starke Anomalien der Säkularvariation auszeichnen.

---

## Das Allgemeingeräusch in der Atmosphäre

Von **A. Nippoldt**, Potsdam-Berlin — (Mit 1 Abbildung)

Es wird auf ein neues meteorologisch-akustisches Element hingewiesen: das Allgemeingeräusch, ein einfaches Verfahren zur Messung seiner Stärke und einige erste Ergebnisse mitgeteilt.

Obwohl der Schall ein physikalisches Phänomen ist, das sich fast ausschließlich in der Atmosphäre abspielt, haben die Meteorologen lange Zeit der Akustik kein besonderes Interesse entgegengebracht. Das wurde erst anders, als die „Zone des Schweigens“ entdeckt wurde. Seitdem hat sich ein neues Forschungsgebiet innerhalb der Meteorologie, insbesondere der Aerologie entwickelt, das in Anlehnung an die Seismologie sich zu einer wohlfundierten Sonderwissenschaft ausgestaltet.

Die zu ihren Zwecken konstruierten Apparate zur mechanischen Registrierung der mit den akustischen Wellen verbundenen mechanischen können ihrer Kosten wegen nicht in so großer Menge verteilt werden, daß man auf die Hinzuziehung von Beobachtungen unmittelbar mit dem Ohr verzichten könne. Die Aufnahmefähigkeit des menschlichen Ohres hängt aber — von anderen Einflüssen ganz abgesehen — stark von den in der Natur sowieso vorhandenen Schallwellen ab und hier insbesondere von dem „Allgemeingeräusch der Atmosphäre“. Die Nichtbeachtung dieses Umstandes verzerrt uns die Grenzlinien der Zone des Schweigens.

Der Meteorologe und der Geophysiker haben seither die Erforschung der Akustik rein dem Physiker überlassen. Gegenüber dem Laboratorium bietet die freie Natur jedoch eine Menge Abweichungen. Die Luft des Laboratoriums ruht; die freie Atmosphäre kennt die Windstille nur als einen Sonderfall. Der sorgfältig gleich gehaltenen Temperatur steht hier eine sehr rasch wechselnde gegenüber. Das nur das Wichtigste. Jedenfalls erfassen die Laboratoriumsversuche gerade das nicht, was das typisch Meteorologische ausmacht.

Unter dem Allgemeingeräusch verstehen wir das in der freien Atmosphäre fast stets vorhandene Geräusch. Im Laboratorium spielt es keine Rolle, da immer die Versuchsbedingungen dahin gehen, jedes Fremdgeräusch auszuschalten. Das Allgemeingeräusch (A. G.) ist in der Natur eine so regelmäßige Erscheinung, daß sein Studium mit vielen anderen in Zusammenhang stehen wird. Jedenfalls ist die Beschränkung aller meteorologisch-akustischen Forschungen lediglich auf die Schallfortpflanzung und auf die Schallrichtung eine Vernachlässigung, die eine für den Menschen wesentliche Seite des Problems unerforscht läßt.

Auf das Vorhandensein des A. G. bin ich durch einen für meine magnetische Vermessungstätigkeit wichtigen Umstand gekommen. Während der Beobachtung der Schwingungsdauer eines Magneten hat man die Sekunden nach den Schlägen eines Chronometers zu zählen. Da gute Uhren der Art stets viel Stahl enthalten, ist man bestrebt, sie möglichst weit vom Apparat und damit auch vom Ohre des Beobachters zu halten. Während das im Observatorium mit seiner Ruhe sehr leicht möglich ist, kann in der freien Atmosphäre das A. G. dazu zwingen, mit der Uhr näher an das Ohr heranzugehen, damit man die Sekundenschläge noch ohne Lücke hört. Hierbei entdeckte ich, an einer Station, die in völlig freier Ebene gelegen war, daß ich bei anscheinend absoluter Lautlosigkeit dennoch das Chronometer erst in recht kurzer Entfernung vom Ohr hören konnte. Obwohl man nichts davon merken konnte, mußte also trotzdem ein störendes Geräusch vorhanden sein. Ursache war das Streichen eines gleichmäßigen Windes über die Ähren eines Haferfeldes, in dessen Mitte sich der Beobachtungspunkt befand. Es lag das den Physiologen bekannte Phänomen vor, daß ein in seiner Intensität gleichbleibender Reiz keine Sinnesempfindung auslösen kann.

Als ich kurz darauf in der Nähe von Marburg eine weitere Messungsreihe zu erledigen hatte, bot sich mir die Gelegenheit, in der Gesellschaft zur Beförderung der Naturwissenschaften an der dortigen Universität in der Diskussion zu einem Vortrag über die Bedeutung des Kanonendonners als richtunggebendes Signal auf das Vorhandensein des A. G. einzugehen\*).

Nach Potsdam zurückgekehrt, habe ich dann eine kurze Bestimmungsreihe über die Intensität des A. G. vorgenommen, über die ich nun berichten will.

Zur Kritik muß von vornherein darauf hingewiesen werden, daß es sich hier um subjektive Schallbeobachtungen handelt, um ein physiologisch bedingtes Phänomen, also nicht um Schallintensitäten im mechanischen Sinne, sondern um Lautintensitäten, also Intensitäten der Empfindung. Die Verbindung mit dem mechanischen Vorgang des Schalles kann heute noch nicht als vollständig gelöst angesehen werden; insbesondere ist wichtig, daß beim Zusammenfallen von zwei Schallen (Uhrschlag und A. G.) jeder schwächer beobachtet wird als der einzelne für sich\*\*).

Beobachtungsort war der stets gleiche Platz vor dem einstigen Variationshause in Potsdam. Schallquelle das Halbskunden schlagende Chronometer der

\*) Verhandl. d. Ges. z. Beförd. d. Naturw. a. d. J. 1915, S. 41/42.

\*\*\*) Wolfg. Köhler: Akust. Unters. S. 22 u. ff. Dissertation Berlin 1909.

Schweizer Firma Nardin. Die Beobachtung bestand darin, daß man die Entfernung maß, bis zu welcher die Uhr dem Ohr genähert werden mußte, damit man gerade noch jeden Sekundenschlag hörte. Diese Entfernung schwankte, eben wegen des A. G. so stark, daß sie ein Maß für die Intensität des sich dem Urschlag überlagernden Geräusches abgeben konnte.

Die mechanische Intensität des Schalles der Uhr ist gegeben durch

$$J = \frac{2 \pi^2 N^2 a^2 \sigma V}{r^2}.$$

Hierin ist  $N$  die Schwingungszahl des Tons,  $a$  die Amplitude der Luftschwingung,  $\sigma$  die Dichte der Luft und  $V$  die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles in der Luft. Es ist anzunehmen, daß der Uhrschlag stets dieselbe Intensität besitzt, dafür war es ein eigens zur Sekundenzählung verfertigtes Gerät. Die Tonhöhe ist ebenfalls unveränderlich. Im übrigen sind diese beiden Größen  $a$  und  $N$  unbestimmt geblieben, da nicht an absolute Schallintensitäten gedacht war.

Wenn nun das eine Mal in der Entfernung  $r_0$ , ein anderes Mal in der Entfernung  $r_1$  die Lautstärke gleich war, also die Schallstärke gleich erschien, so konnte das nur daher rühren, daß eine fremde Schallintensität sich überlagerte. Da in stark ausgeprägten Fällen ein A. G. zu hören war, so wurde auch für stets angenommen, daß ein solches vorhanden wäre, wenn die Hörentfernung kleiner war als die normale. Als normal galt die maximale Hörentfernung von 6.4 m

Sowohl bei der Beobachtung in  $r_0$ , wie bei der in  $r_1$  sind die am Ohr ankommenden Lautstärken dieselben; im zweiten Fall aber hat sich das A. G. mit seiner Lautstärke  $i$  darüber gelagert. Folglich ist die Lautstärke des A. G. gegeben durch

$$J_0 - J_1 = i.$$

Drücken wir  $r_1$  als Funktion von  $r_0$  aus

$$r_1 = \kappa r_0,$$

so wird dies

$$i = \frac{2 \pi^2 N^2 a^2}{r_0^2} \left[ \frac{\sigma_1 V_1}{\kappa^2} - \sigma_0 V_0 \right].$$

Für absolute Schallintensitätsbestimmungen wäre der Faktor vor der Klammer durch einen Vergleich mit einem Normalschallgeber seiner Größe nach zu bestimmen; hier aber haben wir nur relative Vergleichen vor und setzen ihn somit gleich Eins. Dann wird

$$i = \frac{\sigma_1 V_1}{\kappa^2} - \sigma_0 V_0.$$

$\delta$  und  $V$  sind Funktionen verschiedener meteorologischer Elemente, besonders ist  $V$ , die Fortpflanzungsgeschwindigkeit, von einer komplizierten Abhängigkeit. Wir wählen die von Chwolson in seinem Lehrbuch der Physik Bd. II, S. 30 gegebene Form

$$V = \sqrt{\frac{760 g H \delta k (1 + at)}{\sigma (b - 0.378 h)}}.$$

	$r_1$ m	$t$ Grad	$b$ mm	$h$ mm	$\sigma_1$	$V_1$ m	$i$	
1	26. VII. 1915	3.45	750.5	10.7	0.001216	325.06	0.97	Ohne Wind W 4.5
2	26. VII. 1915	1.37	50.5	10.7	1216	325.06	8.23	W 4.5
3	27. VII. 1915	2.37	53.6	9.8	1211	326.34	2.49	W 2.2
4	28. VII. 1915	2.54	51.9	10.8	1217	324.87	2.11	W 7.0
5	29. VII. 1915	0.40	56.3	9.4	1212	325.97	102.39	WSW 7.0
6	30. VII. 1915	2.42	55.0	9.0	1220	323.80	2.37	WNW 6.7
7	31. VII. 1915	1.52	52.6	8.2	1227	321.84	6.58	WSW 5.7
8	31. VII. 1915	2.37	52.6	8.2	1227	321.84	2.49	WSW 5.7
9	9. VIII. 1915	4.25	56.3	9.8	1226	322.40	0.50	W 2.5
10	10. VIII. 1915	1.10	55.2	9.0	1217	324.49	12.96	NW 3.4
11	11. VIII. 1915	6.40	55.6	9.4	1208	327.10	0.00	W 2.0
12	14. VIII. 1915	0.16	49.5	12.3	1226	322.51	632.19	E 3.3
13	16. VIII. 1915	2.30	50.8	11.8	1231	321.23	2.67	W 5.4
14	17. VIII. 1915	3.30	49.8	11.1	1232	320.73	1.09	W 4.0
15	17. VIII. 1915	2.45	49.8	11.1	1232	320.73	2.30	W 4.0
16	18. VIII. 1915	4.00	51.6	10.4	1231	321.10	0.62	WNW 3.8
17	19. VIII. 1915	3.50	49.0	10.4	1236	319.76	0.93	WSW 4.8
18	21. VIII. 1915	3.50	54.2	9.9	1232	320.63	0.93	WSW 5.8
19	23. VIII. 1915	1.30	61.9	11.3	1233	320.50	9.20	WNW 4.5
20	25. VIII. 1915	5.30	59.5	9.9	1211	326.33	0.18	SW 1.8
21	26. VIII. 1915	3.40	58.7	11.5	1214	325.46	1.01	NW 2.2
22	27. VIII. 1915	5.00	56.3	11.8	1209	326.96	0.25	WNW 2.0
23	6. IX. 1915	0.52	59.0	8.5	1237	319.39	59.80	WNW 6.9
24	7. IX. 1915	3.35	59.8	9.1	1236	319.64	1.05	WNW 5.8
25	7. IX. 1915	0.80	59.8	9.1	1236	319.64	24.89	WNW 5.8
26	8. IX. 1926	2.50	61.8	9.1	1236	319.54	2.19	WNW 4.6
27	9. IX. 1915	2.30	64.2	8.3	1236	319.82	2.67	NNE 3.2
28	10. IX. 1915	6.33	65.3	8.7	1232	320.62	0.01	ENE 2.2
29	11. IX. 1915	2.55	763.4	8.7	1228	321.64	2.10	N 2.6

Mittel: 0.001225 322.59

Bei fallendem Winde

Fast Windstille



Wachsender Wind

Wind 6

Wind 0—2

Wind 8

Ohne Wind

Wind 6—8



Sie ist trotz ihrer geschlossenen Gestalt nur eine Näherungsgleichung, indem eine Reihe von Größen selbst wieder variabel sind, sei es mit der Temperatur, sei es mit der geographischen Breite oder der Seehöhe. Es bedeuten  $g$  die Beschleunigung seitens der Erdschwere,  $H$  den Luftdruck in Metern,  $\delta$  die Dichte des Quecksilbers,  $k$  das Verhältnis der spezifischen Wärmen der trockenen Luft,  $t$  deren Temperatur,  $h$  die Dampfspannung des Wasserdampfes in Millimeter,  $\sigma$  das Gewicht der Raumeinheit trockener Luft bei 760 mm Luftdruck und  $0^{\circ}$  C Temperatur.

In der vorstehenden Tabelle sind die meteorologischen Daten den veröffentlichten Werten der Station Wiese entnommen, welche Station dem Beobachtungsort unmittelbar benachbart liegt.  $\tau_1$  gibt die gemessene Hörentfernung in Meter.

Der Maximalwert der Lautstärke  $i$  des A. G. liegt bei  $\tau_1 = 0.16$  m mit 632.2, d. h. da, wo die Uhr bis auf 16 cm dem Ohr genähert werden mußte, um noch jeden Sekundenschlag zu hören. Hier notiert die Beobachtung  $\textcircled{1}$ ; es war also das Rauschen des Regens die Ursache des A. G. Bei dem nächsten Wert 102.4 war es das Rauschen der Blätter der unmittelbar daneben befindlichen Gruppe von Birken. Auch in den anderen großen Werten war es der Wind, welcher als Geräuscherreger tätig war. Dem entspricht, daß der Wert 0 Windstille verzeichnet.

Die starke Steigerung der Lautstärke mit der Abnahme der Entfernung ist aus der modernen Schallmessung bekannt und hat dazu geführt, das Maß derselben anders zu definieren als das hier geschehen ist, und für die Zukunft muß auch die meteorologische Akustik sich dem physikalisch-technischen Verfahren anschließen, d. h. die Lautstärke in den logarithmisch definierten Phons ausdrücken.

Sehen wir von den ganz großen Zahlen für das A. G. ab, so zeigt eine Übersicht über die übrigen, daß eine ausgesprochene Neigung vorliegt, zwei Gruppen zu bilden, wie die nebenstehende Figur dartut. Die Ordinate gibt die Lautstärke des A. G. bis zur Größe 3, die Abszissen sind mittlere stündliche Windgeschwindigkeiten in m/sec. Die eine Gruppe liegt zwischen  $i = 0.5$  bis 1, die zweite zwischen 2 und 3 unter Überspringung von 1 bis 2. Der Mittelwert der kleinen Zahlen ist 0.7; ihm entspricht eine mittlere Windstärke von 3.3 m/sec. Die zweite Gruppe hat das Mittel 2.4 bei der mittleren Windstärke 4.6 m/sec. Bedenkt man, daß die in der Tabelle enthaltenen Windgeschwindigkeiten nicht die am Beobachtungsort während der Schallmessungen tatsächlich herrschenden sind, sondern Stundenmittel, so wird man nicht allzuweit reichende Schlüsse ziehen dürfen. Immerhin

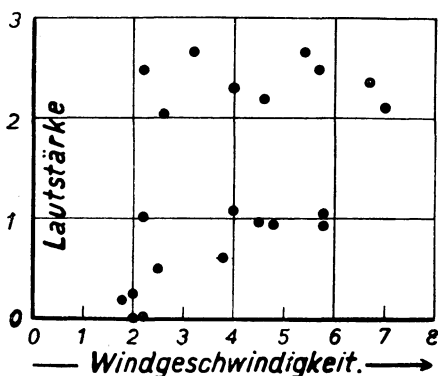


Fig. 1

kann man sagen, daß dem größeren A. G. auch eine größere Windgeschwindigkeit entspricht, wie zu erwarten war. Für einige Beobachtungen liegen direkte örtliche Windschätzungen vor, und hier zeigt sich deutlich, daß große Windgeschwindigkeiten auch zu großen Werten des A. G. gehören.

Die Gruppierung in zwei Gruppen ist sehr ausgesprochen und wird damit zusammenhängen, daß bis zu  $i = 1$  die Struktur des Windes laminar ist. Der Übergang in turbulente Strömung hebt dann das A. G. plötzlich auf eine höhere Stufe.

Die kleine Beobachtungsreihe ist nicht dazu angetan, weitere eingehendere Schlüsse auf Gesetze des A. G. zu ziehen. Es mag genügen, einen Weg angegeben zu haben, auf dem man leicht zu einer Messung dieser Größe gelangen kann. Natürlich wird man sich dabei auf die damals noch lange nicht vorliegenden neueren Meßmethoden stützen. Als ein Hauptergebnis aber wollen wir hervorheben, daß das Allgemeingeräusch in der freien Atmosphäre schon nach diesen vereinzelt festgestellten sehr groß werden kann. Eine Uhr, die man bei Windstille auf über 6 m hören konnte, war bei rauschendem Regen erst in 16 cm Abstand deutlich vernehmbar. Daraus ist zu schließen, daß das A. G. bei allen akustischen Untersuchungen im Freien messend festzulegen ist. Das gilt für die Aerologen bei ihren Explosionsbeobachtungen der Luftseismik, gilt aber ebenfalls für die vielen technisch-akustischen Untersuchungen der Jetztzeit. Auch bei der Raumakustik, also den Messungen in geschlossenen Räumen, wird man nunmehr auf die Abwesenheit von A. G. oder seine Messung Bedacht zu nehmen haben. Alle Werte sind auf das A. G. Null zurückzuführen.

Für den Geophysiker ergibt sich der Wunsch, das A. G. von nun an als ein Naturphänomen zu untersuchen, das einer selbständigen Erforschung so würdig ist, wie etwa die diffuse Strahlung neben der Strahlung der Sonne oder des Himmels. Rein meteorologisch interessiert z. B. der Zusammenhang zwischen dem A. G. und der Regenintensität, oder der Unterschied der Hörsamkeit von Nachtstille bis zur schlechtesten am Spätnachmittag. Auf gleiche Weise ließe sich die Energie der Brandung an den verschiedenen Küsten aller Meere quantitativ miteinander vergleichen. Ferner wäre es eine schöne Aufgabe, die Abnahme des A. G. mit der Erhebung über die Erdoberfläche mittels des Freiballons festzustellen. (Das Flugzeug scheidet hier wegen seines großen Eigengeräusches aus.)

Das Chronometer ist der einfachste denkbare Lautgeber; jeder Forschungsreisende verfügt schon sowieso über solch ein Gerät. Um absolute Werte zu bekommen, ist es nur nötig, ihn vor Benutzung an einen der vorschrittlichen Lautgeber in Phons anzuschließen, was keine zeitraubende Angelegenheit sein dürfte.

Die nächste Aufgabe ist dann, die erzielten Ergebnisse in die Thermodynamik der Atmosphäre einzubauen.

## Eine elektromagnetische Messungsmethode mit Elektrodenverlegung zur Aufsuchung von Leitfähigkeitsunterschieden im Untergrund

Von **H. Haalek** und **A. Ebert** — (Mit 14 Abbildungen)

Es wird eine elektromagnetische Meßmethode zur Aufsuchung von Leitfähigkeitsunterschieden im Erdboden angegeben, welche sich für die praktische Anwendung vorzugsweise dann eignet, wenn die Schichten ungleicher Leitfähigkeit im wesentlichen horizontal gelagert sind. Man erhält — indem man sukzessive die beiden Elektroden, mit welchen dem Erdboden die Stromenergie zugeführt wird, gleichmäßig nach beiden Seiten verlegt — aus den Messungen der Neigung des magnetischen Vektors mit der bekannten, in der Mitte zwischen den beiden Elektroden aufgestellten Induktionsspule das Feld des Erdstromes als Funktion des im wesentlichen konstant bleibenden Leitungsfeldes, wobei die Stromstärke selbst herausfällt. Aus der Form der Kurve, die man erhält, wenn man die Spulenneigung als Funktion des Elektrodenabstandes graphisch aufträgt, kann man schließen, ob und in welcher Tiefe ungefähr sich eine Schicht besserer bzw. geringerer Leitfähigkeit befindet. Praktische Versuche wurden über Eisenerzlager, über einem Stollen mit Eisenausbau, im Niederrheinischen Braunkohlengebiet und auf Schichten des Muschelkalks ausgeführt. Die Empfindlichkeit der Meßmethode konnte dem Objekt anpaßt werden.

a) Beschreibung des Verfahrens. Die im Laufe der letzten Jahrzehnte entwickelten elektrischen Aufschlußmethoden beruhen fast ausschließlich darauf, daß in dem Erdboden ein Stromfeld erzeugt wird, dessen Verlauf durch ein System von Messungen an möglichst vielen Punkten der Erdoberfläche ermittelt wird. Nur das von Wenner\*) angegebene Verfahren, um den elektrischen Widerstand des Erdbodens direkt zu messen, welches dann zuerst von Gish und Rooney\*\*) als allgemeine Aufschlußmethode — Methode des scheinbaren spezifischen Widerstandes — ausgeführt wurde, geht umgekehrt vor: Das Meßgerät bleibt unverändert an demselben Punkte stehen, während die dem Erdboden die Stromenergie zuführenden Elektroden in gerader Richtung verlegt werden. In folgendem wird ein Messungsverfahren und seine praktische Anwendung beschrieben, bei welchem Messungen des Magnetfeldes eines dem Erdboden zugeführten Wechselstromes ausgeführt werden, wobei das Meßgerät unverändert an demselben Punkte stehen bleibt, während die Elektroden systematisch verlegt werden\*\*\*):

\*) Wenner: Scientific papers of the Bureau of Standards 258, Washington 1917

\*\*) O. H. Gish: Terrestrial Magnetism, Dec. 1925; W. J. Rooney: A. J. M. E. Techn. Publ. 82.

\*\*\*) Die praktische Ausführung des Verfahrens, welches ich bereits vor etwa vier Jahren entwickelte, mußte, da mir keine Gelegenheit für Versuche zur Verfügung stand, zunächst zurückgestellt werden. Der geophysikalischen Abteilung der preuß. geolog. Landesanstalt möchte ich meinen Dank dafür aussprechen, daß die Durchführung von Versuchsmessungen an geologisch geeigneten Objekten in Angriff genommen wurde. Die Messungen wurden von Herrn Dr. A. Ebert ausgeführt, die praktische Handhabung des Messungsverfahrens von uns gemeinsam entwickelt.

Die Pole des Generators  $G$  (vgl. Fig. 1) sind durch die Elektroden  $E_1$  und  $E'_1$  geerdet. In der Mitte der Elektrodenverbindungslinie wird eine Induktionsspule  $R$  — in der bekannten Weise mit Verstärkervorrichtung und Telefon verbunden — so aufgestellt, daß ihre Ebene vertikal steht und in Richtung der Elektrodenverbindungslinie gerichtet ist. Die Leitung vom Generator zu den Elektroden wird senkrecht aus der Elektrodenverbindungslinie heraus und dann ihr parallel geführt, so daß eine möglichst vollkommene Symmetrie in bezug auf den Induktionsrahmen vorhanden ist.

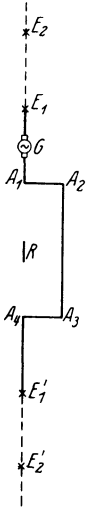


Fig. 1

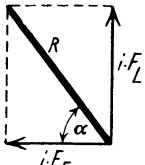


Fig. 2

Befindet sich die Leitung genau in Höhe der Mitte der Induktionsspule, so kann das elektromagnetische Feld des Leitungsstromes keinen Induktionsstrom in der Spule erzeugen, wenn diese senkrecht steht; dagegen geht die Wirkung des durch die Erde fließenden Stromes in voller Stärke ein und erzeugt im Telefon einen Ton. Neigt man die Spule nach der der Leitung entgegengesetzten Seite, so tritt eine Stellung ein, in welcher die Wirkung des Leitungsstromes und diejenige des Erdstromes sich gerade kompensieren, die Spule also stromlos bleibt. Der Neigungswinkel dieser Spulenstellung, in welcher der Ton ein Minimum hat, sei  $\alpha$ , positiv von der Horizontalrichtung bis zur Spulenebene gerechnet.

Ist  $i \cdot F_L$  die magnetische Feldstärke des Leitungsstromes,  $i \cdot F_E$  diejenige des Erdstromes, wobei  $i$  die Stromstärke bedeutet, so ist:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} \alpha &= \frac{i \cdot F_L}{i \cdot F_E}, \\ F_E &= \frac{F_L}{\operatorname{tg} \alpha} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (1)$$

Man erhält also die Stärke des magnetischen Feldes des Erdstromes ausgedrückt als Funktion der Feldstärke des Leitungsstromes und des Neigungswinkels  $\alpha$ . Die Stromstärke selbst fällt heraus, so daß die Messungen von der Stromstärke unabhängig sind (ebenso wie fast vollständig von der Frequenz).

Dieser Umstand ist insofern sehr vorteilhaft, als die niemals gleich zu haltenden Übergangswiderstände an den Elektroden und alle Unregelmäßigkeiten des Generators keine Rolle spielen.

Die praktische Ausführung des Meßverfahrens im Gelände ist wie folgt: Man wählt die Elektrodenentfernung  $a$  zunächst recht klein und stellt in der beschriebenen Weise die Neigung der Spule fest, bei welcher der Ton im Telefon verschwindet. Sodann verlegt man die Elektroden nach beiden Seiten in gleichbleibender Richtung um dasselbe Stück (z. B. nach  $E_2$  bzw.  $E'_2$ ), so daß die Induktionsspule  $R$  stets unverändert in der Mitte zwischen den beiden Elektroden bleibt, und führt dann die Messung bei dieser Elektrodenlage aus.

In derselben Weise fährt man mit der Verlegung der Elektroden und den Messungen fort.

Nach Gleichung (1) erhält man also die Änderung der magnetischen Feldstärke des Erdstromes in der Mitte der Elektrodenlinie bei sich änderndem Elektrodenabstand. Die Wirkung des Leitungsstromes kann man rechnerisch recht genau bestimmen\*). Da aber die Kenntnis des absoluten Wertes der magnetischen Feldstärke des Erdstromes praktisch keinen Vorteil bietet, außerdem die Wirkung  $F_L$  des Leitungsstromes für alle Messungen konstant bleibt — bis auf einen zu vernachlässigenden kleinen fast linear verlaufenden Betrag (infolge des Einflusses der für jede Messung verschiedenen Leitungsstücke  $A_1E_1$  und  $A_4E'_1$ ) —, so genügt es, wenn man die Messungsergebnisse graphisch aufträgt, den Elektrodenabstand  $a$  als Abszisse, die Rahmenneigung  $\alpha$ , welche also ein Maß für die Änderung der magnetischen Feldstärke des Erdstromes bildet, als Ordinate.

Technisch läßt sich das Meßverfahren noch in verschiedener Weise anders gestalten als in der beschriebenen einfachsten Form. Es ist nicht unbedingt nötig, die Leitung in sorgfältig rechteckiger Form aus der Elektrodenlinie herauszuführen; wesentlich ist nur, daß sie während der Messungen vollkommen unverändert liegen bleibt, bis auf das in der Elektrodenlinie liegende Stück, deren Länge bei den Messungen variiert wird. Um die Empfindlichkeit des Meßverfahrens zu steigern, ist es z. B. vorteilhaft, die Spule zweiteilig zu machen — wie es bei einigen praktischen Versuchsmessungen auch ausgeführt wurde — (vgl. S. 414 ff.), indem der eine (größere) Teil unverändert (in den meisten Fällen senkrecht) stehen bleibt und nur der andere (kleinere) Teil geneigt oder auch in azimutaler Richtung gedreht wird. An Stelle der Neigung könnten z. B., wenn die Leitung in größerer Nähe der Spule verläuft, auch Parallelverschiebungen der Spule ausgeführt werden u. dgl.

Praktisch hat sich folgende Stromverzweigungsanordnung als die empfindlichste am besten bewährt: Es bedeute  $a_1$  der kleinste,  $a_n$  der größte Elektrodenabstand\*\*) des auszuführenden Messungsprofils. Von dem sich in der Elektrodenverbindungsline befindlichen Generator  $G$  wird die eine Zuführungsleitung direkt zur ersten Elektrode  $E_1$ , die zweite zur Elektrode  $E'_1$  führende Leitung bis zum Punkte  $A_1$  längs der Elektrodenlinie geführt, an dieser Stelle verzweigt und in symmetrisch-rechteckiger Form (über  $B_1B_2$  bzw.  $C_1C_2$ ) aus der Elektrodenlinie heraus und dann bei  $A_2$  wieder in diese hineingeführt bis zur Elektrode  $E'_1$ . Die Induktionsspule  $R$  steht also in der Mitte des auf diese

\*) Die Formeln können z. B. entnommen werden: H. Haalck: Ein elektromagnetisches Meßverfahren zur Erforschung des Stromverlaufs eines dem Erdboden mittels zweier Elektroden zugeführten Wechselstromes. Zeitschr. f. Geophys. 4, 405 (1928).

\*\*) Die Tiefenwirkung der Methode — d. h. die Tiefe, bis zu welcher sich die Leitfähigkeitsunterschiede, wenn sie hinreichend groß sind, noch genügend in der aufgenommenen Meßkurve ausprägen — ist auf etwas weniger als rund  $a_n/3$  zu veranschlagen. Nach der Tiefe der zu suchenden Schicht abweichender Leitfähigkeit richtet sich also die Länge der maximalen Elektrodenentfernung.

Weise gebildeten Leitungsrechteckes. Bei völliger Gleichheit der beiden Hälften des Leitungsrechteckes hebt die Wirkung des Leitungsstromes auf die Induktionsspule sich vollständig auf, unabhängig davon, wie groß der Elektrodenabstand  $a$  ist. In diesem Falle ist immer die Horizontalebene die Lage der Induktionsspule in der Minimumlage. Schaltet man einen Widerstand  $W$  in den einen Leitungszweig ein, so überwiegt der Einfluß des anderen Leitungszweiges und die Minimumlage der Spule ändert sich je nach Größe des Elektrodenabstandes. Es handelt sich jetzt darum, die bestmögliche Empfindlichkeit der Meßmethode zu erzielen, d. h. der Winkelunterschied zwischen der Minimumlage der Induktionsspule bei

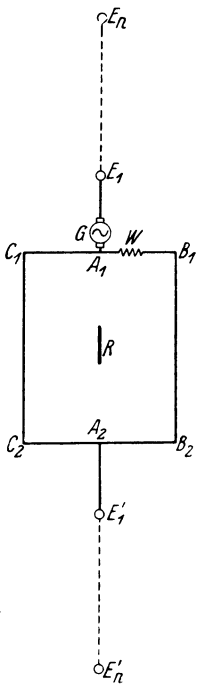


Fig. 3

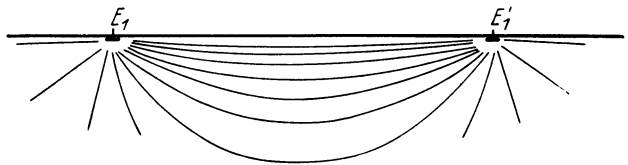


Fig. 4

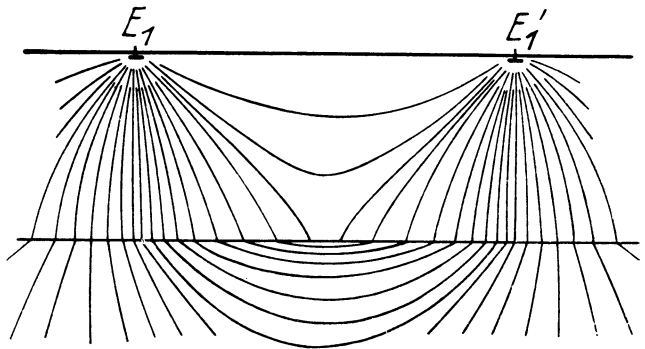


Fig. 5

der kleinsten Elektrodenentfernung und derjenigen des größten Elektrodenabstandes soll möglichst groß sein. Die beste Empfindlichkeit ist ungefähr vorhanden, wenn der Winkelunterschied zwischen den beiden extremen Lagen etwa 40 bis 60° beträgt. Das ist auch ungefähr die im Maximum erreichbare Empfindlichkeit, da eine weitere Erhöhung der Empfindlichkeit mit einer Unschärfe der Minimumlage verbunden ist. Die Einstellung des Widerstandes  $W$  auf eine solche Empfindlichkeit kann empirisch erfolgen: Man bestimmt die Minimumlage der Induktionsspule, indem man abwechselnd den kleinsten ( $a_1$ ) und den größten Elektrodenabstand ( $a_n$ ) einstellt und den Widerstand  $W$  so reguliert, daß man zwischen den

beiden Lagen der Induktionsspule eine möglichst große Winkeldifferenz erzielt. Den Widerstand  $W$  kann man auch dadurch erübrigen, daß man die beiden Hälften des Leitungsrechteckes unsymmetrisch macht und das eine Leitungsstück (z. B.  $B_1B_2$ ) näher oder weiter von der Elektrodenverbindungsline abrückt, wie es in einigen Meßprofilen auch praktisch ausgeführt worden ist (vgl. S. 414 ff.). Doch ist das erstere Verfahren vorzuziehen.

Es fragt sich jetzt, wie aus der Kurve  $\alpha = f(a)$  der Messungswerte, welche man in der beschriebenen Weise erhält, Schlüsse in bezug auf den Stromverlauf im Untergrund gefolgert werden können. Bei homogenem isotropem Untergrund muß diese Kurve einen stetigen Verlauf zeigen. Da die Stromfäden sich mit steigendem Elektrodenabstand  $a$  mehr und mehr nach der Tiefe und nach den Seiten ausbreiten (vgl. Fig. 4), so muß die Neigung  $\alpha$  mit wachsendem Elektrodenabstand zunehmen. Befindet sich unter der Oberflächenschicht eine besser leitende Schicht in der Tiefe  $t$ , so wird zunächst bei kurzem Elektrodenabstand der Strom fast ausschließlich in der oberen Schicht bleiben, die Neigung  $\alpha$  also zunächst mit steigendem Elektrodenabstand stetig zunehmen. Von einem gewissen Elektrodenabstand an, der mit  $a_0$  bezeichnet werde, wird der Strom aber im wesentlichen durch die besser leitende tiefere Schicht fließen (vgl. Fig. 5). Vergrößert man den Elektrodenabstand dann noch mehr, so nimmt die Neigung wieder stetig ab. Die Kurve  $\alpha = f(a)$  muß also in einem bestimmten Bereich bei  $a_0$  eine Abweichung von ihrem normalen Verlauf zeigen. Die Meßprofile in Gebieten, in welchen der Bau des Untergrundes gut bekannt ist, zeigen, wie die gemessenen Kurven in Wirklichkeit beschaffen sind (vgl. S. 414 bis 418).

Zeigt sich also bei einer in der beschriebenen Weise ausgeführten Messung im Gelände, daß die Kurve  $\alpha = f(a)$  an einer Stelle  $a = a_0$  einen abweichenden Verlauf zeigt, so kann man daraus zunächst folgern, daß in einer gewissen Tiefe eine Schicht besserer bzw. schlechterer Leitfähigkeit vorhanden ist. Die Tiefe  $t$  dieser Schicht steht in erster Linie in Beziehung zu dem Elektrodenabstand  $a_0$ , der aus der Kurve  $\alpha = f(a)$  der Messungswerte entnommen werden kann. In zweiter Linie geht auch der Leitfähigkeitsunterschied der beiden Schichten in die Formel  $t = f(a_0)$  ein. Die Stärke der Abweichung der Kurve  $\alpha = f(a)$  von ihrem normalen Verlauf in dem Bereich bei  $a_0$  wird im wesentlichen von der Größe des Unterschiedes in der Leitfähigkeit abhängen. Wie die theoretischen Beziehungen formelmäßig aussehen, ist nicht bekannt. Für homogenen Untergrund ist die magnetische Feldstärke des Erdstromes von J. Königsberger\*) berechnet worden. Die exakte Berechnung bei Vorhandensein einer tiefer liegenden Schicht abweichender Leitfähigkeit stößt auf erhebliche Schwierigkeiten, ist praktisch aber auch nicht erforderlich, da die Anwendung solcher theoretischen Formeln auf geologische Objekte in Wirklichkeit doch mit so viel Unsicherheitsfaktoren behaftet ist, daß die Praxis der elektrischen Aufschlußmethoden aus solchen

\*) J. Königsberger: Das magnetische Feld einer Stromquelle im Raum. Phys. Zeitschr. 28, 342 (1927).

Theorien kaum irgendwelchen Nutzen ziehen kann. Setzen wir mit erster Annäherung

$$t = C \cdot a_0 \dots \dots \dots (2)$$

so muß der Faktor  $C$  in geologisch sehr genau bekannten Gebieten empirisch ermittelt und an möglichst zahlreichen Versuchsobjekten geprüft werden\*)\*\*).

b) Praktische Versuchsergebnisse. Bei der Anwendung der Methode auf die praktischen Verhältnisse wurden naturgemäß vorher einfache geologische Objekte bevorzugt, die in geringen Tiefen größere Leitfähigkeitsdifferenzen aufwiesen. So wurden die ersten Versuche an einem der Eisenerzlager der Ilse der Hütte bei Peine ausgeführt. Das an den Meßpunkten etwa 12 bis 40 m tiefe Lager wird von Oberkreide-Mergeln überdeckt, die durch wechselnden Kalk- und

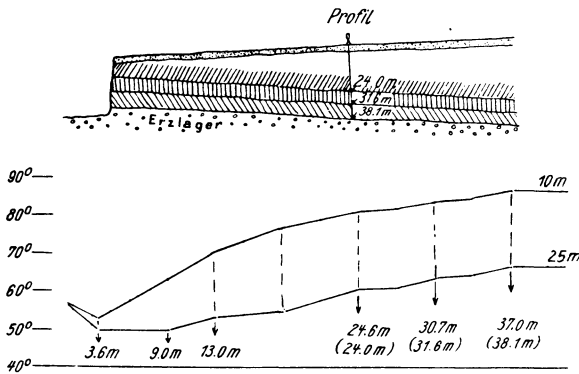


Fig. 6. Geologisches Profil des Eisenerzlagers bei Groß-Ilse und Neigungswinkelkurven gemessen auf der elektrischen Profillinie

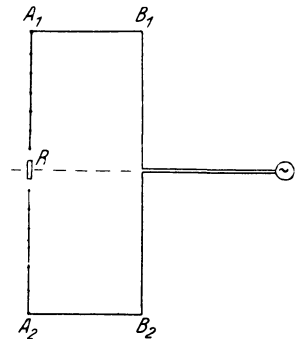


Fig. 7. Leitungsanordnung für Profil Fig. 6

Tongehalt petrographisch geringe Differenzierungen, also auch Leitfähigkeitsdifferenzen zeigen. Die ganze Schichtenfolge fällt mit 7 bis 12° nach NW ein. Diskordant über den Oberkreide-Ablagerungen liegt eine etwa 3 m mächtige Lößlehmschicht. Fig. 6a zeigt das geologische Profil, das aus den Tagesaufschlüssen und aus Bohrungen gewonnen wurde. Über Tage wurde eine Reihe paralleler Profile in Richtung des Schichtstreichens angelegt. Die Meßanordnung geht aus Fig. 7 hervor. Diese Anordnung ist an und für sich recht unempfindlich, bei den geringen Tiefen ergaben sich aber doch gute Indikationen. Wichtig ist die Größe des Abstandes des Leitungsstückes  $B_1 - B_2$  von der Profil-Rahmen-Ebene

\*) Es dürfte sich bei der praktischen Anwendung des beschriebenen Verfahrens empfehlen, dieses gleichzeitig mit der Wennerschen Methode des scheinbaren spezifischen Widerstandes auszuführen, um auf diese Weise wertvolle gegenseitige Kontrollen zu erhalten.

\*\*\*) Diese Methode ist inzwischen weiter verfeinert worden.



$A_1 - A_2$ . Je größer der Abstand, desto größer ist der  $F_E$ -Anteil des Gesamtfeldes. Die Fig. 6b und 10 zeigen deutlich das Anwachsen der Neigungswinkeldifferenzen mit vergrößertem Kabelabstand. Das ist eine Möglichkeit, die Empfindlichkeit der Methode mit einem Rahmen zu steigern — aber nur so lange, bis das Minimum noch scharf bleibt. Die geringen Leitfähigkeitsunterschiede der Mergelhorizonte kommen bei den geringen Tiefen noch recht gut zum Ausdruck (Fig. 6b). Die Differenzen in den Tiefenwerten gegenüber den tatsächlichen Verhältnissen lassen sich bei einer exakteren empirischen Bestimmung des Faktors  $C$ , der für die verschiedenen Horizonte verschiedene Werte hat, fast völlig eliminieren. Fig. 8 zeigt ein Profil mit einer einheitlichen Deckschicht. Hier war es möglich, auch die Hangend- und Liegendgrenze, also die Mächtigkeit des Eisenlagers bei 12.7 und 19.2 m zu bestimmen. Die oberen 3 m wurden von der Lößlehmdecke eingenommen.

Schwieriger war die Tiefenbestimmung eines mit Eisen ausgebauten Stollens im Rammelsberger Erzbezirk bei Goslar. Der „Gelenbecker Stollen“, der zur Erzförderung von der Grube zur Hütte dient, liegt unter dem

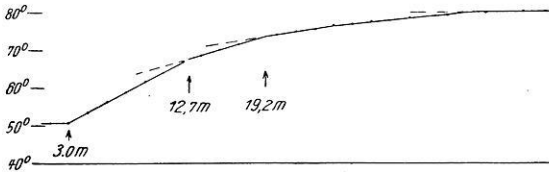


Fig. 8  
Neigungswinkelkurve über dem Erzlager  
von Groß-Ilse

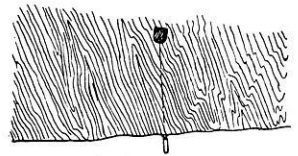


Fig. 9. Die Lage des Gelenbecker Stollens im Nordhang des Rammelsberges bei Goslar

Meßpunkt in einer Tiefe von 40 m innerhalb des einlagerungsfreien Wissenbacher Schiefers. Außer dem Eisenausbau hat der Stollen noch Geleise und Stromkabel. Die Meßanordnung wurde mit einem und zwei Rahmen bei wechselndem Kabelabstand ausgeführt. Die Geländeneigung wurde hierbei berücksichtigt (s. Fig. 9.) Wegen der praktisch eindimensionalen Form des Objektes konnte eine scharfe Indikation erst nach mehrfachen Empfindlichkeitssteigerungen erzielt werden. Die Meßanordnung war die gleiche, die Fig. 7 zeigt. In Fig. 10a sind die Kurven der Messungen mit einem Meßrahmen bei 15 und 25 m Kabelabstand gebracht worden. Wesentlich größere Neigungswinkeldifferenzen wurden mit derselben Anordnung mit zwei Rahmen erzielt (Fig. 10b). Aber erst bei 35 m Abstand machte sich der Stollen bei dem Punkt  $b$  (Fig. 10c) bemerkbar. Was „a“ bedeutet, ist unbekannt.

Der Umstand, die Empfindlichkeit der Methode dem Objekt anzupassen, ist entschieden ein großer Vorteil. Diese Elastizität zeichnet die Methode gegenüber den üblichen Widerstandsverfahren besonders aus.

Nach diesen ersten Vorversuchen wurden größere Messungsreihen im niederrheinischen Braunkohlengebiet und im Thüringer Muschelkalk gemacht. Die Braunkohle an der Ville bietet durch ihr geologisch-tektonisches

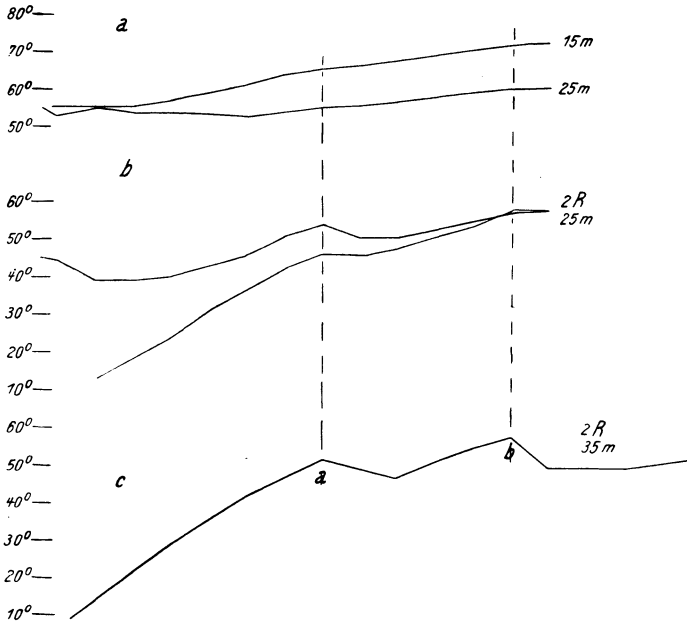


Fig. 10. Neigungswinkelkurven über dem Gelenbecker Stollen

Auftreten in einzelne, durch Verwerfungen begrenzte Schollen, die staffelförmig nach Westen tiefer einsinken, reichliche und günstige Gelegenheit, ein Objekt unter den verschiedensten Bedingungen zu untersuchen. Auf einem relativ engen Raum wachsen die Mächtigkeiten der Deckschichten von 12 bis 500 m. Sie bestehen vorwiegend aus losem Material, aus Sanden und Kiesen der Rhein-Hauptterrasse und aus Sanden und Tonen des jüngeren Tertiärs.

Der erste Versuch in einem Abstände von mehr als 50 m vom Rande des Tagebaues bei Grefrath schlug trotz der geringen Bedeckung von nur 12 m fehl. Die Grenze Deckgebirge zu Braunkohle drückt sich im Meßprofil (Fig. 11) in der

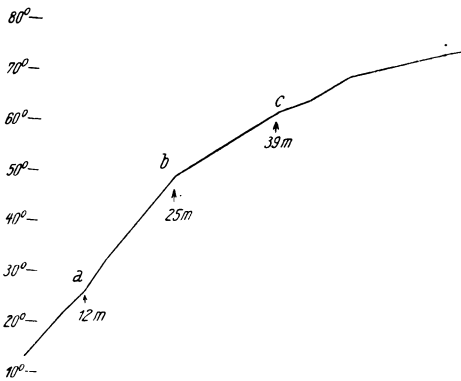


Fig. 11

Neigungswinkelkurve über der Braunkohle

kaum erkennbaren Einknickung „a“ des ersten Kurvenastes aus, während der schöne Einsatz bei „b“ mitten in der Kohle liegt! Der Grund ist offenbar in der

Absenkung des Grundwasserspiegels im Bereiche des Tagebaues zu suchen. Mit Ausnahme der Erze treten Leitfähigkeitsunterschiede erst im bergfeuchten Zustande auf. Der Punkt „b“ in 25 m Tiefe bedeutet das Niveau des abgesenkten Grundwasserspiegels.

Sicherer waren daher Versuchsmessungen in einem abgebohrten Gelände. Im Profilbild 12 stellen die beiden oberen Profile Messungen mit einem Rahmen dar, der innerhalb des Leitungsrechteckes stand (Fig. 3). Die Seiten  $C_1 - C_2$  und  $B_1 - B_2$  waren 80 m lang, die Halbseiten  $A_1 - C_1$  bzw.  $A_2 - C_2 = 40$  m und  $A_1 - B_1$  ( $A_2 - B_2$ ) 43 m lang. Die beiden oberen Kurven sind Vor- und Rückmessungen des gleichen Profils. Die untere Kurve wurde aus einer Aufstellung mit zwei Rahmen gewonnen, der feststehende große Induktionsrahmen war mit  $45^\circ$  geneigt. Die Dimensionen des Leitungsrechteckes waren die gleichen geblieben. Die erste, durch den linken Pfeil angedeutete Störung in den drei Neigungswinkelkurven entspricht einer Tiefe von 36.5 m, hier beginnt die Braunkohle. Der zweite Pfeil zeigt das Liegende in 91.7 m Tiefe. Dieser Einsatz war

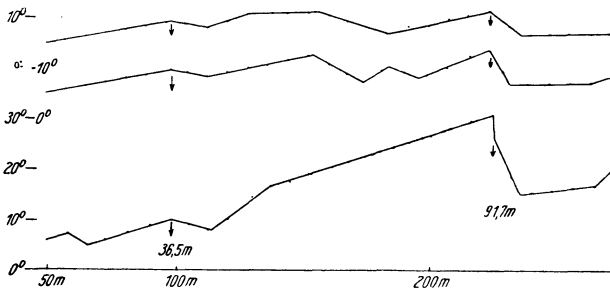


Fig. 12. Neigungswinkelkurven aus verschiedenen empfindlichen Anordnungen über der Braunkohle

auch für alle folgenden Messungen charakteristisch. Mit der zweifachen Rahmenanordnung wurde für den Liegenden-Einsatz eine wesentlich größere Empfindlichkeit erreicht, die Grenze zum Deckgebirge ist dagegen noch unklarer geworden. Die Schwierigkeit, den Einsatz für die Kohlenoberfläche aus den Profilen mit der Zwei-Rahmenanordnung mit Sicherheit zu erkennen, bestand bei allen Messungen. Noch deutlicher wird der Unterschied der Einsätze der Kohlenober- und unterfläche im Profil 5, Fig. 13. Aus der unteren Kurve, die aus einer Aufstellung entsprechend Fig. 3 mit einem Rahmen gewonnen wurde, ist der Einsatz für die Kohle mit Sicherheit nicht erkennbar. Das wurde erst möglich mit einer Doppelrahmenanordnung im halben Leitungsrechteck (wie Fig. 1). Es ergab sich dann vom Tiefenpunkt 50.4 m an sprunghaft eine langsamere Zunahme des Neigungswinkels. Die Tiefenwirkung dieser Anordnung ist sehr begrenzt, da mit größer werdendem Neigungswinkel entsprechend der Sinusfunktion die Differenzzunahme gering werden. Die Größe der Änderung im Neigungswinkelverlauf fällt dann schon in den Bereich der Meßfehler. Da das Liegende der Braunkohle hier fast immer

in größeren Tiefen als 100 m auftritt, ist der entsprechende Einsatz nur bei fast völliger Kompensation des Leitungsfeldes möglich. Die Kurve (Fig. 13, unten)

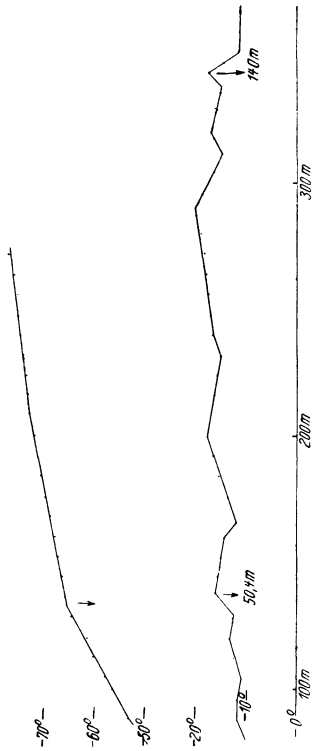


Fig. 13. Neigungswinkelkurven aus zwei verschiedenen Meßanordnungen über der Braunkohle

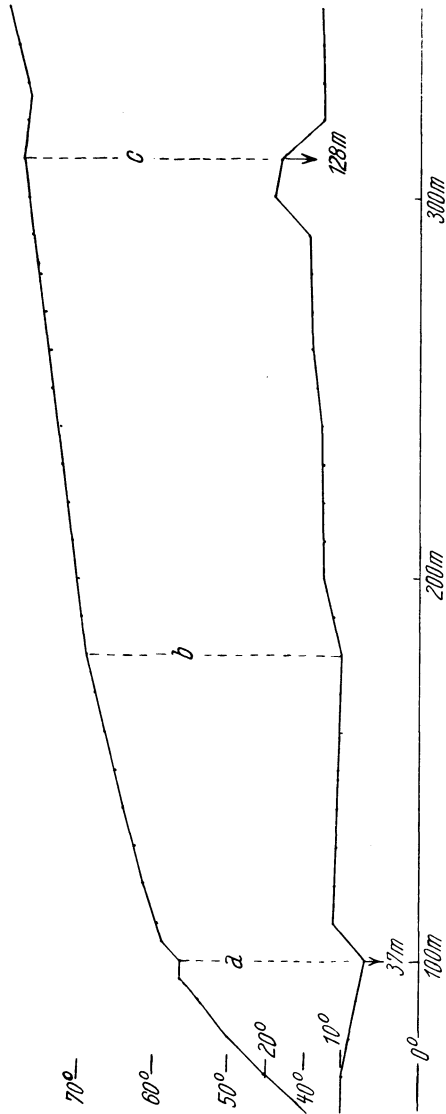


Fig. 14. Neigungswinkelkurven aus zwei verschiedenen Meßanordnungen über der Braunkohle

zeigt dann auch bei 140 m Tiefe den charakteristischen Einsatz des Liegenden. Die elektrischen Tiefenmessungen stimmen mit den Bohrergebnissen überein. Auf den unruhigen Verlauf der unteren Kurve von Fig. 13 innerhalb der Kohle muß besonders hingewiesen werden. Sie drückt die sehr inhomogene petro-

graphische Zusammensetzung der Kohle aus. Die Wasseraufnahmefähigkeit und Wasserdurchlässigkeit wechselt sehr, es treten sogar Quellhorizonte innerhalb der Kohle auf. Das bedeutet für geophysikalische Untersuchungen eine Schwierigkeit. Die Deutung eines Profils wird schwierig, ja meist unmöglich, wenn noch eine Wechsellagerung innerhalb des Deckgebirges vorliegt. Hier müssen die elektrischen Methoden versagen, wo sie in erster Linie helfen sollen. Ein Beispiel von vielen ist Fig. 14. Die obere Kurve ist aus einer Leitungsanordnung entsprechend Fig. 1 mit zwei Rahmen und die untere entsprechend Fig. 3 mit einem Rahmen gewonnen. Im Punkte „a“ haben beide Kurven klare Richtungsänderungen (37 m Tiefe). Die untere Kurve drückt in 128 m Tiefe das Liegende der Kohle aus. Die Gesamtmächtigkeit von 128 m ist richtig, aber nicht die Kohlenmächtigkeit von  $128 - 37 = 91$  m! Das Kohlenflöz beginnt erst beim Punkte „b“. In diesem Falle besteht das Deckgebirge aus einem Wechsel von Sanden, Tonen und unproduktiven geringmächtigen Braunkohlenflözen. Unter diesen Verhältnissen müssen die Methoden bei geologisch unbekanntem Untergrund versagen. Es bleiben nur einige Spezialfälle übrig: einheitliches Deckgebirge oder schrittweises Verfolgen einer gut leitenden Schicht von einem bekannten Schichtprofil aus.

Diese Schwierigkeit hat sich auch bei der Tiefen- und Mächtigkeitsbestimmung von Muschelkalkschichten ergeben. Das Objekt schien besonders geeignet. Es wechseln häufig Kalk- und Mergelschichten, also Schichten verschiedener Leitfähigkeit ab. Die Mächtigkeiten sind genau bekannt und behalten auf größere Erstreckung die gleichen Werte. Die Tiefenlage der Grenze vom oberen zum mittleren Muschelkalk wurde genau ermittelt, alle tieferen Einsätze waren aber nicht mehr zu identifizieren. Geologisch ist der mittlere Muschelkalk eine Ablagerung, die sich ohne Schwierigkeit von den hangenden und liegenden Horizonten abgrenzen läßt. Geophysikalisch macht sich aber jeder geringfügige Gesteinswechsel innerhalb des mittleren Muschelkalks bemerkbar. Einlagerungen innerhalb der Ablagerung wie Dolomite, Kalke, Gips- und Salzlager können größere oder ebenso große Indikationen verursachen, wie die Grenzen zum oberen oder unteren Muschelkalk, an denen ebenfalls Gesteinswechsel auftreten.

---

## **Geophysikalische Forschungen der beiden letzten Jahre in den Polargebieten**

Von **Kurt Wegener**, Graz

**I. Die Fahrt des „Nautilus“.** Die wissenschaftlichen Ergebnisse der Fahrt werden in einer neuen Zeitschrift für Meeresforschung, herausgegeben vom Woods Hole Oceanographic Institut, erscheinen. Die Fahrt des „Nautilus“ bedeutet die Einführung eines neuen Forschungsmittels in die Polarforschung, das allerdings

für den Deutschen verhältnismäßig geringes Interesse besitzt, da das Fahren von U-Booten unter deutscher Flagge verboten ist. Die wissenschaftlichen Ergebnisse der Expedition haben keine wesentliche Bereicherung unserer Kenntnisse über die Polargebiete gebracht. Die Fahrt hat indessen gezeigt, daß das Unterseeboot ein brauchbares Hilfsmittel ist, um eine ganze Reihe von Untersuchungen im Polarmeer unter dem Eise und in den Waken desselben anzustellen. Die Helligkeit unter den Eisschollen des Packeises war überraschend groß. An wissenschaftlichen Versuchen wurden ausgeführt: 9 Stationen mit ozeanographischen Beobachtungen (Entnahme von Plankton und Bodenproben), 7 Schwermessungen, etwa 300 Tiefenlotungen mit Echolot und an einer Station erdmagnetische Beobachtungen. Der wissenschaftliche Leiter der Expedition war Sverdrup, der Expeditionsleiter Wilkins. Die Arbeiten mußten auf den Rand des Eises beschränkt bleiben, weil das Unterseeboot gleich im Anfang sein Tiefenruder verlor.

**II. Die Polarfahrt des „Graf Zeppelin“ im Juli 1931.** Die Hauptaufgabe des Luftschiffes war die photogrammetrische Vermessung der vom Luftschiff passierten Inselgruppen. Die erdmagnetischen Beobachtungen mit dem Bidlingmaierschen Doppelkompaß zur Messung der Horizontalintensität haben wohl mehr die Bedeutung, den Doppelkompaß als Orientierungsmittel für die Navigation des Schiffes erprobt zu haben. Die Beobachtungen zeigten eine ausreichende Übereinstimmung mit den an Bodenstationen beobachteten Werten der Horizontalintensität. So bleiben für die Besprechung hier nur die meteorologischen Beobachtungen, über die Weickmann in der Mathematisch-physikalischen Klasse der Sächsischen Akademie der Wissenschaften am 2. November 1931 berichtet hat.

Im Luftschiff selbst wurden die meteorologischen Elemente registriert. Ferner wurde vom Luftschiff aus ein Wigand-Koppe-Meteorograph herabgelassen, der eine ziemlich regelmäßige Inversion über dem Eis registrierte und über die Temperaturverhältnisse Auskunft gab, die das Luftschiff beim Niedergehen antreffen mußte. Zugleich wurden von Weickmann gemeinsam mit Moltchanof vier Radiosondeaufstiege ausgeführt. Die Zustandskurven ergeben befriedigende Übereinstimmung mit den Sommerkurven, die mit Ballons-sondes in Abisco erhalten wurden, und sie zeigen, daß die Aufstiege mit Radiosonden im Polargebiet brauchbar sind, da sie selbst unter den schwierigen Verhältnissen des Luftschiffes glückten.

Die Temperatur der Stratosphäre ist nach allem, was wir bisher wissen, in erster Reihe von der Strahlung abhängig. Man wird infolgedessen in der Stratosphäre für die Polarnacht Temperaturen erwarten dürfen, die sehr viel tiefer liegen als die in der Stratosphäre über Europa gefundenen. Auch die Radiosondeaufstiege haben vor allen die Bedeutung, die Verwendbarkeit der Methode gezeigt zu haben.

**III. Deutsche Grönlandexpedition Alfred Wegener.** Der Expedition ging eine Vorexpedition im Sommer 1929 voraus. Im Mai 1930 landete der Hauptteil der Expedition an der Westküste in der Kamarujuk-Bucht, einer Abzweigung des

Ignerit-Fjordes, der auf etwa  $71^{\circ}$  Nordbreite liegt. Sie baute ihr Haus auf dem Inlandeis in 950 m Höhe und schob eine Außenstation 400 km weit auf das Inlandeis auf 3000 m Höhe vor. Unabhängig von der Hauptstation landete eine kleinere Oststation mit drei Mann in Scoresby-Sund.

A. Die meteorologischen Ergebnisse. Die drei Stationen, ergänzt durch die dänischen Küstenstationen im Meeresniveau an der Ost- und Westküste und durch die meteorologischen Beobachtungen auf den zahllosen Schlittenreisen, die mit der Expedition verbunden waren, liefern ein meteorologisches Profil. Der starke Niederschlag, der in etwa 200 km Randabstand sein Maximum mit  $\frac{5}{4}$  m Schneehöhe hat, aber bei der Firnstation inmitten Grönlands noch 1 m betrug, zeigt, daß die Tiefdruckgebiete, wie dies schon von Alfred Wegener auf Grund seiner früheren Beobachtungen in Nordost-Grönland festgestellt worden war, über das Inlandeis wandern, wahrscheinlich im Zusammenhang mit der geringen Reibung der Firnoberfläche. Von der sogenannten „glazialen Antizyklone“ konnte schon aus den Beobachtungen von Hobbs bei Holstenborg 1927/29 vermutet werden, daß sie nicht häufiger vorhanden ist als Hochdruckgebiete in anderen Gegenden. Windmessungen in 3000 m Höhe ergeben den horizontalen Luftdruckgradienten nach Richtung und Stärke. Es zeigte sich, daß der bekannte Inlandeiswind, der überall vom Inlandeis abströmt, um einen halben rechten Winkel abgelenkt durch die ablenkende Kraft der Erddrehung, nicht eine Begleiterscheinung von Hochdruckgebieten ist, sondern von der starken Ausstrahlung der Schneedecke herrührt, die mit der Meereshöhe der Schneeoberfläche stark wächst. Dieser Inlandeiswind ist praktisch identisch mit dem Landwind tropischer Inseln und weht gelegentlich auch dann, wenn über Grönland ein Tiefdruckgebiet liegt.

Wie sehr die Temperatur auf dem Inlandeis von der Strahlung desselben abhängt, zeigt der Vergleich zwischen den Temperaturbeobachtungen von Eismitte und Weststation. Das Temperaturgefälle zwischen diesen beiden Stationen beträgt  $1.2^{\circ}/100$  m Erhebung im Winter und kann nur als horizontales Gefälle gedeutet werden; als vertikales über eine Höhenerstreckung von 2000 m wäre es physikalisch unmöglich. Das absolute Temperaturminimum in Eismitte betrug  $-65^{\circ}$ ; — bei der gleichzeitigen Watkins-Expedition  $-55^{\circ}$  in 2500 m Höhe —, in Übereinstimmung mit den Werten, die wir an anderen Stellen der Erde über strahlender Schneefläche gefunden haben. Auch im Sommer ist die Ausstrahlung des grönländischen Inlandeises sehr groß. Das Temperaturgefälle mit der Höhe beträgt auch in dieser Jahreszeit  $1^{\circ}/100$  m Erhebung und beruht auch offenkundig auf der Ausstrahlung der Schneefläche. Bereits bei der Mylius Erichsen-Expedition fand Alfred Wegener in der freien Atmosphäre bis zu  $17^{\circ}$  höhere Temperaturen, als er sie auf seiner bekannten Durchquerung in gleicher Höhe beobachtete.

B. Geodäsie. Die Schweremessungen sind noch nicht ausgewertet. Sie erfolgten an der Küste bei Uvkusigsat (Kontrollmessung am Anfang und Schluß der Expedition), in Scheideck, nahe beim Hauptquartier der Expedition in 950 m Seehöhe im Bereich der Randstörungen, bei 82 km Randabstand, bei 120 km und

bei 300 km. Die Messungen in Scheideck, bei 82 und 120 km sind durch Eisdickenmessungen an diesen Plätzen gedeckt. Die Messung bei 300 km wird als Eisdickenmessung verwendet werden unter Extrapolation der Schwere.

Die zweite geodätische Arbeit war die genaue Höhenbestimmung und Ortsbestimmung der Beobachtungsorter der Expedition. Durch Auslegen einer Basis von der Expeditionsroute aus seitwärts in Abständen von etwa 5 km wurde die Strecke bis Eismitte trianguliert, so daß die Expeditionsorter ausreichend genau festgelegt erscheinen. Ebenso wurde auf der Route die magnetische Deklination gemessen. Für die Höhenbestimmung aus dieser Triangulation erwachsen durch die raschen und starken Schwankungen der Refraktion große Schwierigkeiten. Es läßt sich noch nicht übersehen, welche Genauigkeit die Höhenmessung erreichen kann. Indessen sind die Hauptpunkte der Expedition durch barometrische Höhenmessung erfaßt worden in folgender Weise:

An den Hauptpunkten — Oststation, Eismitte, Weststation — waren Quecksilberbarometer vorhanden, so daß der Fehler, der aus der Anwendung von Aneroiden entsteht, hier entfällt. Das horizontale Luftdruckgefälle läßt sich aus zahlreichen aerologischen Windbeobachtungen entnehmen und die Verfälschung der Höhenmessung durch Benutzung von Bodentemperaturen, die in der Nähe des strahlungsempfänglichen Bodens für eine Höhenberechnung unbrauchbar sind, wird eliminiert durch die Drachenaufstiege in Scoresby-Sund, von denen 30 die Höhe von Eismitte erreichten oder überschritten, so daß der wirkliche Temperaturverlauf in der freien Atmosphäre durch 30 Aufstiege bekannt ist. Die Bedenken, die gegen eine barometrische Höhenmessung aus den Beobachtungen an der Erdoberfläche mit Recht bestehen, entfallen also für diese Expedition.

C. Glaziologie. Die Eisdickenmessungen des grönländischen Inlandeises erfolgten nach der Methode, die vom Echolot her bekannt ist und in der Geophysik zur Erforschung der Lagerstätten in der Nähe der Erdoberfläche benutzt wird: Die Longitudinalwellen, die von einem Erschütterungsherd an der Oberfläche ausgehen, werden vom Felsboden reflektiert und von einem Seismographen mit schnellaufender Registrierung aufgezeichnet. Die Longitudinalwellen sind in der Registrierung von den anderen Wellen durch die Kürze ihrer Perioden unterschieden, so daß man die Wiederkehr der vom Felsboden reflektierten Wellen in den längeren Wellen des ablaufenden Bebens verhältnismäßig gut erkennen kann. Die Laufgeschwindigkeit der Wellen wurde etwa bis 300 m Tiefe bestimmt. Sie wuchs von etwa 2200 m/sec an der Oberfläche auf etwa 4000 m/sec in 300 m Tiefe. Die Mächtigkeit des Eises wurde berechnet unter der Annahme, daß die Geschwindigkeit der Wellen von 300 m Tiefe bis zum Boden sich nicht mehr ändert. Unter dieser Voraussetzung ergaben die Eisdickenmessungen, daß die Mächtigkeit des Eises von etwa 600 m, die im Unterlauf des Kangerdluarsuk-Gletschers, einem mächtigen Ausfluß des Inlandeises, gemessen wurden, nach dem Innern hin wuchs bis auf rund 1900 m, die bei 120 km Randabstand gefunden wurden. Während sich durch die eingehendere Auswertung der Kurven durch Brockamp und



Wölcken in diesen Zahlen nichts Wesentliches geändert hat gegenüber den vorläufigen Ergebnissen, die anlässlich der Gedenkfeier für Alfred Wegener in der Zeitschrift der Gesellschaft für Erdkunde, Berlin, III/IV 1932, mitgeteilt wurden, muß eine Berichtigung gebracht werden für die Eisdickenmessung, die für Eismitte damals publiziert wurde. Die Eisdicke in der Firnstation inmitten Grönlands scheint ungefähr die gleiche wie bei 120 km.

An der Weststation und an der Firnstation wurden Schächte von  $19\frac{1}{2}$  bzw. 16 m Tiefe aus dem Eis ausgehauen, in denen der vertikale Verlauf der Temperaturen im Eis beobachtet wurde. Das Gefälle betrug in Eismitte etwa  $0.1^{\circ}/m$ , an der Weststation hingegen nur  $0.05^{\circ}/m$ .

Die endgültigen wissenschaftlichen Ergebnisse sind in Publikation. Der I. Band erscheint etwa im Januar 1933 in dem Verlage von F. A. Brockhaus, Leipzig.

---

## Die experimentelle Bestimmung der Reaktionsgeschwindigkeit aktiver elektrischer Vorgänge im Erdboden

Von Max Müller, Jena

[Gehört zu den an der Reichsanstalt für Erdbebenforschung in Jena mit Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft ausgeführten geophysikalischen Forschungsarbeiten.]

Die in der Literatur bekannten elektrischen und elektromagnetischen Meßverfahren beschränken sich auf die Bestimmung der Stärke, Richtung und Phase künstlich erzeugter elektrischer und elektromagnetischer Felder. Charakteristisch für diese Verfahren ist, daß aus der Verteilung der genannten Meßgrößen Rückschlüsse auf die elektrische Leitfähigkeit von Gesteinsmedien gezogen wird und daß sich die letzteren hierbei als rein passive Widerstände verhalten, ohne selbst quantitativ meßbare aktive elektrische Kräfte auszulösen. Nun ist aber bekannt, daß die Leitfähigkeit von Gesteinsmedien von deren Wassergehalt, von der chemischen Zusammensetzung des Wassers und von der Porosität und der Beschaffenheit der Medien abhängt. Es ist deshalb nur in den wenigsten Fällen möglich, mit Hilfe der elektrischen Leitfähigkeit der Medien allein Rückschlüsse auf deren Beschaffenheit zu ziehen.

Um diesen Übelstand zu beheben, wurde ein neues Meßverfahren entwickelt. Der Grundgedanke dieses Verfahrens ist der folgende: Es werden mit Hilfe zweier metallischer Elektroden dem Erdboden niederfrequente Wechselströme von  $\frac{1}{10}$  bis 10 Hertz, deren einer Impuls mit Hilfe eines Ventils abgedrosselt wird, zugeführt und es werden gleichzeitig, aber getrennt, die elektromotorische Kraft der Polarisation einerseits und die elektromotorische Kraft des Generators andererseits photographisch registriert. Bis heute ist es unmöglich gewesen, ein solches

Meßverfahren technisch in der richtigen Form durchzuentwickeln, weil nämlich stets die elektromotorische Kraft des Generators und die elektromotorische Kraft der Polarisation gleichzeitig in ein und demselben Stromimpuls auftreten.

Die Apparatur besteht aus zwei Röhrengeneratoren, welche eine Stromfrequenz von etwa 500 Hertz liefern und deren Ströme getrennt verstärkt und einem Gegentaktkraftverstärker zugeführt werden, dessen Ausgangstransformator mit einem Kreuzkern und einer gemeinsamen Sekundärspule versehen ist. Mit Hilfe dieser Anordnung gelingt es, die Stromfrequenz der Schwebung im Ausgangskreis mit einer Genauigkeit einer hunderttausendstel Sekunde reproduzierbar konstant zu halten und die Stromstärke der Schwebung unabhängig von der Frequenz zu variieren. Mit Hilfe eines Ventils (Elektronenröhre) wird nun der eine Impuls der Schwebung abgedrosselt. Der Empfänger besteht im Prinzip aus einer hochohmigen Doppelventilanordnung, welche mit zwei Verstärkerröhren gekoppelt ist, in deren Anodenkreis je ein Schleifengalvanometer liegt. Das eine Ventil mißt nur negative, das andere nur positive Spannungen. Die Indikationen der beiden Schleifengalvanometer werden dann gleichzeitig auf einen laufenden Film projiziert, auf welchem in bekannter Weise mit Hilfe von Stimmgabelunterbrecher, Induktor und Geissleröhre Zeitmarken angebracht werden. Man erhält auf diese Weise gleichzeitig, aber getrennt, den zeitlichen Verlauf der elektromotorischen Kraft des Generators und der elektromotorischen Kraft der Polarisation.

Die Aufgabe des neuen Meßverfahrens ist eine dreifache:

1. Die Bestimmung neuer elektrischer Konstanten, welche unabhängig von der elektrischen Leitfähigkeit der Medien sind und nur von deren chemischer Zusammensetzung abhängen.

2. Die Bestimmung der Lage von Süßwasserhorizonten.

3. Die Bestimmung der Lage von Schichtgrenzen.

Zu Punkt 1: Trägt man das Verhältnis des absoluten Betrages der bei der Elektrolyse des Bodens ausgelösten Gesamtpolarisation zur Stromstärke des Senderimpulses als Funktion der Frequenz oder besser noch als Funktion der Stromstärke auf, so erhält man eine Gerade, deren Neigung und deren Ordinatenabschnitte der chemischen Beschaffenheit des Mediums individuell sind. Diese Konstanten wurden für eine ganze Anzahl von Medien ermittelt.

Zu Punkt 2: Bis heute ist es bekanntlich unmöglich gewesen, die Lage von Wasserhorizonten in nicht ariden Gegenden zu ermitteln, weil der spezifische Widerstand des Grundwassers von der Größenordnung von 3000 bis 15000 Ohm ist. Diesen Übelstand behebt das neue Meßverfahren. Da der zeitliche Verlauf des absoluten Betrages der elektromotorischen Kraft der Polarisation nunmehr bekannt ist, ist es möglich, aus der Ablaufszeit der Polarisation und aus der Änderung der Polarisation in einem Zeitelement (Reaktionsgeschwindigkeit) unmittelbare Rückschlüsse auf das Vorhandensein von Wasser zu ziehen. Die zuletzt genannte Meßgröße, nämlich die Reaktionsgeschwindigkeit, ist proportional der Menge des in einem Zeitelement elektrolytisch zersetzten Wassers.

Zu Punkt 3: Die Bestimmung der Lage von Schichtgrenzen erfolgt in der Weise, daß man die neuen Konstanten und deren Veränderung als Funktion des Elektrodenabstandes ermittelt und in einem Koordinatensystem aufträgt. Der Verlauf einer solchen Kurve läßt dann Rückschlüsse auf Tiefe und Zusammensetzung der einzelnen Medien zu. Untersucht wurde eine Schichtenfolge von 140 m Muschelkalk, 560 m Buntsandstein. Darunter lag in 700 m Tiefe der Zechstein, dessen Nachweis erbracht werden konnte.

Der Vorteil der neuen Methode liegt darin, daß die Schirmwirkung der alten Methoden weitgehend fortfällt und daß sehr kleine Senderleistungen von 1 bis 2 Watt zur Erzielung großer Tiefenwirkungen von 1 bis 2 km ausreichen. Die Genauigkeit der Bestimmung der Ablaufszeit beträgt  $10^{-4}$  sec.

## Die Randwertaufgabe der Geodäsie

Vortrag von **Karl Jung**, Potsdam

Bei Fortsetzung der von Vening Meinesz begonnenen Schweremessungen auf See wird man in absehbarer Zeit einen allgemeinen Überblick über das Schwerfeld auf den Ozeanen haben und die Schwereverteilung auf den zugänglichen Teilen der Erde im großen und ganzen kennen. Damit wird, ausgehend von dem wertvollen Beobachtungsmaterial, die Massenverteilung der Großformen der Erdkruste erstmalig so eingehend untersucht werden können, daß das Ergebnis Anspruch erheben kann, mehr als ein Resultat aus mehr oder weniger unsicheren Extrapolationen und Vermutungen zu sein.

Dann wird man sich mit dem systematischen Fehler beschäftigen müssen, der darauf beruht, daß die einzelnen reduzierten Schwerewerte sich auf das Geoid, die Normalschwere aber auf das Sphäroid beziehen und der Niveauunterschied zwischen Geoid und Sphäroid von der Verteilung der Kontinente und Ozeane systematisch abhängig ist.

Die wahre Schwereanomalie erhält man bekanntlich erst nach einer Niveau-reduktion der Normalschwere vom Sphäroid auf das Geoid oder einer entsprechenden Reduktion der gemessenen Schwerewerte vom Geoid auf das Sphäroid. Zur Ausführung dieser Reduktionen ist die Kenntnis der Geoidundulationen notwendig.

Die Geoidundulationen können auf beschränkten kontinentalen Gebieten aus astronomisch-geodätischen Ortsbestimmungen abgeleitet werden. Für die ganze Erde erhält man sie nach dem heutigen Stand der Wissenschaft nur aus Schweremessungen.

Es erhebt sich die Frage nach der zweckmäßigen Reduktion. Die massenverschiebenden Reduktionen — Kondensationsreduktion und isostatische Reduktion — bewirken eine Verschiebung der Niveaufläche, so daß nach Ausführung

der Reduktion das Geoid keine Niveaufläche der nun ganz von ihm eingeschlossenen Massen mehr ist und deswegen eine ergänzende Reduktion notwendig wird. Diese Reduktion kann man hinreichend genau berechnen. Sie ist bei Verwendung isostatisch reduzierter Schwerewerte der Ausgleichstiefe proportional, bei Anwendung der Kondensationsreduktion (= isostatische Reduktion mit der Ausgleichstiefe Null) so gering, daß sie vernachlässigt werden kann. Es ist also am einfachsten, zur Bestimmung der Geoidundulationen ohne weiteres die nach der Kondensationsmethode berechneten Schwereanomalien zu benutzen.

Frei von diesen Schwierigkeiten ist die sogenannte Reduktion von Prey. Dieser Reduktion entspricht keine Massenverschiebung, sie gibt die Schwere auf dem Geoid, die man dort messen würde, wenn man auch auf das Geoid im Innern der Kontinente gelangen könnte. Mit der Reduktion von Prey ist auch keine Verlagerung der Niveaufläche verbunden.

Nach Ausführung der Reduktion von Prey liegen noch Massen außerhalb vom Geoid, und es ist deswegen unmöglich, von den nach dem Verfahren von Prey reduzierten Schwerewerten zu den Geoidundulationen zu gelangen. Denn die Randwertaufgabe der Geodäsie ist unendlich vieldeutig, wenn sich im Innern und außerhalb der betrachteten Niveaufläche Massen befinden.

Die Randwertaufgabe der Geodäsie, die in einem gewissen Stadium der Berechnung stets zu lösen ist, lautet: aus der Kraftverteilung an einer Niveaufläche ist die Gestalt dieser Fläche zu bestimmen. Diese Randwertaufgabe ist der zweiten Randwertaufgabe der Potentialtheorie ähnlich, aber nicht gleich, und sie muß hinsichtlich ihrer Lösbarkeit für sich untersucht werden.

Die Randwertaufgabe der Geodäsie ist für kugelähnliche Niveauflächen eindeutig lösbar, wenn alle Massen von der Niveaufläche eingeschlossen (oder ausgeschlossen) werden. Dagegen ist sie, wie auch die zweite Randwertaufgabe der Potentialtheorie, unendlich vieldeutig, wenn es im Innern und im Außenraum der betrachteten Niveaufläche anziehende Massen gibt.

Der Beweis läßt sich in einfacher Weise führen\*).

Aus der Vieldeutigkeit der Randwertaufgabe der Geodäsie im angeführten Fall folgt die Unmöglichkeit, aus den nach dem Verfahren von Prey reduzierten Schwerewerten die Geoidgestalt zu bestimmen. Es kann also auch keine Methoden geben, die von solchen Schwerewerten zu den Geoidundulationen führen, und Berechnungsergebnisse, die auf solchen Schwerewerten beruhen, müssen unzutreffend sein.

Am besten ist es, nach wie vor die Kondensationsreduktion (= Freiluftreduktion) zu benutzen.

---

\*) Karl Jung: Die Randwertaufgabe der Geodäsie und die Bestimmung der Geoidundulationen aus Schweremessungen. Gerlands Beitr. z. Geophys. **37**, 233—251 (1932).

## Ein Beitrag zum Zweipendelverfahren bei relativen Schweremessungen

Von **H. Schmehl**, Potsdam — (Mit 4 Abbildungen)

Die bisherigen Integrationen über den Furtwänglerschen Ausdruck für die momentanen Reduktionen der Schwingungszeiten zweier gleichzeitig auf gemeinsamer Unterlage schwingender Pendel auf starres Stativ beruhen auf Reihenentwicklungen nach Potenzen der Beobachtungszeit [F. A. Vening-Meinesz (1), 99—101; A. Berroth, diese Zeitschr. 1, 89—94, 1924/25; H. Schmehl: ebenda 3, 157—160, 1927]. Diese Reduktionsformeln haben einen beschränkten Gültigkeitsbereich bezüglich der Länge der Beobachtungszeit [P. Dore (1), S. 63]. Unter sehr allgemein gehaltenen Voraussetzungen wird in der vorliegenden Arbeit eine geschlossene Integration des Furtwänglerschen Ausdruckes auf zwei Wegen ausgeführt. Hierbei auftretende Winkelgrößen werden geometrisch gedeutet. Einige Folgerungen und Anwendungen.

Das bei relativen Schweremessungen verwendete Zweipendelverfahren hat bekanntlich den Zweck, das störende Mitschwingen des Pendelstativs möglichst auszuschalten. Schwingen zwei Pendel gleichzeitig auf einem gemeinsamen Stativ in der gleichen Schwingungsebene, so erzeugen die Pendelbewegungen keine Schwingungen des Stativs, wenn die Pendel einander vollkommen gleich sind, wenn sie mit genau gleichen Amplituden und mit einer Phasendifferenz von  $180^\circ$  schwingen.

Diese Voraussetzungen für eine vollständige Elimination des Mitschwingens lassen sich im allgemeinen praktisch nur mit einer gewissen Annäherung erfüllen. Im folgenden soll der verbleibende Einfluß der Elastizität des Pendelstativs auf die Schwingungszeiten der Pendel unter allgemein gehaltenen Voraussetzungen behandelt werden.

Die Bewegungen der beiden Pendel genügen bekanntlich den Differentialgleichungen\*)

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 \psi_1}{dt^2} + 2 \kappa_1 \frac{d \psi_1}{dt} + \frac{\pi^2}{T_1^2} \psi_1 &= - \frac{2 \gamma_2}{T_1} \frac{d^2 \psi_2}{dt^2} \\ \frac{d^2 \psi_2}{dt^2} + 2 \kappa_2 \frac{d \psi_2}{dt} + \frac{\pi^2}{T_2^2} \psi_2 &= - \frac{2 \gamma_1}{T_2} \frac{d^2 \psi_1}{dt^2} \end{aligned} \right\} (1)$$

Hierin bedeuten:

$\psi_1, \psi_2$  die Elongationen der beiden Pendel;

$\kappa_1, \kappa_2$  Dämpfungskoeffizienten;

$T_1, T_2$  die Schwingungszeiten (besser Halbschwingungszeiten) der beiden Pendel bei konstanter mittlerer Amplitude, wenn sie einzeln auf demselben elastischen Stativ schwingen;

$\gamma_1, \gamma_2$  die Vergrößerungen, welche die Schwingungszeiten der Pendel durch das Mitschwingen des Stativs erfahren, wenn sie einzeln auf demselben elastischen Stativ schwingen.

\*) Furtwängler (1), S. 245.

Wir bezeichnen weiterhin mit

$a_1, a_2$  die Amplituden der Pendel;  
 $\varphi_1, \varphi_2$  die Phasen der Pendel (von dem positiven Umkehrpunkt gerechnet),  
 und setzen zur Abkürzung

$$\frac{a_2}{a_1} = a \quad \varphi_2 - \varphi_1 = \varphi \quad \frac{T_1 + T_2}{2} = T \dots \dots (2)$$

Nach Furtwängler\*) ändern sich während der Schwingungen der beiden Pendel das Amplitudenverhältnis  $a$  und der Phasenunterschied  $\varphi$  gemäß den Differentialgleichungen

$$\frac{da}{dt} = -a \left( \kappa_2 - \kappa_1 + \frac{\pi}{T^2} (\gamma_1/a + a \gamma_2) \sin \varphi \right) \dots \dots (3)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = -\frac{\pi}{T^2} (T_2 - T_1 + (\gamma_1/a - a \gamma_2) \cos \varphi), \dots \dots (4)$$

während die momentanen Reduktionen der beobachteten Schwingungszeiten der beiden Pendel auf starres Stativ

$$\left. \begin{aligned} & - \gamma_1 - \gamma_2 a \cos \varphi \\ & - \gamma_2 - \gamma_1 \frac{1}{a} \cos \varphi \end{aligned} \right\} (5)$$

sind. Ändern sich während der Beobachtungszeit  $t$  die Werte  $a \cos \varphi$  und  $1/a \cos \varphi$  nur sehr wenig oder so, daß diese Änderungen als proportional der Beobachtungszeit angenommen werden können, so rechnet man mit dem arithmetischen Mittel der Anfangs- und der Endwerte von (5). Um aber die Ausdrücke (5) allgemein praktisch verwerten zu können, müssen sie über die Beobachtungszeit  $t$  integriert werden. Die Reduktionen der beobachteten Schwingungszeiten auf starres Stativ sind daher

$$\Delta_1 = - \gamma_1 - \gamma_2 \frac{1}{t} \int_0^t a \cos \varphi dt \dots \dots (6)$$

$$\Delta_2 = - \gamma_2 - \gamma_1 \frac{1}{t} \int_0^t \frac{1}{a} \cos \varphi dt \dots \dots (7)$$

Die Werte dieser Integrale lassen sich ermitteln, wenn man die Integranden in Reihen nach steigenden Potenzen der Beobachtungszeit entwickelt, d. h. wenn man setzt

$$a \cos \varphi = (a \cos \varphi)_0 + \left( \frac{d(a \cos \varphi)}{dt} \right)_0 t + \frac{1}{2!} \left( \frac{d^2(a \cos \varphi)}{dt^2} \right)_0 t^2 + \dots \dots (8)$$

\*) Furtwängler (1), S. 248 und 251.

Man erhält dann

$$\frac{1}{t} \int_0^t a \cos \varphi dt = (a \cos \varphi)_0 + \frac{1}{2!} \left( \frac{d(a \cos \varphi)}{dt} \right)_0 t + \frac{1}{3!} \left( \frac{d^2(a \cos \varphi)}{dt^2} \right)_0 t^2 + \dots \quad (9)$$

Die Werte der rechts auftretenden Differentialquotienten ergeben sich leicht aus (3) und (4). Auf Grund derartiger Entwicklungen sind F. A. Vening-Meinesz, A. Berroth und H. Schmehl zu praktischen Gebrauchsformeln\*) gelangt, indem die Glieder mit den vierten und höheren Potenzen von  $t$  vernachlässigt wurden.

P. Dore\*\*) bemerkte zu den von mir abgeleiteten Formeln, daß man nicht a priori einsehen kann, daß die letztgenannte Vernachlässigung allgemein statthaft ist; dieser Bemerkung stimme ich zu. Bei einer näheren Untersuchung dieser Frage habe ich versucht, die Werte der in (6) und (7) auftretenden Integrale ohne Verwendung von Reihenentwicklungen anzugeben. Dabei gelang mir eine Auswertung dieser Integrale in geschlossener Form, die ich hier mitteilen möchte.

Es soll also unsere Aufgabe sein, die Integrale in (6) und (7) ohne jede Vernachlässigung auszuwerten unter der Bedingung, daß die Differentialgleichungen (3) und (4) während der gesamten Beobachtungszeit streng erfüllt werden. Wir benutzen die komplexe Größe (Pendelvektor)

$$p = a e^{i\varphi}, \quad i = \sqrt{-1} \dots \dots \dots (10)$$

die nach Furtwängler\*\*\*) der Differentialgleichung

$$\frac{dp}{dt} = i \frac{\pi}{T^2} \gamma_2 \cdot p^2 - \left( \kappa_2 - \kappa_1 + i \frac{\pi}{T^2} (T_2 - T_1) \right) \cdot p - i \frac{\pi}{T^2} \gamma_1 \dots \dots (11)$$

genügt. Diese Gleichung ersetzt die Differentialgleichungen (3) und (4) vollkommen da diese aus der Gleichung (11) durch Zerspalten in deren reelle und imaginäre Bestandteile hervorgehen.

Wir gelangen jetzt schnell zum Ziele, wenn wir den Kunstgriff anwenden, die Gleichung (11) zu differenzieren und sie nach geringer Umformung wieder zu integrieren. Durch Differentiation folgt aus (11)

$$d \frac{dp}{dt} = 2 i \frac{\pi}{T^2} \gamma_2 p dp - \left( \kappa_2 - \kappa_1 + i \frac{\pi}{T^2} (T_2 - T_1) \right) dp \dots \dots (12)$$

oder

$$- \gamma_2 p dt = \left( i \frac{T^2}{2\pi} (\kappa_2 - \kappa_1) - \frac{1}{2} (T_2 - T_1) \right) dt + i \frac{T^2}{2\pi} \cdot \frac{1}{dp} d \frac{dp}{dt} \dots \dots (13)$$

\*) Vening-Meinesz (1), S. 101; Berroth (1), S. 93; Schmehl (1), S. 160, (2), S. 97, (4), S. 232.

\*\*) Dore (1), S. 63.

\*\*\*) Furtwängler (1), S. 248.

und hieraus durch Integration

$$-\gamma_2 \frac{1}{t} \int_0^t p dt = i \frac{T^2}{2\pi} (\kappa_2 - \kappa_1) - \frac{1}{2} (T_2 - T_1) + i \frac{T^2}{2\pi t} \left( \ln \frac{dp}{dt} - \ln \frac{dp}{dt} \Big|_{t=0} \right), \quad (14)$$

worin die rechts stehenden Differentialquotienten unmittelbar durch (11) gegeben sind. Unsere Aufgabe ist hiermit bereits gelöst, denn der reelle Teil der Gleichung (14) ergibt unmittelbar den Wert des gesuchten Integrals in (6).

Bevor wir den Realteil der Gleichung (14) näher untersuchen, leiten wir die Gleichung (14) noch auf eine zweite — zwar näherliegende, aber umständlichere — Art ab. Durch Integration folgt aus (11):

$$= i \frac{\pi}{T^2} \gamma_2 \cdot p_0 p - \frac{1}{2} \left( \kappa_2 - \kappa_1 + i \frac{\pi}{T^2} (T_2 - T_1) \right) \cdot (p_0 + p) - i \frac{\pi}{T^2} \gamma_1 \left. \vphantom{\frac{1}{2}} \right\} \quad (15)$$

worin

$$p_0 = p_{t=0} \quad \text{und} \quad w^2 = \frac{\pi^2}{T^4} \gamma_1 \gamma_2 - \frac{1}{4} \left( \kappa_2 - \kappa_1 + i \frac{\pi}{T^2} (T_2 - T_1) \right)^2 \dots \dots (16)$$

Löst man Gleichung (15) nach  $p$  auf, so folgt durch eine zweite Integration:

$$\left. \begin{aligned} -\gamma_2 \frac{1}{t} \int_0^t p dt &= i \frac{T^2}{2\pi} (\kappa_2 - \kappa_1) - \frac{1}{2} (T_2 - T_1) \\ -i \frac{T^2}{\pi t} \ln \left[ \cos wt - \frac{1}{w} \left( i \frac{\pi}{T^2} \gamma_2 p_0 - \frac{1}{2} (\kappa_2 - \kappa_1 + i \frac{\pi}{T^2} (T_2 - T_1)) \right) \sin wt \right] \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Die Elimination von  $wt$  aus den Gleichungen (15) und (17) ergibt erneut die Gleichung (14). —

Zur Ermittlung des Realteiles der Gleichung (14) benötigen wir im wesentlichen die Imaginärteile  $I$  der darin auftretenden Logarithmen. Hierfür ergibt sich sofort aus (11):

$$I \left( \ln \frac{dp}{dt} \right) = i \arctan \frac{\gamma_2 a^2 \cos 2\varphi - \frac{T^2}{\pi} (\kappa_2 - \kappa_1) a \sin \varphi - (T_2 - T_1) a \cos \varphi - \gamma_1}{-\gamma_2 a^2 \sin 2\varphi - \frac{T^2}{\pi} (\kappa_2 - \kappa_1) a \cos \varphi + (T_2 - T_1) a \sin \varphi} \quad (18)$$

Die Reduktionsformeln (6) und (7) nehmen hiernach folgende sehr allgemein geltende Form an:

$$\Delta_1 = -\gamma_1 - \frac{T_2 - T_1}{2} + \frac{T^2}{\pi t} \cdot \alpha \dots \dots \dots (19)$$

$$\Delta_2 = -\gamma_2 + \frac{T_2 - T_1}{2} + \frac{T^2}{\pi t} \cdot \alpha' \dots \dots \dots (20)$$



worin

$$\left. \begin{aligned}
 2\alpha &= -\operatorname{arc\,tan} \frac{\gamma_2 a^2 \cos 2\varphi - \frac{T^2}{\pi} (\kappa_2 - \kappa_1) a \sin \varphi - (T_2 - T_1) a \cos \varphi - \gamma_1}{-\gamma_2 a^2 \sin 2\varphi - \frac{T^2}{\pi} (\kappa_2 - \kappa_1) a \cos \varphi + (T_2 - T_1) a \sin \varphi} \\
 &+ \operatorname{arc\,tan} \frac{\gamma_2 a_0^2 \cos 2\varphi_0 - \frac{T^2}{\pi} (\kappa_2 - \kappa_1) a_0 \sin \varphi_0 - (T_2 - T_1) a_0 \cos \varphi_0 - \gamma_1}{-\gamma_2 a_0^2 \sin 2\varphi_0 - \frac{T^2}{\pi} (\kappa_2 - \kappa_1) a_0 \cos \varphi_0 + (T_2 - T_1) a_0 \sin \varphi_0}
 \end{aligned} \right\} (21)$$

und

$$\left. \begin{aligned}
 2\alpha' &= -\operatorname{arc\,tan} \frac{\gamma_1 \cos 2\varphi - \frac{T^2}{\pi} (\kappa_2 - \kappa_1) a \sin \varphi + (T_2 - T_1) a \cos \varphi - \gamma_2 a^2}{\gamma_1 \sin 2\varphi + \frac{T^2}{\pi} (\kappa_2 - \kappa_1) a \cos \varphi + (T_2 - T_1) a \sin \varphi} \\
 &+ \operatorname{arc\,tan} \frac{\gamma_1 \cos 2\varphi_0 - \frac{T^2}{\pi} (\kappa_2 - \kappa_1) a_0 \sin \varphi_0 + (T_2 - T_1) a_0 \cos \varphi_0 - \gamma_2 a_0^2}{\gamma_1 \sin 2\varphi_0 + \frac{T^2}{\pi} (\kappa_2 - \kappa_1) a_0 \cos \varphi_0 + (T_2 - T_1) a_0 \sin \varphi_0}
 \end{aligned} \right\} (22)$$

Die Ausdrücke für  $\alpha$  und  $\alpha'$  lassen sich noch vereinfachen, wenn man in (21) und (22) jeweils zwei Arcus zu einem Arcus zusammenzieht. Wir werden diese Rechnung im nächsten Abschnitt für einen Sonderfall durchführen. — Der Winkelunterschied  $\alpha' - \alpha$  stellt die Änderung des Phasenunterschiedes während der Zeit  $t$  dar. Denn aus (19) und (20) folgt

$$\alpha' - \alpha = -\frac{\pi t}{T^2} ((T_2 - T_1) + (\Delta_1 + \gamma_1) - (\Delta_2 + \gamma_2)),$$

d. h. gemäß (6) und (7)

$$\alpha' - \alpha = -\frac{\pi}{T^2} ((T_2 - T_1) t + \int_0^t (\gamma_1/a - a \gamma_2) \cos \varphi \, dt),$$

mithin zufolge (4)

$$\alpha' - \alpha = \varphi - \varphi_0 \dots \dots \dots (23)$$

Die hier abgeleiteten Formeln gelten sehr allgemein, da keinerlei Beziehungen zwischen den in den Ausgangsgleichungen auftretenden Größen  $\kappa_1, \kappa_2, T_1, T_2, \gamma_1, \gamma_2$  und keine Bedingungen über die Anfangswerte  $a_0$  und  $\varphi_0$  vorausgesetzt sind. Bezüglich der Größenordnung gilt die Furtwänglersche Annahme, daß  $T_1$  und  $T_2$  endliche Größen und  $\psi_1, \psi_2, \kappa_1, \kappa_2, \gamma_1, \gamma_2, T_2 - T_1$  kleine Größen erster Ordnung sind.

Wir wollen uns etwas näher befassen mit dem in der Praxis am häufigsten vorkommenden Fall, daß die Pendel gleiche Dämpfungskoeffizienten besitzen, und demgemäß

$$\kappa_2 = \kappa_1 \dots \dots \dots (24)$$

voraussetzen. Die Gleichungen (19) und (20) bleiben formal bestehen, nur ist darin z. B. nach (21) zu setzen:

$$\left. \begin{aligned} 2\alpha &= -\arctan \frac{\gamma_2 a^2 \cos 2\varphi - (T_2 - T_1) a \cos \varphi - \gamma_1}{-\gamma_2 a^2 \sin 2\varphi + (T_2 - T_1) a \sin \varphi} \\ &+ \arctan \frac{\gamma_2 a_0^2 \cos 2\varphi_0 - (T_2 - T_1) a_0 \cos \varphi_0 - \gamma_1}{-\gamma_2 a_0^2 \sin 2\varphi_0 + (T_2 - T_1) a_0 \sin \varphi_0} \end{aligned} \right\} (25)$$

Der rechts stehende Ausdruck läßt sich wesentlich vereinfachen. Durch Zerspalten der Gleichung (15) in ihre reellen und imaginären Bestandteile ergibt sich nämlich unter Beachtung von (24):

$$\left. \begin{aligned} &(a \cos \varphi - a_0 \cos \varphi_0) w \cot w t \\ = -\frac{\pi}{T^2} &(a a_0 \gamma_2 \sin(\varphi + \varphi_0) - \frac{1}{2}(T_2 - T_1)(a \sin \varphi + a_0 \sin \varphi_0)) \end{aligned} \right\} (26)$$

$$\left. \begin{aligned} &(a \sin \varphi - a_0 \sin \varphi_0) w \cot w t \\ = +\frac{\pi}{T^2} &(a a_0 \gamma_2 \cos(\varphi + \varphi_0) - \frac{1}{2}(T_2 - T_1)(a \cos \varphi + a_0 \cos \varphi_0) - \gamma_1) \end{aligned} \right\} (27)$$

Die Elimination von  $w t$  aus diesen Gleichungen liefert die Beziehung

$$\gamma_2(a_0^2 \cdot a \cos \varphi - a^2 \cdot a_0 \cos \varphi_0) + \frac{1}{2}(T_2 - T_1)(a^2 - a_0^2) + \gamma_1(a \cos \varphi - a_0 \cos \varphi_0) = 0, \quad (28)$$

unter deren Berücksichtigung (25) übergeht in

$$2\alpha = 2 \arctan \frac{a \cos \varphi - a_0 \cos \varphi_0}{a \sin \varphi + a_0 \sin \varphi_0} \dots \dots \dots (29)$$

mithin ist

$$\tan \alpha = \frac{a \cos \varphi - a_0 \cos \varphi_0}{a \sin \varphi + a_0 \sin \varphi_0} \dots \dots \dots (30)$$

und entsprechend

$$\tan \alpha' = \frac{a \cos \varphi_0 - a_0 \cos \varphi}{a \sin \varphi_0 + a_0 \sin \varphi} \dots \dots \dots (31)$$

Die in (19) und (20) auftretenden Winkel  $\alpha$  und  $\alpha'$  lassen sich also allein aus den am Anfang und am Ende der Beobachtung ermittelten Amplitudenverhältnissen  $a_0$  und  $a$  und Phasenunterschieden  $\varphi_0$  und  $\varphi$  berechnen. Die oben abgeleitete Beziehung (23) folgt aus (30) und (31) unmittelbar.

Die Winkel  $\alpha$  und  $\alpha'$  besitzen eine einfache geometrische Bedeutung. Der Endpunkt  $P$  des Vektors  $\mathfrak{p}$  (s. Fig. 1) beschreibt einen Kreisbogen [worauf zuerst Vening-Meinesz\*) aufmerksam machte], da Gleichung (28) die Polargleichung eines Kreises darstellt. Ist  $\mathfrak{p}_0$  der Anfangsvektor ( $t = 0$ ), so liegt der Mittelpunkt  $M$  dieses Kreises auf der  $R$ -Achse im Abstände

$$m = \frac{a^2 - a_0^2}{2(a \cos \varphi - a_0 \cos \varphi_0)} \dots \dots \dots (32)$$

\*) Vening-Meinesz (2), S. 29 und 31.

von dem Punkte  $O$ . Der Radius  $r$  des Kreises ist durch

$$r^2 = m^2 + \frac{a_0^2 \cdot a \cos \varphi - a^3 \cdot a_0 \cos \varphi_0}{a \cos \varphi - a_0 \cos \varphi_0} \dots \dots \dots (33)$$

gegeben. Der Winkel  $\alpha$  ist der Peripheriewinkel über dem Bogen  $P_0P$ . Denn es folgt aus Fig. 2 (einseitige Phase) sowie aus Fig. 3 (zweiseitige Phase), wenn

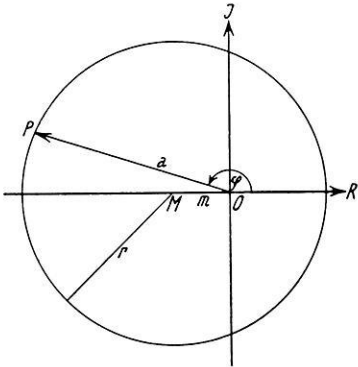


Fig. 1. Der Pendelvektor  $p = a \cdot e^{i\varphi}$   
( $a$  Amplitudenverhältnis,  $\varphi$  Phasenunterschied)

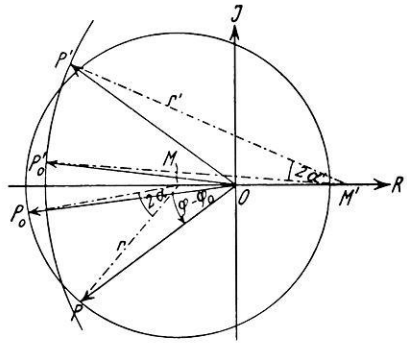


Fig. 4  
Bewegung der Pendelvektoren  $p$  und  $p'$

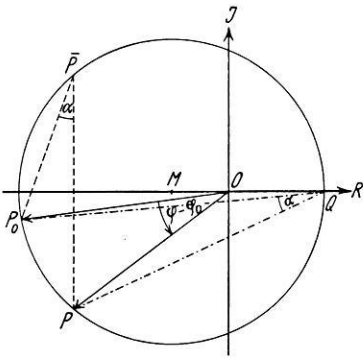


Fig. 2. Einseitige Phase

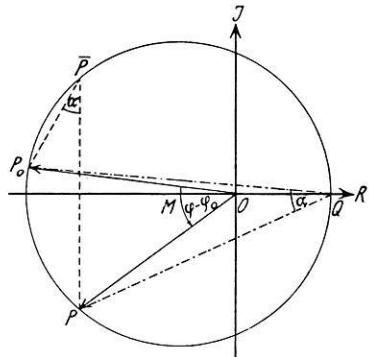


Fig. 3. Zweiseitige Phase

darin  $\bar{P}$  den Endpunkt des durch die zu  $p$  konjugiert komplexe Größe definierten Vektors  $\bar{p}$  bezeichnet, unmittelbar die Gleichung (30). Der Zentriwinkel  $P_0MP$  ist daher gleich  $2\alpha$ . Der Winkel  $\alpha$  ist positiv — negativ — zu werten, wenn man auf dem Kreise um  $M$  von  $P_0$  nach  $P$  im Sinne — im entgegengesetzten Sinne — der Uhrzeigerbewegung gelangt.

Werden die zu dem zweiten Pendel gehörenden Vektoren, Punkte, Winkel usw. durch gestrichene Buchstaben bezeichnet, so ist nach Definition zufolge (10)

$$p \cdot p' = 1 \dots \dots \dots (34)$$

Aus dieser Grundgleichung folgt für die gestrichenen und ungestrichenen Größen in Fig. 4 eine Reihe von Beziehungen, die aus der Theorie der Abbildung mittels reziproker Radien bekannt sind. Z. B. gilt

$$\left(\frac{m}{m'}\right)^2 = \left(\frac{r}{r'}\right)^2 \dots \dots \dots (35)$$

Auch die Beziehung (23) läßt sich leicht geometrisch nachweisen, wenn beachtet wird, daß zufolge (35) aus Fig. 4 folgt

$$\sphericalangle OP_0M = \sphericalangle OP'_0M' \quad \sphericalangle OPM = \sphericalangle OP'M'.$$

Wir wollen noch eine Darstellung der Winkel  $\alpha$  und  $\alpha'$  als Funktionen der Anfangswerte  $\alpha_0, \varphi_0$  und der Zeit  $t$  geben, wodurch u. a. eine Vergleichung unserer Ergebnisse mit solchen ermöglicht wird, zu denen man — auf wesentlich umständlicherem Wege — mittels direkter Integration der Ausgangsgleichungen (1) geführt wird\*).

Zu diesem Zwecke brauchen wir nur den reellen Teil der Gleichung (17) aufzuschreiben. Mit Beachtung von (24) und (19) erhalten wir hieraus sofort:

$$\tan \alpha = \frac{\frac{\pi}{T^2} \left( -\gamma_2 \alpha_0 \cos \varphi_0 + \frac{T_2 - T_1}{2} \right) \cdot \frac{\tan w t}{w}}{1 + \frac{\pi}{T^2} \gamma_2 \alpha_0 \sin \varphi_0 \cdot \frac{\tan w t}{w}} \dots \dots \dots (36)$$

$$\tan \alpha' = \frac{\frac{\pi}{T^2} \left( -\gamma_1 \frac{1}{\alpha_0} \cos \varphi_0 - \frac{T_2 - T_1}{2} \right) \cdot \frac{\tan w t}{w}}{1 - \frac{\pi}{T^2} \gamma_1 \frac{1}{\alpha_0} \sin \varphi_0 \cdot \frac{\tan w t}{w}} \dots \dots \dots (37)$$

Hierin ist nach (16)

$$w = \frac{\pi}{T^2} \sqrt{\left(\frac{T_2 - T_1}{2}\right)^2 + \gamma_1 \gamma_2} \dots \dots \dots (38)$$

Ist insbesondere zu Beginn der Beobachtung ( $t = 0$ )

$$\varphi_0 = \pi, \dots \dots \dots (39)$$

---

\*) Durch die klassischen Abhandlungen von Furtwängler und Vening-Meinesz müssen alle Arbeiten, die das Problem des Mitschwingens mittels direkter Integration der Ausgangsgleichungen (1) behandeln, als überholt gelten.

so nehmen die Gleichungen (36) und (37) die einfache Form

$$\tan \alpha = \frac{\pi}{T_1^2} \left( a_0 \gamma_2 + \frac{T_2 - T_1}{2} \right) \frac{\tan w t}{w} \dots \dots \dots (40)$$

$$\tan \alpha' = \frac{\pi}{T_2^2} \left( \frac{1}{a_0} \gamma_1 - \frac{T_2 - T_1}{2} \right) \frac{\tan w t}{w} \dots \dots \dots (41)$$

an. Für den ganz allgemeinen Fall ( $\kappa_2 \neq \kappa_1$ ) können aus (17) für  $\alpha$  und  $\alpha'$  leicht entsprechende Werte aufgeschrieben werden.

E. A. Ansel ging bei seinen Untersuchungen von den in unserer Bezeichnungweise lautenden Differentialgleichungen\*)

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 \psi_1}{dt^2} + \frac{\pi^2}{T_1^2} \psi_1 &= \frac{2 \gamma_2}{T_1} \cdot \frac{\pi^2}{T_2^2} \psi_2 \\ \frac{d^2 \psi_2}{dt^2} + \frac{\pi^2}{T_2^2} \psi_2 &= \frac{2 \gamma_1}{T_2} \cdot \frac{\pi^2}{T_1^2} \psi_1 \end{aligned} \right\} (42)$$

aus. Wenn man von den hierin fehlenden Dämpfungsgliedern absieht, stimmen diese Gleichungen bis auf kleine Größen zweiter Ordnung mit unseren Ausgangsgleichungen (1) überein. Ansel's Rechnungen führten zu folgender Darstellung für die Bewegung der Pendel\*\*):

$$\psi_1 = a_1 \cos \varphi_1 \qquad \varphi_1 = n t + \alpha \dots \dots \dots (43)$$

$$\psi_2 = a_2 \cos \varphi_2 \qquad \varphi_2 = n t + \alpha' + \pi \dots \dots \dots (44)$$

worin

$$n = \pi \sqrt{\frac{1}{2} \left( \frac{1}{T_1^2} + \frac{1}{T_2^2} \right)} \dots \dots \dots (45)$$

und für  $\alpha$  und  $\alpha'$  die Gleichungen (40) und (41) gelten; es wird also die Anfangsbedingung (39) als erfüllt vorausgesetzt.

Es läßt sich jetzt leicht zeigen, daß die Ansel'schen Gleichungen zu Reduktionen  $\Delta_1$  und  $\Delta_2$  führen, die für den Sonderfall (39) mit den von uns angegebenen Werten (19) und (20) identisch sind. Nach (43) ist die beobachtete Schwingungszeit  $T_1^{(b)}$  des ersten Pendels

$$T_1^{(b)} = \frac{\pi t}{n t + \alpha}; \dots \dots \dots (46)$$

bis auf kleine Größen zweiter Ordnung ist nach (45)

$$n = \pi/T \dots \dots \dots (47)$$

so daß

$$T_1^{(b)} = \frac{T}{1 + \frac{T}{\pi t} \alpha} \dots \dots \dots (48)$$

\*) Ansel (1), S. 38.

\*\*\*) Ansel (1), S. 48, Gl. (32), (33) und (38).

oder entsprechend der Genauigkeit, mit der die Gleichungen (40) und (41) gelten:

$$T_1^{(b)} = T - \frac{T^2}{\pi t} \cdot \alpha \dots \dots \dots (49)$$

Also ist

$$\Delta_1 = -\gamma_1 - \frac{T_2 - T_1}{2} + \frac{T^2}{\pi t} \cdot \alpha$$

in vollständiger Übereinstimmung mit (19). Die Gleichung (20) ergibt sich in entsprechender Weise. Die von Ansel am Schlusse seiner Untersuchung gegebene Äußerung\*), daß „die Furtwänglerschen Formeln (5) zur Reduktion von Schwingungszeiten wegen des Mitschwingens bei Schweremessungen nur mit Vorsicht benutzt werden dürfen“, ist daher nicht recht verständlich. Denn nach unseren Darlegungen stimmen die von uns aus den Furtwänglerschen Momentanformeln (5) sowie aus den Anselschen Bewegungsgleichungen (43) und (44) abgeleiteten Reduktionen  $\Delta_1$  und  $\Delta_2$  genau miteinander überein. Wir bemerken noch, daß die Beziehung (23) auch unmittelbar aus den Gleichungen (43) und (44) hervorgeht.

Entwickelt man in (19)  $\alpha$  gemäß (36) in eine Reihe nach steigenden Potenzen von  $t^{**}$ , so wird man auf die in (9) auftretenden Differentialquotienten

$$\frac{d^\nu (a \cos \varphi)}{dt^\nu} \quad (\nu = 1, 2, 3, \dots)$$

geführt, deren Werte von mir bis  $\nu = 3$  in der Zeitschr. f. Geophys. **3**, 159 (1927) für den Sonderfall  $\varphi_0 = \pi$  und  $\gamma_2 = \gamma_1$  angegeben wurden. Die von P. Dore aufgeworfene oben angegebene Frage kann durch eine Vergleichung der strengen Formeln (19) und (20) mit den durch (9) abgekürzten Formeln leicht beantwortet werden.

Hinsichtlich der praktischen Verwendung der hier mitgeteilten strengen Formeln (19) und (20) lassen sich die darin auftretenden Winkel  $\alpha$  und  $\alpha'$  nach unseren Ableitungen entweder als Funktionen der Anfangs- und der Endwerte der Amplitudenquotienten und der Phasenunterschiede oder als Funktionen dieser Anfangswerte und der Zeit  $t$  berechnen. Die erste Berechnungsart [z. B. nach den Formeln (30) und (31)] hat zur Bedingung, daß  $\varphi_0 + \varphi \neq 2\pi$  sein muß. Die Genauigkeit, mit der sich  $\alpha$  und  $\alpha'$  nach diesen Formeln bestimmen lassen, ist geometrisch leicht zu beurteilen. Sie hängt nämlich lediglich davon ab, mit welcher Genauigkeit der Kreismittelpunkt  $M$  (bzw.  $M'$ ) aus den Vektoren  $p_0$  und  $p$  (bzw.  $p'_0$  und  $p'$ ) konstruiert werden kann, d. h. unter welchem Winkel die Mittelsenkrechte der Strecke  $P_0P$  die reelle Achse  $R$  schneidet. Nehmen wir an, daß dieser Schnitt nicht zu spitz und der Unterschied  $a - a_0$  nicht zu klein ist,

\*) Ansel (1), S. 52.

\*\*\*) Auf die Konvergenzbereiche der Tangensreihe und der Arcustangensreihe ist Rücksicht zu nehmen.

so können wir die in (19) und (20) auftretenden Größen  $T_2 - T_1, \gamma_1, \gamma_2$  ebenfalls als Funktionen der beobachteten Werte  $a_0, \varphi_0, a, \varphi$  bestimmen, wenn  $\kappa_2 - \kappa_1$  und das Verhältnis

$$u = \gamma_1 : \gamma_2 \dots \dots \dots (50)$$

als bekannt angenommen werden.

Wir wollen die Gleichung (24) als erfüllt voraussetzen. Weiterhin bemerken wir, daß

$$\gamma_1 : \gamma_2 = \frac{M_1 s_1}{T_1^3} : \frac{M_2 s_2}{T_2^3} \dots \dots \dots (51)$$

worin  $M_1, M_2$  die Massen der beiden Pendel und  $s_1, s_2$  die Abstände ihrer Schwerpunkte von den Drehungsachsen bedeuten.  $T_2 - T_1, \gamma_1, \gamma_2$  lassen sich aus folgendem Gleichungssystem leicht berechnen:

$$\gamma_1 = u \gamma_2 \dots \dots \dots (52)$$

$$\frac{T_2 - T_1}{2} = v \gamma_2 \dots \dots \dots (53)$$

$$\gamma_2 = k \cdot \frac{T^2}{\pi t} \text{arc cot } k s \dots \dots \dots (54)$$

$$s = \frac{a_0^2 + u}{a_0^2 - a^2} (a \sin \varphi + a_0 \sin \varphi_0) - a_0 \sin \varphi_0 \dots \dots (55)$$

$$v = \frac{a_0^2 + u}{a_0^2 - a^2} (a \cos \varphi - a_0 \cos \varphi_0) + a_0 \cos \varphi_0 \dots \dots (56)$$

$$k^2 = \frac{1}{u + v^2} \dots \dots \dots (57)$$

Hierin wird  $u$  gemäß (51) als bekannt angenommen. (53) und (56) folgen aus (28). (54), (55) und (57) ergeben sich aus (26) und (27) durch Elimination von  $T_2 - T_1$ .

Die nach (53) und (54) bestimmten Werte  $T_2 - T_1$  und  $\gamma_2$  werden im allgemeinen nicht sehr genau sein. Es ist indessen zu beachten, daß praktisch lediglich das Mittel der Reduktionen  $\Delta_1$  und  $\Delta_2$  verwendet wird; dieses ist aber von dem in der angegebenen Weise berechneten Werte  $T_2 - T_1$  ganz unabhängig, denn es ist nach (19), (20), (30) und (31)

$$\frac{\Delta_1 + \Delta_2}{2} = -\frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} + \frac{T^2}{2 \pi t} (\alpha + \alpha') \dots \dots \dots (58)$$

worin

$$\tan (\alpha + \alpha') = \frac{(a_0^2 - a^2) \sin (\varphi_0 + \varphi)}{(a_0^2 + a^2) \cos (\varphi_0 + \varphi) - 2 a_0 a} \dots \dots \dots (59)$$

Die Genauigkeit, mit der man  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  nach den obigen Formeln erhält, läßt sich am einfachsten wohl praktisch durch eine Vergleichung mit denjenigen Werten

$\gamma_1$  und  $\gamma_2$  feststellen, die durch besondere Beobachtungen nach dem gewöhnlichen Amplitudenverfahren ermittelt werden. Wie die Gleichungen (6) und (7) zu erkennen geben, geht fernerhin allgemein ein Fehler in der Bestimmung von  $\gamma$  nur mit einem verhältnismäßig kleinen Bruchteil desselben in das Endergebnis ein.

In einer anderen Veröffentlichung werde ich die Verwendung der hier abgeleiteten Formeln an Hand einer größeren Anzahl von Pendelbeobachtungen, die von mir in den letzten Jahren ausgeführt wurden, mit einer Genauigkeitsuntersuchung noch näher erörtern. Zum Schluß sei noch bemerkt, daß sich die in den Gleichungen (53) bis (57) vorkommenden Hilfsgrößen  $k, s, v$  auch durch eine geometrische Konstruktion in einfacher Weise ermitteln lassen.

### Literatur

Ansel, E. A. (1): Das Mitschwingen als Fehlerquelle bei der Reduktion von Pendelbeobachtungen. Gerlands Beitr. z. Geophys. **25**, 36—52 (1930). [Berichtigung hierzu: ebenda **26**, 92—93 (1930)].

Berroth, A. (1): Schwermessungen mit zwei und vier gleichzeitig auf demselben Stativ schwingenden Pendeln. Zeitschr. f. Geophys. **1**, 89—94 (1924/25).

Dore, P. (1): Sulla influenza della elasticità del supporto sulla durata di oscillazione di due pendoli simultaneamente oscillanti su di esso. Rend. Accad. naz. Lincei **10**, serie 6, 62—68, Rom 1929.

Furtwängler, Ph. (1): Über die Schwingungen zweier Pendel mit annähernd gleicher Schwingungsdauer auf gemeinsamer Unterlage. S.-B. preuß. Akad. Wiss. **12**, 245—253. Berlin 1902.

Schmehl, H. (1): Über den Einfluß der Elastizität des Pendelstativs auf die Schwingungszeiten zweier gleichzeitig auf demselben Stativ schwingender Pendel. Zeitschr. f. Geophys. **3**, 157—160 (1927).

— (2): Über ein einfaches Koinzidenzverfahren, zwei Schwerkraftpendel mit einer vorgegebenen Phasendifferenz in Bewegung zu setzen. Verh. Balt. Geod. Komm. in Riga 97—100. Helsinki 1928.

— (3): Das Mitschwingen als Fehlerquelle bei der Reduktion von Pendelbeobachtungen. Gerlands Beitr. z. Geophys. **26**, 92 (1930).

— (4): Schwerkraftmessungen. Handb. d. Experimentalphys. **25** (II), 192—242. Leipzig 1931.

Vening-Meinesz, F. A. (1): Bijdragen tot de theorie der slingerwaarnemingen. Amsterdam 1915.

— (2): Observations de pendule dans les Pays-Bas. Publ. de la comm. géod. néerlandaise. Delft 1923.

Potsdam, Geodätisches Institut, den 20. Oktober 1932.



## Einfluß der Schneidenlagerung auf die Meßgenauigkeit geophysikalischer Instrumente

Von **G. Schmerwitz**, Jena — (Mit 3 Abbildungen)

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.

Im Verlauf von Vorversuchen für die Konstruktion einer hochempfindlichen Waage, die mit einem Horizontalpendel versehen der Bestimmung vertikaler Schweregradienten dienen soll, hat es sich als unumgänglich und notwendig herausgestellt, den Schneideneinflüssen mehr Beachtung zuzuwenden, als bisher geschehen ist. Untersuchungen in dieser Richtung wurden auf einer etwas allgemeineren physikalischen Basis im Frühjahr 1931 in Angriff genommen. Hierbei wurde eine Meßmethode ausgearbeitet, mit der die Schneidenkrümmungsradien, deren Größen bisher nicht sicher bekannt waren, genau gemessen werden konnten. Im Verlauf der Versuche eröffneten sich Möglichkeiten zur Beantwortung verschiedener Fragen nicht nur rein geophysikalischer Natur, die sich zum Teil erst während der Entwicklung der Methode ergeben haben. Hierüber sowie über die Einzelheiten des Meßverfahrens ist in der Zeitschrift für Instrumentenkunde\*) ausführlich berichtet worden. Als Ergänzung der Anwendungsmöglichkeiten werden in diesem Zusammenhang im folgenden zwei weitere rein geophysikalische Betrachtungen mitgeteilt.

1. Beurteilung der praktischen Bedeutung der Minimumpendelform. Vor einiger Zeit wurde die in der theoretischen Physik nicht unbekanntes Minimumbedingung (siehe z. B. M. Planck, Einführung in die allgemeine Mechanik, Aufl. 1921, S. 203—204) für ein physikalisches Pendel durch den Bau und die Verwendung eines solchen Pendels in die Praxis übertragen\*\*). Diesem Vorgehen sind sehr bald von anderen Seiten weitere Minimumpendelkonstruktionen gefolgt, entweder mit dem gleichen Ziel, genauere Zeitbestimmungen zu schaffen oder sie für relative  $g$ -Bestimmungen zu verwenden. Nach meiner Kenntnis ist bisher noch keine vergleichende Messung zwischen einem gewöhnlichen Pendel (z. B. einem Sterneckpendel) und einem Minimumpendel, bei der beide unter

\*) G. Schmerwitz: Messung von Schneidenkrümmungsradien. Zeitschr. f. Instr. 1932, 52. Jahrg., S. 1—14.

\*\*\*) M. Schuler: Zeitschr. f. Phys. 42, 547—554 (1927) und weitere Veröffentlichungen auch anderer Autoren.

vollkommen gleichen Bedingungen einander gegenübergestellt sind, veröffentlicht worden.

Die folgenden Überlegungen sollen zeigen, warum bei Verwendung der Minimumform für Pendel, die auf Schneiden gelagert sind, praktisch keine Verbesserung gegenüber der alten Form erwartet werden kann.

Wie bekannt, wird die Minimumbedingung unter Voraussetzung der mathematischen Abstraktion einer unendlich dünnen Linie als Drehachse abgeleitet. Der Schneide wird unberechtigterweise diese Eigenschaft beigelegt, was auch oft in der Gleichsetzung des Begriffes Drehachse mit dem Begriff Schneide zum Ausdruck kommt. Hierin liegt eine Vernachlässigung, die bei einem solchen Instrument gesteigerter Meßgenauigkeit nicht begangen werden darf.

Um diesen Fehler mathematisch zu formulieren, sei die praktisch immer erfüllte Voraussetzung gemacht, daß der Krümmungsradius  $\rho$  der Schneide nicht identisch Null ist.

In der Fig. 1, die eine stark vergrößerte Seitenansicht der wesentlichen Teile eines Pendels darstellt, ist der Krümmungsradius der Schneide im ursprünglichen Zustand mit  $\rho$  bezeichnet.  $P$  ist der Berührungspunkt mit der Pfanne bei der Amplitude Null. Die Minimumbedingung bewirkt, falls sich die abstrahierte Drehachse durch Abnutzung von  $P$  nach  $P'$

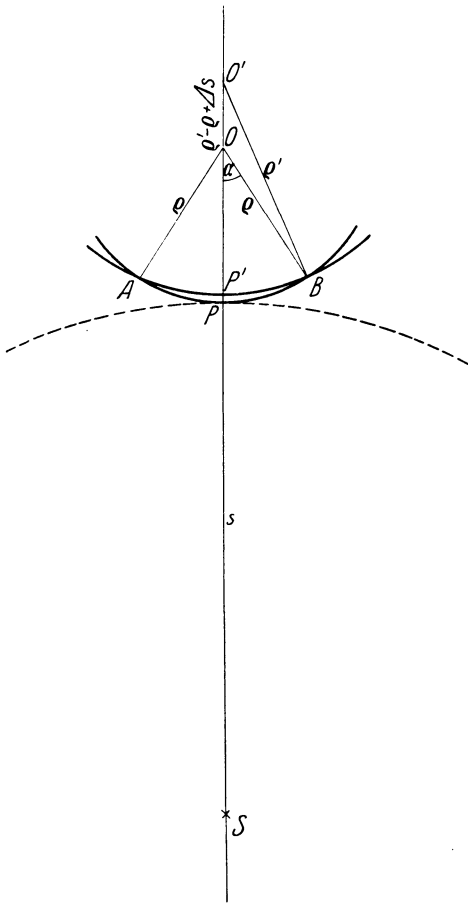


Fig. 1

Seitenansicht eines Pendels (schematisch)

verschiebt, daß  $l$ , die reduzierte Pendellänge und somit  $T_0$ , die Schwingungsdauer, unverändert bleibt. Eine kleine Verschiebung  $\Delta s = PP'$  bewirkt, wie man leicht nachrechnen kann, in dem Quotienten Trägheitsmoment durch Direktionskraft bei einer Minimumform ohne Rücksicht auf  $\rho$  in erster Näherung keine Veränderung. Zähler und Nenner ändern sich hierbei um gleiche Bruchteile!

Nun schwingt ein Pendel in Wirklichkeit nicht zuerst um eine Drehachse  $P$  und nach Abnutzung um eine Achse  $P'$ , sondern ein jeweiliges Momentanzentrum der Schwingung wandert auf der Zylinderfläche mit dem Radius  $\varrho$  um Beträge  $\varrho \cdot \varphi$  nach rechts und links von der Lage  $\varphi = 0$  an gerechnet ( $\varphi_{\max} \sim 1^\circ$ ). Hierbei bleibt, wie man auch leicht nachrechnet, das Trägheitsmoment in erster Näherung unabhängig von dem kleinen Winkel  $\varphi$ . Dieses ist ja auf einem Kreis z. B. mit dem Radius  $s$  um den Schwerpunkt  $S$  konstant! In der Figur gibt der gestrichelt gezeichnete Kreis einen Ort konstanten Trägheitsmomentes an. Das Drehmoment ist jedoch um den Betrag  $\varrho \cdot \varphi \cdot M \cdot g$ , die Direktionskraft um  $\varrho \cdot M \cdot g$  größer als bei dem Fall einer reinen Drehung um  $P$ . Durch diese Überlegungen kann man schneller und anschaulich zu der von Bessel abgeleiteten genäherten Beziehung kommen:

$$T_\varrho = T_0 \left( 1 - \frac{\varrho}{2s} \right),$$

wo  $T_\varrho$  die wirkliche Schwingungsdauer,  $T_0$  die theoretische Grenzschwingungsdauer für  $\varrho = 0$  und  $s$  den Schwerpunktsabstand von  $P$  für  $\varphi = 0$  bedeuten.

Tritt nun eine Verlagerung des Drehpunktes durch Abnutzung der Schneide von  $P$  nach  $P'$  ein, so ist damit ganz automatisch eine Vergrößerung von  $\varrho$  verknüpft. Der neue Punkt  $P'$  definiert im Verein mit den festen Punkten  $A$  und  $B$  — den Grenzpunkten, die durch die Abnutzung gerade nicht mehr betroffen werden — einen Kreis von einem Radius  $\varrho' > \varrho$ . Die Vergrößerung von  $\varrho$  ist ihrem Betrag nach nur noch von der maximalen Berührungsbreite der Schneide  $AB$  und dem Ausgangsradius  $\varrho$  abhängig. Die Beziehung leitet man aus der Figur rein geometrisch ab.

Es ist in dem Dreieck  $BOO'$ :

$$\varrho'^2 = \varrho'^2 + \varrho^2 + \Delta s^2 - 2 \varrho' \varrho - 2 \varrho \Delta s + 2 \varrho' \Delta s + \varrho^2 + 2 \varrho' \varrho \cos \alpha - 2 \varrho^2 \cos \alpha + 2 \varrho \Delta s \cos \alpha,$$

$$2 \varrho' (\varrho - \Delta s - \varrho \cos \alpha) = 2 \varrho^2 + \Delta s^2 - 2 \varrho \Delta s - 2 \varrho^2 \cos \alpha + 2 \varrho \Delta s \cos \alpha,$$

$$\frac{\varrho'}{\varrho} = \frac{\varrho - \Delta s - \varrho \cos \alpha + \Delta s \cdot \cos \alpha + \frac{\Delta s^2}{2\varrho}}{\varrho - \Delta s - \varrho \cdot \cos \alpha} = 1 + \frac{\Delta s \cos \alpha + \frac{\Delta s^2}{2\varrho}}{\varrho - \Delta s - \varrho \cos \alpha}$$

und da  $\Delta s/\varrho \ll \cos \alpha$ :

$$\frac{\varrho'}{\varrho} = 1 + \frac{\Delta s \cos \alpha}{\varrho (1 - \cos \alpha) - \Delta s}.$$

Hieraus ergibt sich mit hinreichender Genauigkeit das gesuchte Verhältnis, falls  $\varrho' - \varrho = \Delta \varrho$  gesetzt wird:

$$\frac{\Delta s}{\Delta \varrho} = \frac{1 - \cos \alpha - \frac{\Delta s}{\varrho}}{\cos \alpha} \sim \frac{\alpha^2}{2} - \frac{\Delta s}{\varrho}.$$

Von der Größenordnung des Einflusses überzeugt man sich durch Einsetzen folgender Werte:  $2\alpha = 10^0$ ,  $\Delta s = 0.01 \mu$ ,  $\rho = 5 \mu^*$ ). Hierbei ist der Wert  $\Delta s$  noch unterhalb der Größenordnung, die bei einem gewöhnlichen Pendel keinen meßbaren Einfluß hervorruft! Man erhält:

$$\frac{\Delta s}{\Delta \rho} \sim \frac{1}{550}.$$

Die Minimumbedingung macht den Einfluß von  $\Delta s$  zu Null, sie korrigiert aber nicht den zugleich immer auftretenden 550mal größeren Betrag  $\Delta \rho$ . Von dem absoluten Betrag der Schwingungsdaueränderung:  $\frac{\Delta \rho}{2s} \cdot T$  wird von dieser, vom Vorzeichen abgesehen, nur ein ohne weiteres zu vernachlässigender Bruchteil erfaßt.

Vergleicht man allgemein den Korrektionswert eines Minimumpendels, für das  $s = l/2$  zu setzen ist, also:  $\frac{\Delta \rho}{l} \cdot T$  mit dem eines Sterneckpendels:  $\frac{\Delta \rho}{2l} \cdot T$  (denn  $s \sim l$ ), so sieht man, daß bei etwa gleicher Gesamtlänge diese alten Pendel formen den neuen immer noch um das Doppelte überlegen sein werden.

Bei diesen Ableitungen ist der leichteren Durchführbarkeit und besseren Verständlichkeit wegen der Anfangskrümmungsradius  $\rho$  und der Endradius  $\rho'$  über die ganze Auflagefläche als konstant vorausgesetzt worden. In der Praxis ist das natürlich nicht immer der Fall. Der Radius kann sich über einen gewissen Winkelbereich stetig oder unstetig ändern. Das geht mit Sicherheit schon aus den verschiedenen Meßbeispielen in der Zeitschrift für Instrumentenkunde hervor, wo in der erwähnten Arbeit Abb. 6, S. 6, ein Beispiel für eine sprunghafte Änderung im Mittelteil der Kurve, Abb. 7, S. 7, ein solches für eine stetige Krümmungsänderung an derselben Stelle darstellt. In solchem Fall kann man die Überlegungen auf einen kleineren Bereich beschränken, in dem  $\rho$  nahezu konstant ist, was zur Folge hat, daß bei konstantem  $\Delta s$  das Verhältnis  $\Delta \rho / \Delta s$  noch größer wird.

Das Ergebnis der Betrachtungen bleibt vollkommen unberührt davon, ob der Krümmungsradius  $\rho$  konstant, stetig, unstetig oder, wie im folgenden erst ausgeführt ist, durch Einsenkung in die Pfanne eine scheinbare Vergrößerung erleidet.

Bei allen schneidengelagerten Präzisionsinstrumenten hat — unabhängig davon, welche Krümmungsverteilung die Schneide besitzt — eine geringe Schwankung  $\Delta s$  sowohl der Schneide wie der Pfanne eine um mehrere Zehnerpotenzen größere Änderung  $\Delta \rho$  zur Folge.

Der Ableitung war bisher der Fall zugrunde gelegt, daß der Krümmungsradius  $\rho_1$  der Pfanne  $\infty$  ist, was im allgemeinen nicht zutrifft, da diese durch

\*) l. c., Zeitschr. f. Instrkde. S. 8 und S. 11—12.

Aufsetzen der Schneide konkav deformiert wird. Die Belastung geht bei Pendelschneiden immer bis an die Elastizitätsgrenze und darüber hinaus!\*). Somit gilt hier, falls  $\varrho_1$  den Radius der Pfanne an der Aufsatzstelle bedeutet:

$$T_{\varrho, \varrho_1} = T_{0, \infty} \left( 1 - \frac{\varrho \cdot \varrho_1}{2(\varrho_1 - \varrho)s} \right).$$

Je nachdem ob beim Desarretieren auf der Pfanne in bezug auf  $\varrho_1$  wieder die alte, eine größere oder kleinere Stelle getroffen wird, können, verglichen mit der vorhergehenden Schwingungsdauer, dieselben, größere oder auch kleinere Werte erhalten werden. Von diesem in beiden Richtungen schwankenden Einfluß ist die immer gleichsinnige Änderung des Schneidenradius durch Abnutzung zu unterscheiden, die eine dauernde Abnahme der Schwingungsdauer zur Folge hat. Auch diese Einflüsse werden von der Minimumbedingung nicht erfaßt.

Der letztgenannte Fall der Schwingungsdauerabnahme, verursacht durch Schneidenabnutzung, tritt besonders bei Beobachtungen, die über Zeiträume von einigen Jahren erstreckt sind, an experimentellen Beispielen der geophysikalischen Literatur gut hervor, wie es auf Grund dieser Ausführungen auch zu erwarten ist.

Auch die bei experimentellen Untersuchungen auftretenden sogenannten „Pendelsprünge“ finden durch die erstgenannten Einflüsse eine wahrscheinlich richtigere Erklärung als durch die von einigen Autoren gemachte Annahme einer sprunghaften Kontraktion oder Dilatation des Materials.

Wäre eine derartige Erklärung zutreffend, so müßten schon sämtliche mittelmittigen physikalischen Waagen bei der Annahme gleich großer sprunghafter Dilatationen Nullpunktsschwankungen über den ganzen Skalenbereich zeigen!

Bezüglich der Minimumform könnte man sich nachträglich auf den Standpunkt stellen, daß durch sie ein Einfluß des ganzen in seiner Fassung locker sitzenden Schneidenkörpers auf die Schwingungsdauer beseitigt werden sollte. Hierzu ist jedoch zu bemerken, daß bei Waagenschneiden eine derartige Störung selbst bei Meßgenauigkeiten von  $10^{-8}$  nicht festgestellt worden ist. Es ergibt sich somit, daß Verschiebungen des Schneidenkörpers gegen sein Lager von weniger als  $0.01 \mu$  sehr unwahrscheinlich sind und Korrekturvorrichtungen selbst für einen größeren Betrag noch als unzumutbar angesehen werden müssen.

2. Anwendung auf ein magnetisches Vertikalvariometer. Der Einfluß der inkonstanten Schneidenkrümmung auf die Leistungsgrenze der Hebelwaage ist durch Rechnung und Experiment nachgewiesen worden\*\*). Unter den geophysikalischen Instrumenten sind die magnetischen Lokalvariometer

\*) l. c., S. 13/14.

\*\*\*) G. Schmerwitz: Einfluß des Schneidenradius auf die Empfindlichkeit der Hebelwaage. Phys. Zeitschr. **33**, Heft 6, S. 234—239 (1932).

im Prinzip nichts anderes als Waagebalken, die außer dem mechanischen Moment auch ein magnetisches besitzen. Vom Standpunkt der Hebelwaage betrachtet, ist solch ein magnetisches Lokalvariometer ein sehr empfindlich eingestellter Waagebalken.

Es ist nachgewiesen worden, daß gerade die Empfindlichkeit eines Waagebalkens sehr von dem Krümmungsradius der Schneide abhängen kann und eine ungleichmäßige Verteilung der Empfindlichkeit über die Skala auf eine Änderung des Krümmungsradius an der jeweiligen Berührungsstelle von Schneide und Pfanne zurückzuführen ist. Daher war es bei sehr empfindlichen magnetischen Vario-

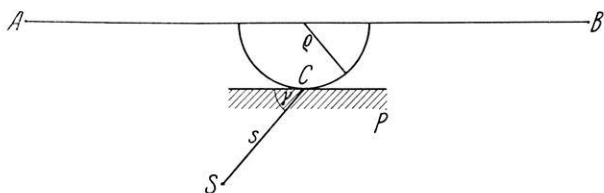


Fig. 2. Magnetische Vertikalwaage in schematischer Darstellung und mit vergrößert gezeichneter Schneide:  
a) in der horizontalen Ruhelage

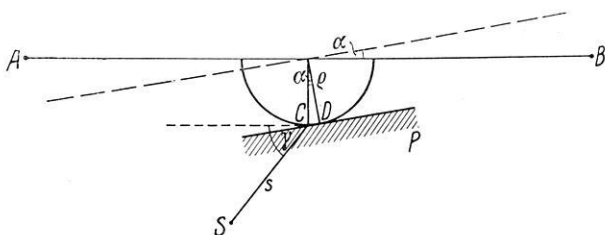


Fig. 3. b) In der Meßlage

metern auch immer angebracht, die Ausschläge vorher in kleinen Intervallen genau so zu eichen, wie es in Fig. 6, S. 238, für einen Hebelwaagebalken geschehen ist. Zur richtigen Deutung einer eventuell sich ergebenden nicht linearen Eichkurve soll im folgenden der Einfluß des Schneidenradius an dem Beispiel einer Vertikalwaage abgeleitet werden.

Ob und wie weit bei den vielen Arretierungen und Desarretierungen einer Feldmessung die Schneide als unverletzbar angesehen werden kann, hängt im wesentlichen von der Sorgfalt des Beobachters und der Güte der Arretier-  
vorrichtung ab.

Wäre der Schneidenradius bei jeder Stellung des Balkens konstant, so würde sich sein Vorhandensein nicht bemerkbar machen. Innerhalb des Verwendungsbereiches von 5 bis 10° Ausschlag ist der Schneidenradius jedoch selten unter 10%

gleich. Es können Abweichungen bis 50% und darüber auftreten. Um diesen Einfluß zu erfassen, hat man für die Zählung des Schwerpunktsabstandes den an der Schneide fixierten Berührungspunkt in der horizontalen Stellung  $C$  (Fig. 2) zu wählen. Der bei einer Schwingung sich verändernde Berührungspunkt  $D$  (Fig. 3) wird als Momentanzentrum der Drehung bezeichnet. Die Figuren sind nur schematisch aufzufassen.  $\varrho$  stellt nicht die wirkliche Form der Schneide, sondern den Krümmungsradius an der Berührungsstelle dar.

Unter der Voraussetzung einer mathematisch punktförmigen Drehachse findet man in geophysikalischen Lehrbüchern ausführliche Ableitungen der Empfindlichkeit für kleine Ausschläge. Hier sei in den Figuren 2 und 3 bei einem Vertikalvariometer der zunächst konstante Krümmungsradius der Schneide  $\varrho$  eingeführt. Dieser ist meist von der gleichen Größenordnung wie der Schwerpunktsabstand  $s$ .  $A-B$  sei die Achsenrichtung des magnetischen Momentes  $M$ ,  $mg$  = Gewicht des Balkens,  $S$  der Schwerpunkt, dessen Abstand  $s$  von dem Berührungspunkt in der horizontalen Ruhelage  $C$  gezählt wird.  $\gamma$  = Neigungswinkel gegen  $A-B$ . Die Vertikalintensität sei  $Z$ . Dann ist mit  $Z$  und  $\alpha$  als Veränderlichen bei jeder Intensität  $Z$  und Aufstellung senkrecht zum Meridian immer Gleichgewicht vorhanden, wenn:

$$M \cdot Z \cdot \cos \alpha = m \cdot g \cdot (s \cdot \cos (\gamma - \alpha) + \varrho \cdot \alpha)$$

ist. Die Empfindlichkeit findet man hieraus durch Differenzieren:

$$E = \frac{\Delta Z}{\Delta \alpha} = \frac{m \cdot g}{M} (s \cdot \sin \gamma + \varrho).$$

Ist  $\varrho$  nicht konstant, dann ändert sich  $E$  in dem Verhältnis:

$$\frac{dE}{E} = \frac{d\varrho}{s \cdot \sin \gamma + \varrho}.$$

Der Faktor  $(s \cdot \sin \gamma + \varrho)$  ist bei diesen Instrumenten nur wenige Hundertstel Millimeter groß, also etwa 20 bis 50  $\mu$ . Da fast immer lokale Inkonzanzen von  $\varrho$  im Betrage zwischen 1 bis 5  $\mu$  auftreten, sind somit Unregelmäßigkeiten in der Empfindlichkeit auf Schneiden gelagerter Instrumente, je nach der Güte derselben, zwischen 2 bis 25% durchaus zu erwarten.

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, April und September 1932.

## Eine Vorrichtung zur Bestimmung der Geländekorrektion bei Messungen mit Eötvösschen Drehwaagen

Von **W. Haubold**, Göttingen — (Mit 3 Abbildungen)

Es wird eine Vorrichtung beschrieben, die die Auswertungsarbeit des Nahnivellements bei Drehwaagemessungen auf etwa den fünften Teil vermindert. Die Werte der Näherungsfunktionen für die Integrale über Höhe und Entfernung sind dabei direkt abzulesen. Es bleibt dann an Rechenarbeit nur noch die Ausführung der Integration über den Richtungswinkel übrig. Die Vorrichtung besteht aus einem lattenförmigen Gehäuse, an dessen Unterseite sich Tasthebel befinden, deren vertikale Verschiebungen beim Herablassen auf den Erdboden eine einfache Integriervorrichtung betätigen.

Die Eötvösschen Drehwaagen zweiter Art, die in verschiedenen Ausführungsformen bei Untersuchungen des Schwerefeldes zum Aufsuchen nutzbarer Lagerstätten eine ausgedehnte Verwendung gefunden haben, gestatten die Bestimmung von vier Größen, die sich, wie folgt, aus den zweiten Differentialquotienten des Schwerepotentials  $W$  aller die Drehwaage umgebenden Massen zusammensetzen:

$$\begin{aligned} W_{\Delta} &= \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 W}{\partial x^2}, & W_{xz} &= \frac{\partial^2 W}{\partial x \partial z}, \\ 2 W_{xy} &= 2 \frac{\partial^2 W}{\partial x \partial y}, & W_{yz} &= \frac{\partial^2 W}{\partial y \partial z}. \end{aligned}$$

Die ersten beiden Ausdrücke bestimmen die „Krümmungsgrößen“, nämlich die  $g$ -fache Differenz der beiden Hauptkrümmungen der Potentialfläche und die Richtung ihrer kleinen Hauptkrümmung. Die beiden anderen Größen geben die Schwereänderung in den horizontalen Koordinatenrichtungen  $x$  (Nord) und  $y$  (Ost) an und bestimmen zusammen den „Gradienten der Schwere“, d. h. die maximale Änderung der Schwereintensität in der Niveaulfläche nach Richtung und Größe.

In der Praxis interessiert aber nicht die Gesamtwirkung aller Massen, sondern nur die Wirkung der unterirdischen Massenverteilung bis zu einigen Kilometern Tiefe. Um diese zu erhalten, müssen die Wirkungen aller übrigen „störenden“ Massen als Korrekturen am Meßresultat angebracht werden.

Die Wirkungen der entfernteren Massen (Gezeitenwirkungen, Wirkung der normalen Gestalt des Erdellipsoids usw.) sind leicht in Rechnung zu setzen, da sie, sofern sie überhaupt berücksichtigt werden müssen, für ein Meßgebiet als konstant angesehen werden können. Sie brauchen also für das ganze Gebiet nur einmal berechnet oder aus Tabellen entnommen zu werden.

Die Wirkung der näher liegenden Massen (Wirkung der topographischen Gestalt der Erdoberfläche in der Umgebung der Drehwaage) dagegen muß für jede Messung besonders ausgeführt werden und erfordert einen erheblichen Aufwand an Zeit und Rechenarbeit neben vielen Höhenmessungen im Gelände; denn die



Ermittlung dieser „Geländewirkung“ oder „Geländekorrektion“, die häufig erheblich größer ist als die gesuchte Wirkung der subterranean Massenverteilung, muß sorgfältig durchgeführt werden, wenn die hohe Meßgenauigkeit der Drehwaagen ausgenutzt werden soll.

Da mit der zunehmenden wirtschaftlichen Bedeutung der geophysikalischen Untersuchungsmethoden ein immer schnelleres Arbeiten verlangt wurde, mußten sowohl Instrumente wie Auswertungsmethoden entsprechend abgeändert werden, um das Arbeitstempo mit den wirtschaftlichen Forderungen in Einklang bringen zu können. Nun nimmt aber die Berechnung der Geländekorrektion den weitaus größten Teil der für die Auswertung der Drehwaagenbeobachtungen erforderlichen Arbeitszeit ein. Es mußte daher versucht werden, auch die Bestimmung der Geländekorrektion durch Verbesserung der Methoden oder durch Hilfsgeräte einfacher zu gestalten.

Mathematisch war eine Vereinfachung der gebräuchlichen Auswertungsformeln kaum noch möglich, ohne die Genauigkeit unter die Grenze der Brauchbarkeit herabzusetzen. Man suchte daher durch Tabellen und graphische Methoden eine Verringerung der Auswertungsarbeit zu erreichen. Doch brachten auch diese Hilfsmittel keine wesentliche Erleichterung, da die Entnahme der vielen Werte aus den Tabellen oder das graphische Auftragen der Profile die an der Berechnung eingesparte Zeit zum größten Teil wieder ausfüllten. Vielfach entschloß man sich daher zu dem gefährlichen Ausweg, die Vermessung des Geländes möglichst einzuschränken und die Rechenarbeit durch die Verminderung der Zahl der auszuwertenden Höhenmessungen zu erleichtern. Ein derartiges Vorgehen geschieht aber stets auf Kosten der Genauigkeit, die oft so weit herabgesetzt wird, daß die Meßresultate eben noch brauchbar sind.

Es gibt aber noch eine Möglichkeit, die Auswertungsarbeit ganz erheblich zu verringern, ohne die Genauigkeit dabei herabzusetzen. Wie weiter unten noch näher gezeigt werden soll, läßt sich nämlich durch Meßgeräte, die gleich bei der Vermessung des Geländes schon die Werte der Integrale über Höhe und Entfernung direkt abzulesen gestatten, die Zahl der Ablesungen im Gelände beträchtlich vermindern und gleichzeitig die Rechenarbeit auf den fünften bis sechsten Teil herabsetzen. Die Genauigkeit wird dabei nicht beeinträchtigt; es läßt sich im Gegenteil eine Erhöhung der Genauigkeit leicht erreichen, da bei der automatisch erfolgenden Berechnung bessere Annäherungsmethoden benutzt werden können, die sonst wegen der zeitraubenden Rechnung nicht angewandt wurden.

Im folgenden soll jetzt das Gebiet in der näheren Umgebung der Drehwaage bis etwa 3 m Entfernung betrachtet werden, das gewöhnlich den größten Anteil an der Geländekorrektion liefert. Zur Vermessung dieses Gebietes wird gewöhnlich nach Einebnung der größten Unregelmäßigkeiten die Erdoberfläche durch Radien von gleichem Winkelabstand und konzentrische Kreise um den Aufstellungspunkt aufgeteilt und in den Schnittpunkten die Höhe  $h$  des Geländes über der durch den Aufstellungspunkt gehenden horizontalen Ebene ermittelt. Die Abstände der Kreise müssen dabei in der Nähe der Drehwaage eng gewählt werden und nach

außen weiter werden, da die Einwirkung der Geländeunterschiede in etwa 1 m Entfernung vom Aufstellungspunkt am stärksten ist.

Die Messung der Höhen  $h$  erfolgt in der Regel durch Auflegen einer etwa 3 m langen Latte auf die Grundplatte der Drehwaage und Ablesen der Abstände  $h$  zwischen der horizontalierten Latte und dem Erdboden mit Hilfe eines Maßstabes. Aus den abgelesenen Höhen  $h$  werden dann die an den Meßergebnissen  $W_s, W_{xy}, W_{xz}, W_{yz}$  anzubringenden Korrekturen  $w_s, w_{xy}, w_{xz}, w_{yz}$  berechnet, die bei Einführung zylindrischer Polarkoordinaten  $h, s, \alpha$  durch die Ausdrücke gegeben sind:

$$\left. \begin{aligned} w_s &= \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = -3f \int_0^{2\pi} \int_0^s \int_0^h \sigma \frac{s^3 \cos 2\alpha}{\sqrt{s^2 + (H-h)^2}^5} d\alpha ds dh, \\ 2w_{xy} &= 2 \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} = 3f \int_0^{2\pi} \int_0^s \int_0^h \sigma \frac{s^3 \sin 2\alpha}{\sqrt{s^2 + (H-h)^2}^5} d\alpha ds dh, \\ w_{xz} &= \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} = 3f \int_0^{2\pi} \int_0^s \int_0^h \sigma \frac{s^2 (H-h) \cos \alpha}{\sqrt{s^2 + (H-h)^2}^5} d\alpha ds dh, \\ w_{yz} &= \frac{\partial^2 w}{\partial y \partial z} = 3f \int_0^{2\pi} \int_0^s \int_0^h \sigma \frac{s^2 (H-h) \sin \alpha}{\sqrt{s^2 + (H-h)^2}^5} d\alpha ds dh \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$w$  ist hier das Schwerepotential aller störenden Massen,  $f$  die Gravitationskonstante,  $\sigma$  die Dichte.

Die Bedeutung der übrigen Größen ist aus Fig. 1 und 2 ersichtlich, in denen  $O$  den Aufstellungspunkt der Drehwaage und  $S$  den Schwerpunkt des Gehänges bezeichnet.  $h$  ist als Funktion von  $s$  und  $\alpha$  anzusehen.

In den Gleichungen (1) treten die folgenden zwei Integrale über  $s$  und  $h$  auf, die mit  $M(\alpha)$  und  $N(\alpha)$  bezeichnet werden mögen, da sie noch Funktionen von  $\alpha$  sind. Es ist dann:

$$\left. \begin{aligned} M(\alpha) &= 3f \int_0^s \int_0^h \frac{s^3}{\sqrt{s^2 + (H-h)^2}^5} ds dh, \\ N(\alpha) &= 3f \int_0^s \int_0^h \frac{s^2 (H-h)}{\sqrt{s^2 + (H-h)^2}^5} ds dh \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (2)$$

Zur Ausführung der Integration über  $h$  wird in allen gebräuchlichen Auswertungsformeln der Nenner der Gleichungen (2) nach Potenzen des als klein vorausgesetzten Ausdruckes

$$\frac{h^2 - 2hH}{s^2 + H^2}$$

entwickelt und die Entwicklung nach dem ersten Gliede abgebrochen, d. h. man macht die Annahme, daß  $r$  durch  $r_0$  ersetzt werden kann (Fig. 2). Unter dieser Voraussetzung nehmen die Integrale (2) die Form an:

$$\left. \begin{aligned} M(\alpha) &= 3f \int_0^s \frac{s^3 h}{\sqrt{s^2 + H^2}} ds, \\ N(\alpha) &= 3f \int_0^s \frac{s^2 h \left(H - \frac{h}{2}\right)}{\sqrt{s^2 + H^2}} ds \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3)$$

Die Ausführung der Integration über  $s$  erfolgt in den einzelnen Auswertungsverfahren auf verschiedene Weise. Da  $h$  nur an einzelnen Stellen gemessen ist, sind die Funktionen unter dem Integralzeichen nur durch eine Reihe diskreter Werte gegeben. Um die Integration ausführen zu können, nimmt z. B. Schweydar

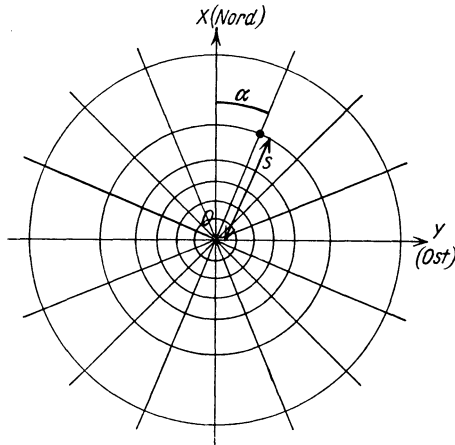


Fig. 1. Geländeeinteilung

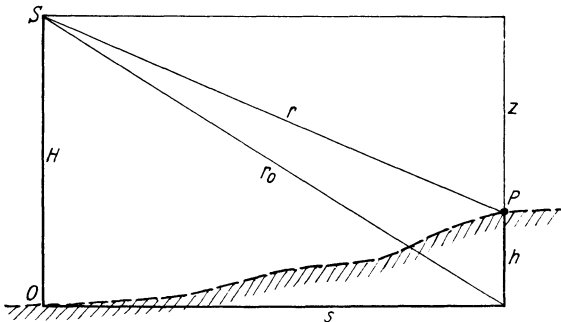


Fig. 2. Vertikalschnitt durch den Aufstellungspunkt O

in seinem ersten Verfahren zwischen je zwei gemessenen Höhen  $h$  lineare Änderung der Höhe an, während Ansel die Integrale (3) nach einem Mittelwertverfahren (Tschebyscheff oder Gauß) approximiert. Die Näherungsfunktionen sind aber bei allen Verfahren Summen von linearen oder quadratischen Funktionen der einzelnen  $h$ . Die Größen  $M$  und  $N$  werden also immer in der Form dargestellt:

$$\left. \begin{aligned} M &= \sum_1^n K_i f(h_i), \\ N &= \sum_1^n G_i \varphi(h_i) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (4)$$

wo  $K_i$  und  $G_i$  nur von der Entfernung  $s_i$  abhängige Konstanten sind. In der Praxis haben sich nur die am schnellsten auszuführenden Verfahren durchgesetzt, nämlich die, die nur lineare Funktionen der  $h$  verwenden. Die Integration über  $\alpha$  wird in allen Verfahren mit Annäherung durch Fouriersche Reihen durchgeführt.

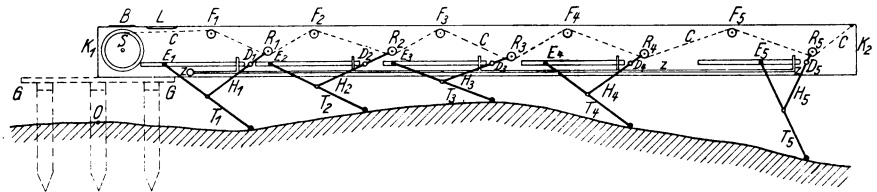


Fig. 3

Vorrichtung zur direkten Ablesung der Werte der Näherungsfunktionen für die Integrale über Höhe und Entfernung bei der Vermessung des Geländes in der Nähe der Drehwaage

Da zur Berechnung der  $M(\alpha)$  und  $N(\alpha)$  nur die auf einer Richtung liegenden Höhenmessungen benötigt werden, so liegt es nahe, für die Geländevermessung eine Vorrichtung herzustellen, die an Stelle der  $h$  gleich die Werte  $M$  und  $N$  der Integrale (2) bzw. (3) für jede Richtung  $\alpha$  im Gelände schon abzulesen gestattet, so daß an Rechenarbeit nur noch die Integration über  $\alpha$  auszuführen bleibt, also die Berechnung der Geländekorrekturen aus den Gleichungen:

$$\left. \begin{aligned} w_x &= - \int_0^{2\pi} \sigma M(\alpha) \cos 2\alpha d\alpha, & w_{xz} &= \int_0^{2\pi} \sigma N(\alpha) \cos \alpha d\alpha, \\ 2w_{xy} &= \int_0^{2\pi} \sigma M(\alpha) \sin 2\alpha d\alpha, & w_{yz} &= \int_0^{2\pi} \sigma N(\alpha) \sin \alpha d\alpha \end{aligned} \right\} \dots (5)$$

Eine Ausführungsform der Vorrichtung ist in Fig. 3 schematisch dargestellt. An Stelle der Latte wird bei der Vermessung ein schmales lattenförmiges Gehäuse  $K_1K_2$  benutzt, das auf die Grundplatte  $GG$  der Drehwaage aufgesetzt wird und auf verschiedene Weise in horizontaler Lage gehalten werden kann. An der

Unterseite des Gehäuses befinden sich Tasthebel  $T_1, T_2, \dots$ , deren freie Enden vertikal und geradlinig geführt werden. Die Tasthebel sind alle gleich lang und ihre oberen Enden  $E_1, E_2, \dots$  laufen in horizontalen Führungsschienen. In der Mitte dieser Tasthebel greifen die Hebel  $H_1, H_2, \dots$  an, die sich mit Armen von der halben Länge der Tasthebel um die in bestimmten Abständen fest am Gehäuse angebrachten Achsen  $D_1, D_2, \dots$  drehen. Die freien Enden dieser Hebel tragen in verschiedenen Abständen von den Drehpunkten  $D_1, D_2, \dots$  an der vorderen und an der hinteren Seite je eine Rolle  $R_1, R_2, \dots$  (In der Abbildung sind der besseren Übersicht halber nur die Rollen an der Vorderseite der Hebel gezeichnet.) Über die vorderen und über die hinteren Rollen läuft je ein Faden (Kette oder Darmseil)  $C$ , der von den festen Rollen  $F_1, F_2, \dots$  getragen wird. Das eine Ende jedes Fadens ist am Gehäuse befestigt, das andere Ende ist um je eine Trommel  $S$  gewickelt, auf deren Rand eine in Eötvös-Einheiten geeichte Ableseskala aufgetragen ist, die die Werte der Näherungsfunktionen für die Integrale  $M(\alpha)$  (Krümmungsgrößen) bzw.  $N(\alpha)$  (Gradienten) direkt abzulesen gestattet. Die beiden Trommeln laufen auf einer gemeinsamen Achse, und beide Skalen sind unter dem Fenster  $B$  abzulesen. Die Tasthebel werden gemeinsam nach beendeter Ablesung durch eine Zugstange  $Z$  angehoben und nach Drehung des Gehäuses in die nächste Richtung wieder herabgelassen. Die Zahl der Tasthebel kann je nach der gewünschten Genauigkeit verschieden angenommen werden. Im allgemeinen sind aber fünf Tasthebel ausreichend.

Bewegt sich der Endpunkt eines Tasthebels vertikal aufwärts, so wird der Hebelarm mit der Rolle  $R$  um die feste Achse  $D$  abwärts gedreht. Der Faden wird dadurch angezogen und die Trommel  $S$  gedreht. Da nun alle Rollen auf ein und denselben Faden wirken, zeigt die Drehung der Trommel die Summe aller Einwirkungen der einzelnen Hebel an. Die Ablesungen an der Trommel  $S$  geben also die Werte einer Summe von Funktionen der einzelnen Tasthebelhöhen wieder. Es werden daher Funktionen von der gleichen Form [Gl. (4)] dargestellt, wie sie in allen Auswertungsverfahren für die Annäherung der Integrale  $M(\alpha)$  und  $N(\alpha)$  benutzt werden. Zur Darstellung der die Summanden bildenden Funktionen der einzelnen  $h_i$  stehen bei jedem Tasthebel drei Einstellungsmöglichkeiten zur Verfügung, nämlich: 1. Änderung der Länge des die Rolle tragenden Hebelarmes. 2. Änderung des Winkels dieses Hebelarmes gegen den anderen Arm desselben Hebels. (In der Fig. 3 ist dieser Winkel zu  $180^\circ$  angenommen.) 3. Änderung der Fadenführung durch andere Anordnung der festen Rollen.

Die Länge und Richtung der die Rollen  $R$  tragenden Hebelarme und die Art der Fadenführung bestimmen sich aus den Konstanten der zugrunde gelegten Näherungsfunktion, die aber nicht mehr eine lineare Funktion der  $h$  zu sein braucht, sondern auch eine quadratische oder höhere Funktion sein kann, ohne daß die mechanische Ausführung auf prinzipielle Schwierigkeiten stoßen würde. Es können daher Näherungsfunktionen benutzt werden, durch die eine sehr große Genauigkeit erzielt wird, wie sie durch Rechnung nur unter großem Aufwand an Zeit und Arbeit erreicht werden kann.

Benutzt man z. B. für die Approximation der Integrale über  $s$  [Gl. (3)] das Verfahren von Gauß in der von Ansel\*) angegebenen Weise, so haben die Näherungsfunktionen für  $M(\alpha)$  und  $N(\alpha)$  die Form:

$$M = \sum_1^n B_i h_i, \quad N = \sum_1^n C_i \left( h_i H - \frac{h_i^2}{2} \right).$$

Die Konstanten  $B_i$  und  $C_i$  sind dabei durch die Ausdrücke gegeben:

$$B_i = \frac{3}{2} \pi f R_i s_i^3 \frac{\Delta s}{(s_i^2 + H^2)^{5/2}}, \quad C_i = \frac{3}{2} \pi f R_i s_i^3 \frac{\Delta s}{(s_i^2 + H^2)^{5/2}},$$

wo  $\Delta s$  die Breite der vermessenen Ringzone um den Aufstellungspunkt ist (hier gleich 3 m, da der innere Radius gleich Null, der äußere gleich 3 m ist) und die  $R_i$  die Gewichte der Funktionen unter den Integralzeichen [Gleichung (3)] an den gemessenen Stellen bedeuten. (Bei Benutzung dieser Formeln wird das quadratische Glied in dem Ansel'schen Ausdruck für  $N$  besser vernachlässigt, da für die hier in Frage kommenden kurzen Entfernungen das lineare Glied allein eine bessere Annäherung gibt, oder man muß das zweite noch in der Reihenentwicklung steckende quadratische Glied, das noch von  $s$  abhängt, mitberücksichtigen.)

Legt man beim Bau der Vorrichtung dieses Näherungsverfahrens zugrunde, so sind Fadenführung und Länge und Richtung der die Rollen  $R$  tragenden Hebelarme so zu wählen, daß für  $M$  lineare und für  $N$  quadratische Funktionen entstehen, deren Konstanten den Werten der  $B_i$  und  $C_i$  entsprechen müssen. Werden fünf Tasthebel gewählt, so ist in den obigen Gleichungen  $n = 5$  zu setzen. Die Abstände der fünf Drehpunkte  $D_1 - D_5$  voneinander sind aber jetzt nicht mehr willkürlich; denn bei Benutzung des Gauß'schen Verfahrens ist die Verteilung der Achsen  $D_1 - D_5$  über die ganze Länge des Gehäuses durch die fünf Wurzeln der Legendreschen Kugelfunktion fünfter Ordnung gegeben. Das Gauß'sche Verfahren gibt eine sehr gute Annäherung, da bei fünf an bestimmten Stellen gemessenen Funktionswerten eine ganze rationale Funktion neunten Grades nach dieser Methode noch genau integriert wird.

Eine noch bessere Annäherung erhält man, wenn man nicht, wie in diesem Beispiel geschehen ist, die Integrale (3) zugrunde legt, also die Voraussetzung macht, daß  $r = r_0$  gesetzt werden kann (was bei den nahen Entfernungen nur für kleine Werte von  $h$  zulässig ist), sondern in den Gleichungen (2) die Integration über  $h$  ohne Vernachlässigung durchführt. Die Ausdrücke für  $M$  und  $N$  werden dadurch etwas komplizierter; aber da die Auswertung automatisch erfolgt, entsteht dadurch keine Belastung der Rechnung. Nur die Rollenanzahl und die Hebel-längen der Vorrichtung sind anders.

Bei der üblichen Wahl von 8 bzw. 16 verschiedenen Richtungen  $\alpha$  und fünf verschiedenen Entfernungen  $s$  würden 40 bzw. 80 Ablesungen der Höhe  $h$  mit einem Maßstab nötig sein. Die Berechnung der Integrale (1) aus diesen 40

\*) Handb. d. Geophys. 6, 220.

(bzw. 80) Höhen  $h$  wird durch Benutzung der Vorrichtung zurückgeführt auf die Berechnung der Integrale (5) aus 8 (bzw. 16) direkt abgelesenen Wertepaaren  $M, N$ . Diese Rechnung ist aber bei Annäherung der Integrale (5) durch Fouriersche Reihen leicht und schnell nach dem bekannten Schema der harmonischen Analyse empirischer Funktionen auszuführen und erfordert nur den fünften bis sechsten Teil der Arbeit, die bisher für die Berechnung der Geländekorrekturen nötig war. Dabei kann die Genauigkeit der Annäherung mit Hilfe der Vorrichtung ohne Vermehrung der Rechenarbeit noch gesteigert werden.

Die mechanische Ausführung der Vorrichtung bietet keine Schwierigkeiten, da die Konstanz der Nullage nur für einige Minuten während der Vermessung eines Aufstellungspunktes verlangt wird. Bei der Vermessung der nächsten Station kann die Nullage ruhig eine andere sein, da in der nachfolgenden Rechnung alle additiven Konstanten herausfallen. Temperatureinwirkungen schaden also nichts, wenn nur während der wenigen Minuten der Messung keine großen Änderungen eintreten.

Göttingen, 5. Oktober 1932.

## Laufzeitkurve und Ausbreitung der elastischen Raumwellen im Erdinnern\*)

### I. Die Geschwindigkeit der $P$ - und $S$ -Wellen im Mantel

Von **H. Witte**, Kassel — (Mit 5 Abbildungen)

Es werden die Ergebnisse der Berechnungen der Geschwindigkeitsverteilung der Raumwellen mit der Tiefe mitgeteilt, die auf den von H. Jeffreys Januar 1932 veröffentlichten Laufzeiten für die normalen  $P$ - und  $S$ -Wellen beruhen und nach dem Herglotz-Wiechertschen Verfahren ausgeführt worden sind. Die Kurven verlaufen ziemlich glatt und lassen nur in 900 bis 1000 km und in 2600 bis 2700 km Tiefe Diskontinuitätsflächen vermuten. Gleichzeitig werden die aus dem Geschwindigkeitsverhältnis der Wellen errechneten Werte für die Poissonsche Konstante  $\sigma$  bis zu einer Tiefe von 2700 km angegeben.

§1. Januar 1932<sup>1)</sup> hat H. Jeffreys neue Laufzeiten für die  $P_n$ - und  $S_n$ -Wellen für Herdentfernungen bis zu  $107.5^\circ$  bekannt gegeben. Diese unterscheiden sich von den bislang bekannten in charakteristischer Weise. Die Fig. 1 und 2\*\*) zeigen nämlich, daß die neuen Laufzeiten fast durchweg kürzer als die

\*) Dieser Vortrag, dessen erster Teil sich mit Untersuchungen von H. Witte befaßte (Göttinger Nachrichten, Math.-phys. Klasse 1932, S. 199—241), wurde von H. Jung-Göttingen gehalten, das Referat des ersten Teils hat H. Witte selbst übernommen.

\*\*) Diese Abbildungen sowie die folgenden sind der erwähnten, in den Göttinger Nachrichten erschienenen Arbeit: „Beiträge zur Berechnung der Geschwindigkeit der Raumwellen im Erdinnern“ entnommen.

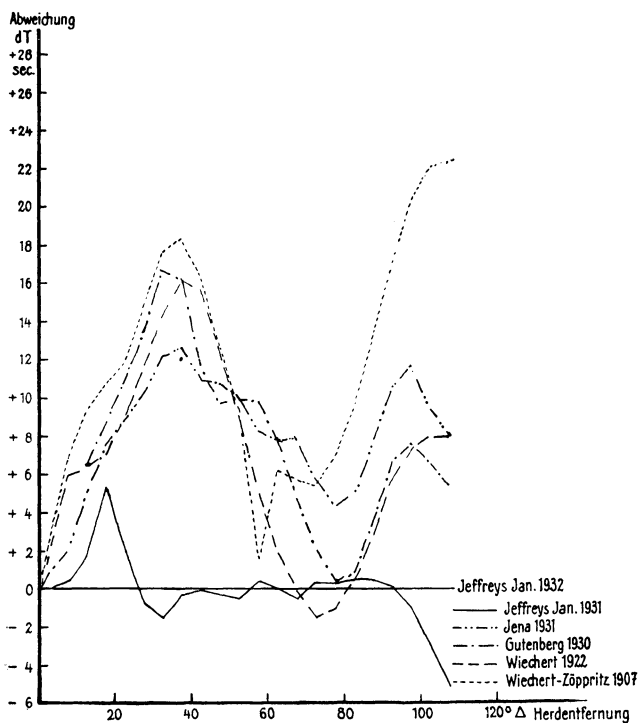


Fig. 1. Abweichungen verschiedener Laufzeiten für die normale P-Welle von den von H. Jeffreys Januar 1932 veröffentlichten

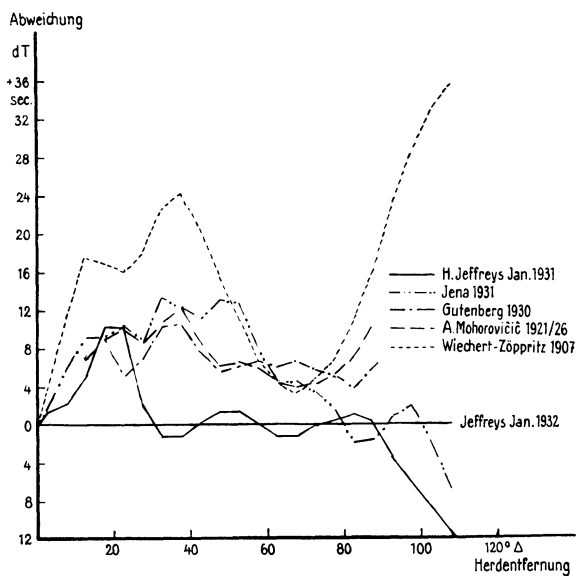


Fig. 2. Abweichungen verschiedener Laufzeiten für die normale S-Welle von den von H. Jeffreys Januar 1932 veröffentlichten



bisherigen sind. Dabei betragen die Abweichungen für Herdentfernungen zwischen  $35^{\circ}$  und  $40^{\circ}$  für die normale  $P$ -Welle mindestens etwa 12 sec, für  $S_n$  etwa 9 sec; bei Herdentfernungen zwischen  $70^{\circ}$  und  $80^{\circ}$  sind dieselben am kleinsten, ungefähr gleich Null bzw. — 2 sec. Bei noch größeren Entfernungen gehen die Laufzeiten wieder auseinander\*).

Die Erörterung der Gründe für diese Erscheinung soll zurückgestellt werden. Fest steht, daß die Zeiten das Ergebnis einer sorgfältigen Mittelung von 85 Erdbenaufzeichnungen aus der Zeit vom Januar 1923 bis März 1927 darstellen. Diese wurden dem International Seismological Summary entnommen. Jedes irgendwie anormal erscheinende Beben, sei es, daß z. B. eine größere Herdtiefe oder Doppelstöße vermutet werden konnten, wurde von der Bearbeitung nach einer auf H. Turner zurückgehenden statistischen Methode ausgeschlossen. In den Jeffreysschen Zeiten hätten wir mithin wohl sogenannte mittlere Laufzeiten vor uns.

Die Fragen, die uns interessierten, waren: 1. wie ändert sich die Geschwindigkeitsverteilung mit der Tiefe gegenüber der bereits bekannten infolge der eben festgestellten Abweichungen der Jeffreysschen Laufzeiten von den früheren? 2. in welchem Maße zeigt die neue Geschwindigkeitsverteilung noch eine Feinstruktur? Man könnte annehmen, daß nur aus einer mittleren Laufzeitkurve, falls man von einer solchen, nach dem, was man über ihre Existenz weiß, überhaupt sprechen darf, die wirklich vorhandenen großen Diskontinuitätschichten des Erdmaterials erkannt werden. Oder wird nicht vielleicht jeglicher Unterschied verwischt werden?

§ 2. Die Jeffreysschen Laufzeiten sollen nach dem Herglotz-Wiechertschen Verfahren bearbeitet werden, und zwar nur nach demselben. Es soll nicht der Weg von B. Gutenberg eingeschlagen werden, der die letzte uns bekannte Geschwindigkeitsverteilung<sup>2)</sup> nicht nur aus Laufzeiten, den von A. Mohorovičić 1921 veröffentlichten, sondern auch aus den Energieverhältnissen der direkten und einfach reflektierten Raumwellen bestimmt hat.

Da die Laufzeiten von H. Jeffreys sich auf eine mittlere Herdtiefe beziehen, müssen sie noch auf  $h = 0$  reduziert werden. Diese Rechnung kann zur Zeit noch nicht exakt genug durchgeführt werden, da wir die mittlere Tiefe des Herdes und den Abstand von der  $P_n$ -Schicht mit der erforderlichen Genauigkeit noch nicht angeben können. Zudem hat sich gezeigt, daß der absolute Betrag der Korrektionsglieder innerhalb der Unsicherheit liegt, mit der die unmittelbaren Laufzeiten angegeben worden sind. Daher kann vorläufig von einer Umrechnung Abstand genommen werden.

Das Ergebnis der Rechnungen zeigen die Fig. 3 und 4. Aus den Daten für  $v_1$  und  $v_{1r}$  ist noch die Poissonsche Konstante  $\sigma$  für Tiefen bis zu 2700 km errechnet

---

\*) In einer brieflichen Mitteilung deutet Jeffreys an, daß innerhalb des Gebietes  $\Delta = 20^{\circ}$  bis  $40^{\circ}$  die Laufzeiten wahrscheinlich noch kleiner (bis zu 8 sec) sein werden.

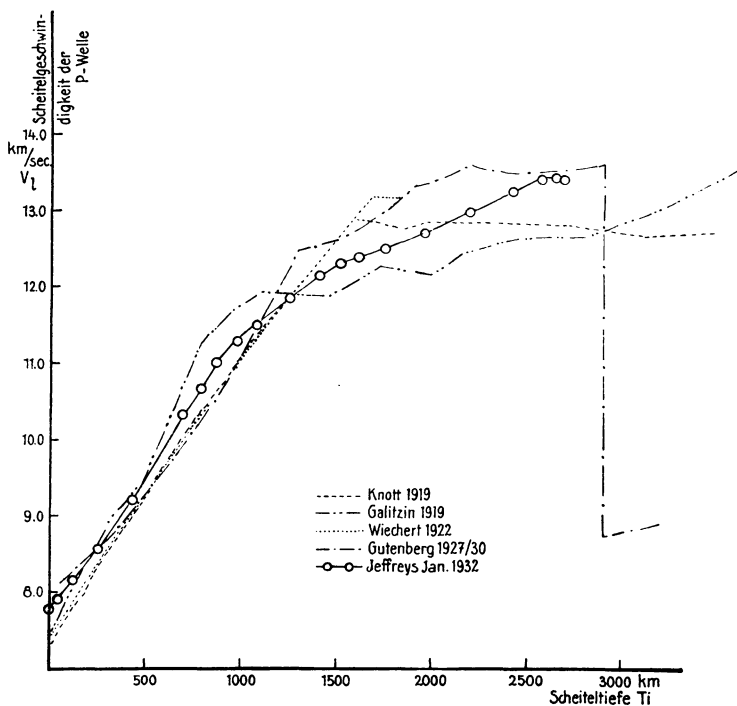


Fig. 3. Scheitelgeschwindigkeit der  $P$ -Welle als Funktion der Scheiteltiefe  $T_f$

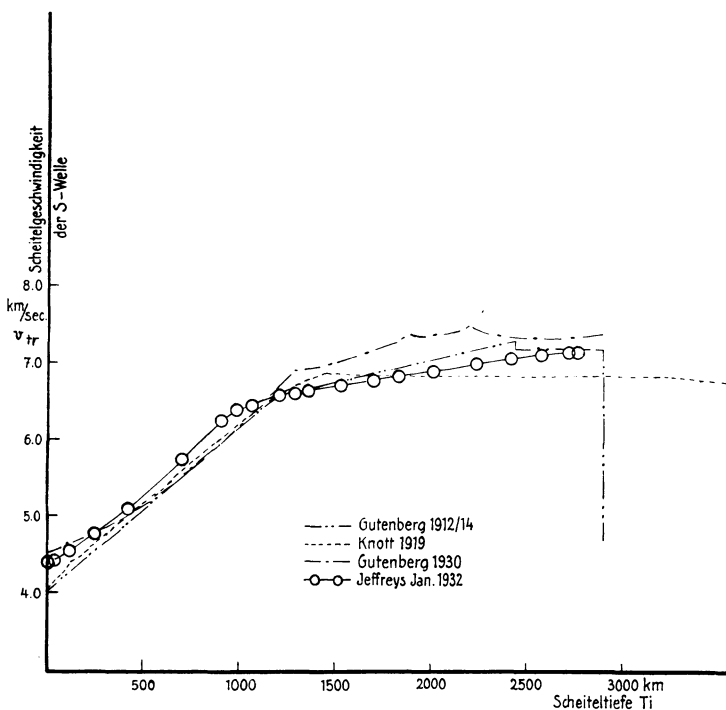


Fig. 4. Scheitelgeschwindigkeit der  $S$ -Welle als Funktion der Scheiteltiefe  $T_f$

worden (s. Fig. 5). Das Ende der  $v$ -Kurven ist durch das Ende der Laufzeitkurven bedingt, genauer gesagt, durch den Übergang derselben bei  $\Delta = 92.5$  bzw.  $97.5^\circ$  in Laufzeitgeraden.

Um über den Grad der Genauigkeit der Resultate einen Anhalt zu bekommen, wurden die Laufzeiten nach bestimmten Gesichtspunkten geändert, die Zeichnungen und Rechnungen wiederholt. Die Größe der Kreise um die einzelnen Punkte der Fig. 3 und 4 gibt den wahrscheinlichen Fehler an. Mit Ausnahme der Herdentfernungen zwischen  $17.5^\circ$  und  $27.5^\circ$  sind die Ergebnisse bis auf 1% zuverlässig. In dem genannten Bezirk muß dagegen mit einigen Prozenten Fehler gerechnet werden wegen erhöhter Unsicherheit bei der Differentiation der Lauf-

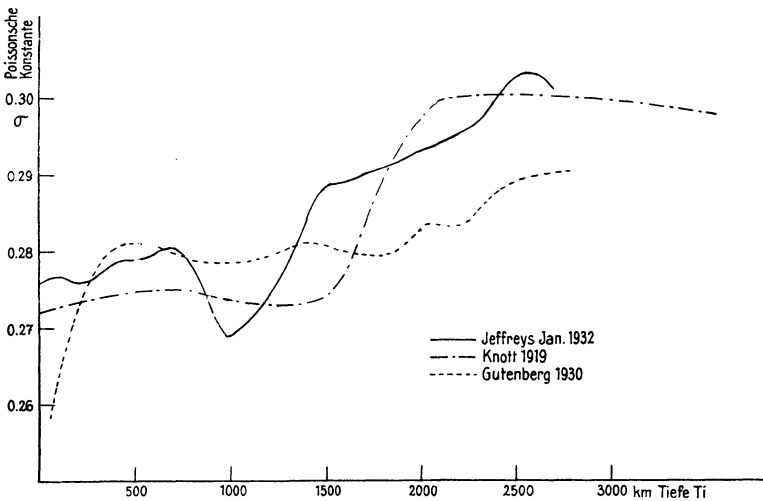


Fig. 5. Wert der Poissonschen Konstanten  $\sigma$  im Erdmantel

zeitkurven. Auch der Einfluß der Abplattung der Erde ist bedacht worden. Übrigens wurden die Rechnungen auch für die Januar 1931 von H. Jeffreys veröffentlichten Laufzeitkurven ausgeführt, die sich von den späteren (vgl. Fig. 1 und 2) bei  $\Delta = 20^\circ$  sogar um 5 bzw. 9 sec unterscheiden. Trotzdem ist das Ergebnis im fraglichen ersten Drittel der Kurve um höchstens 3% geändert worden.

§ 3. Die von B. Gutenberg festgestellten zahlreichen Zacken der Geschwindigkeitskurve sind verschwunden. Dafür tritt wie bei der von B. Galitzin<sup>3)</sup> 1919 veröffentlichten eine bei der  $S$ -Welle noch besser als bei der  $P$ -Welle ausgeprägte rasche Änderung der Neigung in einer Scheiteltiefe von 900 bis 1000 km ein. Im übrigen liegen die Werte für  $v$  fast durchweg innerhalb der von anderen Autoren berechneten.

Fassen wir zusammen: Trotz großer Differenzen in den einzelnen Laufzeiten wird eine Geschwindigkeitsverteilung mit der Tiefe ermittelt, die nur um maximal

7% von der bisher bekanntgewordenen abweicht. Trotz Verdeckung von gewissen bisher aufgefundenen Diskontinuitätsschichten lassen beide Kurven doch die Hauptschichtgrenzen erkennen: die Kerngrenze, allerdings hier bei 2600 bis 2700 km Tiefe, und die bislang in 1200 km vermutete Grenze jetzt zwischen 900 und 1000 km.

Sehen wir von dem Knick bei 900/1000 km ab, so können wir in den Kurven die einer mittleren Laufzeitkurve entsprechende mittlere Geschwindigkeitsverteilung erblicken.

Zusatz: H. Witte beschäftigt sich in der referierten Arbeit außer mit der Neuberechnung der Geschwindigkeiten der *P*- und *S*-Wellen noch mit den Bedingungen, die irgendeine gegebene Laufzeitkurve von Raumwellen erfüllen muß, wenn es möglich sein soll, mit ihrer Hilfe mittels des Wiechert-Herglotzschen Verfahrens die Geschwindigkeitsverteilung mit der Tiefe zu berechnen. Witte kommt dort u. a. zu dem Ergebnis, daß die vorliegende Laufzeitkurve stetig gekrümmt sein muß. In der weiteren Diskussion (briefliche Mitteilung) bemerkt Fräulein I. Lehmann-Kopenhagen hierzu, daß diese Bedingung zu scharf gefaßt ist, daß vielmehr eine stückweise stetige Krümmung der Laufzeitkurve ausreicht, um die Anwendbarkeit der Wiechert-Herglotzschen Methode sicherzustellen. So interessant an sich eine endgültige Lösung dieses Problems sein mag, so ist dennoch die spezielle Frage nach der vollkommenen oder stückweisen Stetigkeit der Laufzeitkurve für die Praxis der Geschwindigkeitsberechnung nur von untergeordneter Bedeutung, da die Laufzeitkurve punktweise gegeben ist und man durch diese Punkte innerhalb der Fehlergrenze stets eine vollkommen stetig gekrümmte Kurve legen kann. H. Jung.

#### Literatur

<sup>1)</sup> H. Jeffreys: Monthly Not. Geophys. Suppl. II, 329 und 399 (1931); L. I. Comrie und H. Jeffreys: ebenda, Suppl. III, 10 (1932).

<sup>2)</sup> B. Gutenberg: Gerlands Beitr. z. Geophys. **17**, 356 (1927); Handb. d. Geophys. IV, 1 (1929).

<sup>3)</sup> B. Galitzin: Compt. rend. des Séances de la Com. sism. perman. Petrograd VII, 2 (1919).

## II. Über das Auftreten eines Kernschattens bei den normalen *P*-Wellen

Von **Heinrich Jung**, Göttingen

E. Wiechert\*) hat gezeigt, daß die bekannte Erscheinung des Kernschattens auftritt, wenn an der Kerngrenze die Geschwindigkeit der Raumwellen sprunghaft abnimmt. In einer kurzen Bemerkung sagt er außerdem, daß, wenn die Geschwindigkeitsabnahme nicht sprunghaft erfolgt, sondern „stetig, wenn auch ziemlich heftig, in einer Übergangsschicht stattfindet“, der Kernschatten derart aufgehellt wird, daß in das bisherige Schattengebiet schwache Energie eindringt,

\*) E. Wiechert: Über Erdbebenwellen I, Göttinger Nachrichten 1907, § 25.

die von den normalen *P*-Wellen herrührt und nichts mit den bekannten am Kern gebeugten Wellen zu tun hat. Die nähere Untersuchung dieses Problems führte jedoch auf unlösbare Widersprüche, die sich nur durch die Annahme beseitigen ließen, daß die von Wiechert geäußerte Ansicht über die Aufhellung des Kernschattens nicht in allen Fällen zutreffend ist. Es gelang in der Tat, aus angenommenen stetigen Geschwindigkeitsverteilungen (ohne sprunghafte Abnahme) Laufzeitkurven zu berechnen, die das Kernschattenphänomen in aller Schärfe und ohne jegliche Aufhellung zeigen. Man kann also nicht allein aus dem Auftreten eines Kernschattens auf eine sprunghafte Abnahme der Geschwindigkeit der *P*-Wellen an der Kerngrenze schließen.

Für die Erforschung des Erdinnern erweist sich eine Weiterbehandlung der Kernschattenfrage als äußerst wichtig. Daher wurden die diesbezüglichen Arbeiten nach der Leipziger Tagung fortgesetzt. Das jetzt vorliegende endgültige Ergebnis wird demnächst in ausführlicher Darstellung veröffentlicht.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Oktober 1932.

## Beobachtung von Sprengungen in drei Komponenten

Von **H. K. Müller**, Göttingen — (Mit 1 Abbildung)

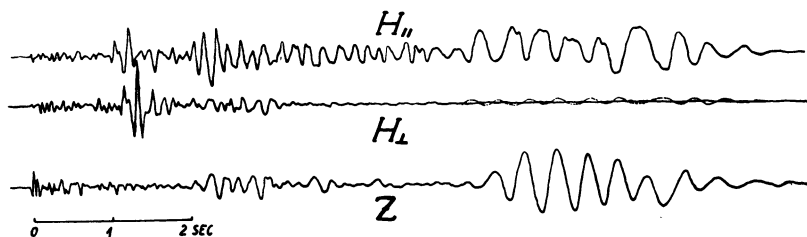
1. Prüfung der Seismographen. Besonders die Horizontalapparatur wurde einer eingehenden Untersuchung unterworfen. Sie erwies sich frei von schädlichen Eigenschwingungen in dem untersuchten Bereich von  $T = 0.005$  sec bis  $T = 0.500$  sec. Die Vergrößerung wurde mit Hilfe von drei verschiedenen Methoden ermittelt. Die Vergrößerung für die Perioden im Bereich von  $T = 0.03 - 0.32$  sec mit zwei dynamischen, und zwar mit Schwungrad\*) und mit Schütteltisch\*\*). Die erhaltenen Vergrößerungskurven stimmen gut untereinander und auch mit der theoretischen Kurve überein. Außerdem wurde mit den drei Methoden eine systematische Abhängigkeit der Vergrößerung von der Amplitude festgestellt, deren absoluter Betrag bis zu 30% ausmachen kann, also bei Amplitudenbetrachtungen wohl zu berücksichtigen ist. Sie ist hauptsächlich durch den Übertragungsmechanismus auf den Spiegel bedingt. Es wurde deshalb weiter der Einfluß der Fadenspannung auf die Vergrößerung untersucht. Das hierfür günstigste Verhältnis von Spiegelachsendurchmesser und Fadendicke wurde ermittelt. Zuletzt wurde noch die Empfindlichkeit des Vertikalseismographen für Horizontalbewegungen, und umgekehrt die der Horizontalseismographen für Vertikalbewegungen ermittelt.

\*) R. Köhler: Eine neue Methode der Seismographenprüfung. Zeitschr. f. Geophys. 8, 1/2 (1932).

\*\*) A. Ramspeck: Eine Schüttelplatte zur Untersuchung von Seismographen. Ebenda.

Die Zuverlässigkeit der Seismographen erwies sich auch aus einer Versuchsserie von sechs Schüssen, bei der Ladung, Sprengort und Beobachtungsentfernung ( $\Delta = 150$  m) unverändert beibehalten wurden. Die beiden Horizontalseismographen, die stets senkrecht zueinander standen, wurden indessen nach jeder Sprengung um  $30^\circ$  bzw.  $45^\circ$ , insgesamt um  $180^\circ$  gedreht. Aus den Aufzeichnungen der beiden Horizontalseismographen wurde für jeden Schuß die horizontale Bodenbewegung konstruiert. In allen wesentlichen Einzelheiten war diese stets dieselbe. Die Bodenbewegungen waren also reproduzierbar und die Apparate zuverlässig.

2. Beobachtungen. Die 3-Komponentenbeobachtungen auf dem Rhône-gletscher ergaben schon früher eine Abweichung des Azimuts von  $P$  von der Schußrichtung um rund  $35^\circ$  und einen zu großen Emergenzwinkel. Auch wurden Oberflächenwellen beobachtet, die auf Grund ihrer Amplituden und Geschwindigkeit als Rayleighwellen gedeutet werden konnten.



*Sprengung Nieder-Ofleiden, 8.6.32.  
 $\Delta = 5,8$  km. Ladung = 750 kg.*

Fig. 1

Bei dem auf dem Hainberg bei Göttingen im oberen Muschelkalk abgeschossenen Profil und auch bei einzelnen Schüssen wurden gleichfalls Abweichungen der ersten Bodenbewegung von  $P$  von der Schußrichtung festgestellt. Der Emergenzwinkel ergab sich größer als bei streifender Inzidenz zu erwarten war. Die Laufzeitkurve war gekrümmt und zeigte bis  $\Delta = 150$  m eine kontinuierliche Geschwindigkeitszunahme an.

Wie beim Eis so wurden auch im Muschelkalk und bei der Registrierung einer Steinbruchsprengung auf Basalt in fast 6 km Entfernung Oberflächenwellen beobachtet. Fig. 1 gibt die Bodenbewegung bei der Steinbruchsprengung wieder, und zwar als wahre Bodenbewegung, d. h. alle Perioden mit derselben Vergrößerung. Bei den Sprengungen im Muschelkalk und bei der Steinbruchsprengung weisen das Amplitudenverhältnis von  $Z/H$  und die Geschwindigkeit dieser Oberflächenwellen auf Rayleighwellen hin. Außerdem traten reine Querschwingungen ohne Vertikalkomponente auf.

Eine eingehende Erörterung dieser Feststellungen wird demnächst folgen.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Oktober 1932.

## Die Resonanzmethode als Hilfsmittel bei seismischen Untersuchungen

Von **R. Köhler**, Göttingen — (Mit 6 Abbildungen)

Mit einer Resonanzmethode werden die schwach gedämpften Eigenschwingungen des Deckgebirges in Göttingen gemessen. Die geringe Dämpfung hat zur Folge, daß die in den Göttinger Nahbebenseismogrammen auftretenden Perioden in der Hauptsache solche Eigenschwingungen sind.

Die Untersuchungen, über die ich berichten möchte, sind ein Versuch, Gesetzmäßigkeiten aufzufinden für die bei Erdbeben und Sprengungen auftretenden Perioden der Bodenbewegung. Die Laufzeitmethode hat gezeigt, daß die elastischen Eigenschaften des Bodens sich im allgemeinen nicht kontinuierlich mit der Tiefe ändern, sondern daß ausgesprochene Diskontinuitäten vorhanden sind. Es ist zu erwarten, daß diese oft horizontalen Schichtgrenzen die Grenzbedingungen sind für freie Eigenschwingungen des Untergrundes, die man in der Seismik als Schichtschwingungen bezeichnet. Ich stelle mir im folgenden die Aufgabe, festzustellen, ob solche Eigenschwingungen des Untergrundes in den Göttinger Seismogrammen von Nahbeben und Sprengungen von Bedeutung sind.

Vorbedingung für eine solche Untersuchung ist, daß die benutzten Seismographen die Bodenbewegung formgetreu abbilden. Bei meinen Messungen habe ich folgende Apparate benutzt: Erstens das Göttinger 17-Tonnen-Pendel, und zwar sowohl in Ruß registrierend, wo die Vergrößerung 2000 beträgt, als auch optisch registrierend, mit 20000facher Vergrößerung. Ferner zweitens einen tragbaren Horizontalseismographen, eine Konstruktion von E. Wiechert, die so umgebaut worden ist, daß die Eigenperiode eine Sekunde, die Vergrößerung 9000 beträgt. Die Aufzeichnungen dieser Apparate in dem hier untersuchten Periodenbereich von 0.2 bis 0.8 sec sind perioden- und amplitudengetreu, wie mehrfach durchgeführte experimentelle Prüfungen gezeigt haben. Zur Prüfung und Eichung diente die in der Zeitschrift für Geophysik\*) von mir beschriebene Schwungradmethode, bei der ein Schwungrad mit Exzenter an dem zu untersuchenden Schwinger angebracht wird. Wird das Schwungrad durch einen Schnurzug in Rotation versetzt, so beginnt das ganze System — z. B. die Seismographenmasse samt Schwungrad — unter dem Einfluß der wirkenden Zentrifugalkräfte zu schwingen, und zwar mit kontinuierlich wachsender Periode, der allmählich langsamer werdenden Rotation des Schwungrades entsprechend. Die jeweiligen Amplituden, als Funktion der zu ihnen gehörigen Periode aufgetragen, ergeben die Resonanzkurve des Schwingers, oder besser gesagt eine Resonanzkurve des Schwingers; denn je nach den aufgeprägten Kräften ergibt sich eine verschiedene Resonanzkurve.

\*) R. Köhler: Zeitschr. f. Geophys. 8, 74—84 (1932).

Genau die gleiche Resonanzmethode benutze ich nun, um die Eigenperioden des Göttinger Untergrundes zu messen. Das Schwungrad wird durch eine große Maschine ersetzt, und zwar durch eine solche Maschine, die dem Boden genau die gleichen Kräfte aufprägt wie ein großes Schwungrad mit Exzenter. Die beim Anlaufen oder Auslaufen der Maschine auftretenden Bodenamplituden werden als Funktion der Periode aufgetragen und ergeben dann unmittelbar die Resonanzkurve des Untergrundes. Bei meinen Versuchen konnte ich eine Maschine benutzen, die der Lagerversuchsabteilung der Reichsbahn in Göttingen gehört und zu verabredeten Zeiten eingeschaltet wurde. Ich bin für diese liebenswürdige Bereitwilligkeit der Lagerversuchsabteilung, insbesondere Herrn Reichsbahnrat Kunze, zu großem Dank verpflichtet.

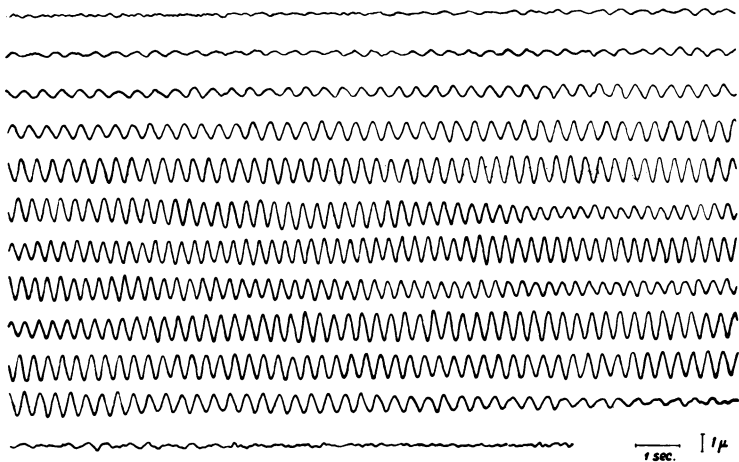


Fig. 1. Registrierung der Bodenbewegungen  
in 300 m Entfernung beim Anlaufen und Auslaufen einer Maschine

Fig. 1 gibt die Registrierung der Bodenbewegungen, die beim Anlaufen und Auslaufen der Versuchsmaschine in 300 m Entfernung erzeugt wurden. Der Beginn einer Zeile schließt sich unmittelbar an das Ende der vorhergehenden an. Sieht man von den unregelmäßigen Bodenbewegungen ab, die nicht von der Versuchsmaschine herrühren und der eigentlichen Resonanzkurve überlagert sind, so sind die Bodenbewegungen beim Anlaufen und Auslaufen der Maschine sehr regelmäßig und sehr nahe sinusförmig.

Fig. 2 gibt zwei Resonanzkurven in 480 und 590 m Entfernung. Beide Stationen liegen in einer Linie mit dem Standort der Maschine. An beiden Stationen ist die gleiche Komponente der Bodenbewegung registriert worden. Die Resonanzkurven unterscheiden sich im wesentlichen nur durch die verschieden großen Amplituden. Sie beweisen die Reproduzierbarkeit und die Geländeunabhängigkeit der Resonanzkurven. Der Untergrund hat eine ausgesprochene Eigenperiode bei



0.315 sec. Eine zweite ist bei 0.34 sec angedeutet. Sie ist bei Drehung des Seismographen um  $90^\circ$  deutlich vorhanden. Die Stationen liegen im Leinetal diesseits und jenseits der Leine. Das Überschreiten des Leinebettes verändert die Eigen-

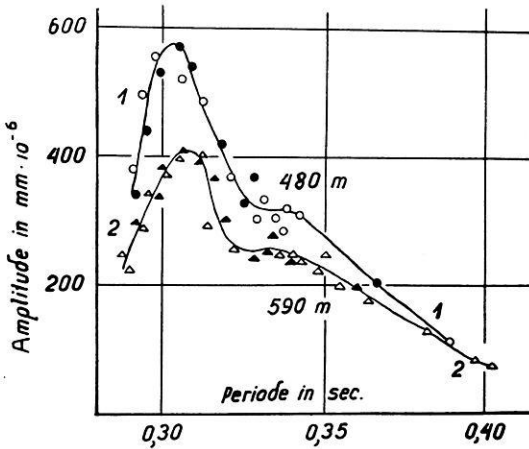


Fig. 2

Resonanzkurven des Untergrundes in 480 m und 590 m Entfernung von der Maschine

$\Delta$   $\circ$  Meßpunkte beim Anlaufen,  $\blacktriangle$   $\bullet$  Meßpunkte beim Auslaufen der Maschine

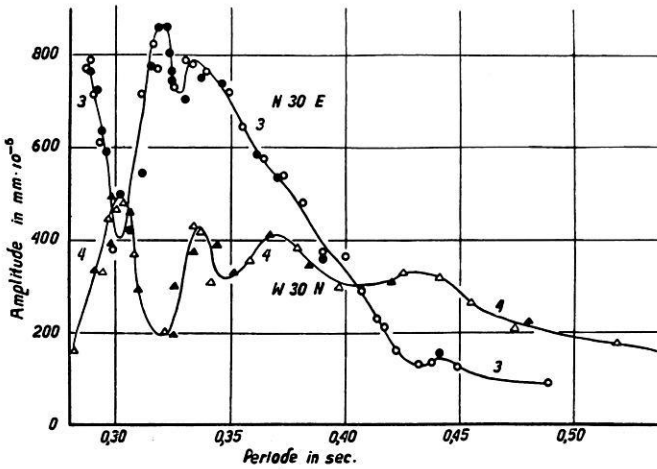


Fig. 3. Resonanzkurven des Untergrundes in 300 m Entfernung von der Maschine

$\Delta$   $\circ$  Meßpunkte beim Anlaufen,  $\blacktriangle$   $\bullet$  Meßpunkte beim Auslaufen der Maschine

perioden des Untergrundes nicht wesentlich. Der Periodenbereich  $< 0.28$  sec konnte von der Versuchsmaschine nicht gefahren werden.

In Fig. 3 ist Resonanzkurve 3 die Auswertung von Fig. 1. Resonanzkurve 4 gibt die dazu senkrechte Komponente der Bodenbewegung. Das Hauptresonanz-

maximum und damit die hauptsächlich in Erscheinung tretende Eigenperiode des Untergrundes liegt bei 0.32 sec (siehe Fig. 3, Kurve 3). Wie man aus den beiden Kurven sieht, dreht die Schwingungsebene der Bodenbewegung sich gesetzmäßig mit der Periode. Bei 0.30 sec haben die beiden Kurven gleiche Amplitude. Die Schwingung erfolgt unter  $45^{\circ}$  zu den beiden Komponenten des Seismographen. Bei 0.32 sec dagegen erfolgt sie fast ausschließlich in der Komponente N  $30^{\circ}$  E. Man sieht außerdem, daß die Resonanzkurven 3 und 4 und damit die Lage der

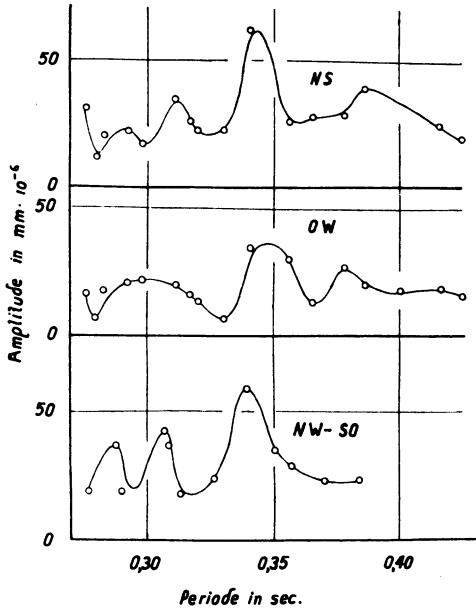


Fig. 4. Resonanzkurven des Untergrundes im Erdbebenhaus

Schwingungsebene für eine bestimmte Periode weitgehend unabhängig davon sind, ob die Maschine an- oder ausläuft.

Fig. 4 zeigt die Resonanzkurven des Untergrundes im Erdbebenhaus des Geophysikalischen Instituts in Göttingen, in 3 km Entfernung von der Maschine. Die Nord—Süd- und Ost—West-Komponente sind mit dem 17-Tonnen-Pendel, die Nordwest—Südost-Komponente mit dem tragbaren Horizontalseismographen in einem Nachbargebäude aufgenommen. Die Messungen mit verschiedenen Apparaten bestätigen sich innerhalb der Fehlergrenzen. Die Haupteigenperiode des Untergrundes liegt bei 0.34 bis 0.345 sec, außerdem sind noch andere, weniger ausgeprägte Eigenschwingungen vorhanden, bei 0.29, 0.315, 0.38 bis 0.40 sec.

Es erhebt sich nun die Frage: Haben die so festgestellten Eigenschwingungen des Göttinger Untergrundes eine wesentliche Bedeutung für die Erdbebenaufzeichnungen der Göttinger Station? Zur Prüfung dieser Frage habe ich in einer Reihe von Nahbebenseismogrammen alle regelmäßigen, sinusförmigen Perioden — und nur diese — mit einem Mikrokomparator ausgemessen und ihre Häufigkeit ausgezählt. Fig. 5 gibt einige Beispiele.

Es handelt sich um 22 Voigtlandbeben 1908, 6 Voigtlandbeben 1929, 2 Rheinlandbeben und eine Sprengung bei Ypern. Es sind alle gemessenen Werte eingetragen, bis auf 4 bei den Voigtlandbeben 1908 und 3 bei den Rheinlandbeben, die aus Gründen der Raumersparnis fortgelassen wurden. Diese Perioden sind größer als 0.44 sec. Da nur Seismogramme der Nord-süd-Komponente vorlagen, so ist außerdem die Nordsüd-Komponente der Resonanzkurve eingetragen, und zwar ist die Resonanzkurve bei den Voigtland-

beben um 0.01 sec nach rechts verschoben. Man sieht, daß die Maxima der Periodenhäufigkeit gut mit den Resonanzmaxima übereinstimmen, obwohl die Unterschiede zwischen den Eigenperioden des Untergrundes oft nur wenige Hundertstel Sekunden betragen. Daß die Maxima der Periodenhäufigkeit bei den Voigtlandbeben bei etwas größeren Perioden liegen als in den anderen Fällen, ist vielleicht dadurch bedingt, daß der Untergrund bei den Voigtlandbeben aus östlicher Richtung, in allen anderen Fällen, also auch im Fall der Resonanzkurve, aus westlicher Richtung angeregt wird.

Jedenfalls zeigt sich, daß alle regelmäßigen Perioden in Nahbebenseismogrammen restlos durch Eigenschwingungen des Untergrundes in der Nähe der

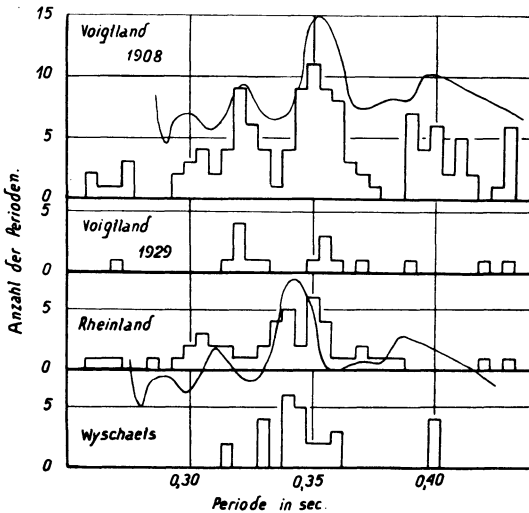


Fig. 5

Periodenhäufigkeit bei Nahbeben und Sprengungen, verglichen mit der Resonanzkurve

Station erklärt werden können. Diese Eigenschwingungen sind schwach gedämpft, wie aus der großen Steilheit der Resonanzmaxima hervorgeht. Das Dämpfungsverhältnis beträgt 1.1 bis 1.5.

Was die Ausdehnung des zu Eigenschwingungen angeregten Untergrundes betrifft, möchte ich vermuten, das es sich um die gesamte Schichtenfolge des Deckgebirges vom Zechstein bis zum Muschelkalk handelt, die in Göttingen etwa 2 km dick ist. Für diese Vermutung sprechen folgende Argumente.

Erstens. Maschinenschwingungen der oben untersuchten Art konnten von Mintrop\*) und Bornitz\*\*) bis in Tiefen von 400 bzw. 530 m beobachtet

\*) L. Mintrop: Über die Ausbreitung der von den Massendrücken einer Großgasmaschine erzeugten Bodenschwingungen. Diss. Göttingen 1911.

\*\*) G. Bornitz: Über die Ausbreitung der von Großkolbenmaschinen erzeugten Bodenschwingungen in die Tiefe. J. Springer, Berlin 1931.

werden. Die Knotenfläche der freien Schwingung dürfte daher noch erheblich tiefer liegen.

Zweitens. In Jena hat das Deckgebirge ungefähr die gleiche Mächtigkeit wie in Göttingen. Dementsprechend fallen auch die regelmäßigen Perioden bei Nahbeben kleiner Herddistanz fast ganz in den gleichen Periodenbereich wie in Göttingen, nämlich in das Intervall 0.26 bis 0.43 sec.

Drittes Argument. Im nördlichen Alpenvorlande ist das Deckgebirge von größerer Mächtigkeit, da dem Muschelkalk die gesamte Juraformation und noch andere jüngere Sedimente aufgepackt sind. Infolgedessen sind größere Eigenperioden des Untergrundes zu erwarten als in Göttingen und Jena, wenn meine Arbeitshypothese richtig ist. Die Untersuchung von Beben, die in Zürich registriert wurden, ergab, daß bei 0.6 sec eine ausgesprochene Häufigkeitsstelle der Perioden liegt, dagegen nur wenige Perioden in den Bereich 0.2 bis 0.5 sec fallen.

Noch ein weiteres Argument spricht dafür, daß die Eigenperioden des Göttinger Untergrundes von 0.3 bis 0.4 sec dem Deckgebirge zuzuordnen sind.

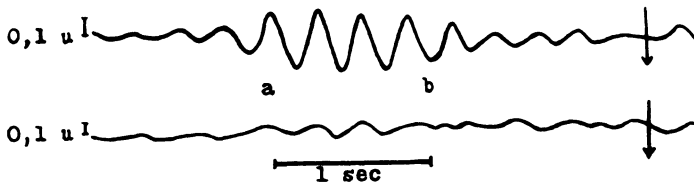


Fig. 6. Eigenschwingung des Untergrundes in Göttingen, angeregt durch eine Steinbruchsprengung in Menden (Westfalen). Einsatz der Longitudinalwellen, die durch das Deckgebirge gelaufen sind.

↓ Obere Kurve: Bodenbewegung nach Westen  
 ↓ Untere „ : „ „ „ Osten

Die nächstgrößere Eigenperiode des Göttinger Untergrundes liegt nämlich bei 1.2 sec. Sie ergibt sich aus den Kurven der Periodenhäufigkeit mit großer Sicherheit und Genauigkeit. Nahbeben aus Bologna und Fernbeben aller Herddistanzen regen sie in gleicher Weise an. Die Untersuchungen über diese Eigenperiode sind noch nicht abgeschlossen, doch läßt sich mit Sicherheit sagen, daß in Jena, Potsdam und Zürich bevorzugte Untergrundeigenperioden von ebenfalls genau 1.2 sec vorhanden sind. Die zugehörige Schicht hat also in ganz verschiedenen Teilen Deutschlands die gleiche Eigenperiode, folglich auch die gleiche Mächtigkeit. Sie muß daher erheblich dicker sein als das Deckgebirge.

Auf jeden Fall aber hat der Untergrund, dessen Eigenschwingungen mit der Resonanzmethode angeregt wurden — ganz einerlei, ob es sich nun um das Deckgebirge handelt oder ob meine Vermutung falsch ist —, eine ganz beträchtliche Ausdehnung.

Man kann die in Frage kommende Schicht des Untergrundes als einen Seismographen ansehen, der auf basaltischem und granitischem Gesteinsmaterial steht und dessen Bewegungen aufzeichnet, jedoch verzerrt und mit Eigenschwingungen

überlagert. Die geringe Dämpfung hat zur Folge, daß bei Nahbeben und Sprengungen die einmal angeregten Eigenschwingungen nur langsam abklingen. Fig. 6 belegt beispielmäßig diese Tatsache. Es handelt sich um die Registrierung einer Steinbruchsprengung. Herd: Menden in Westfalen. Beobachtungsort: Göttingen. Die benutzten Seismographen sind stark gedämpft und bilden formgetreu ab. Die durch das Deckgebirge gelaufenen Longitudinalwellen haben die 0.29 sec Eigenperiode des Göttinger Untergrundes angeregt. Von *a* bis *b* haben wir die ungestört abklingende Eigenschwingung vor uns. Die Berechnung des Dämpfungsverhältnisses aus aufeinander folgenden Amplituden ergibt den sehr geringen Wert von 1.06 im Mittel.

Die Schwingungsebene bildet im Intervall *a* bis *b* einen Winkel von 20° bis 30° mit der Richtung Herd—Station. Sie liegt etwa W 25° N. Das natürliche Azimut der Eigenschwingungen dagegen liegt nach den Resonanzversuchen ungefähr W 45° N. Die durch die Sprengung angeregte Eigenschwingung 0.29 sec erfolgt also weder im Herdazimut noch in ihrem natürlichen Azimut, sondern in einer Zwischenrichtung.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Oktober 1932.

## Zusammenhang zwischen Boden- und Gebäudeschwingungen

Von A. Ramspeck, Göttingen

Es wird hier nur der Einfluß der Horizontalschwingungen auf Gebäude betrachtet. Bodenbewegungen können nur dann schädlichen Einfluß auf ein Gebäude ausüben, wenn sie das Gebäude relativ zum Fundament in Schwingung versetzen. Infolge der Deformation, die das Gebäude dann bei der Schwingung erleidet, entstehen zwischen seinen Teilen innere Spannungen — bei Horizontalschwingungen hauptsächlich Schubspannungen —, die Funktionen der Amplituden der Gebäudeschwingung sind. Wenn die Art der Deformation des Gebäudes bekannt ist, lassen sich daher die durch sie hervorgerufenen inneren Spannungen berechnen. Der einfachste Fall der Deformation ist die einfache Scherung, bei der die zur Schwingungsrichtung senkrechten Seitenwände des Gebäudes Ebenen bleiben. Für diesen Fall lassen sich die entstehenden Schubspannungen leicht berechnen.

Ist z. B. die Amplitude eines Punktes in der Höhe *h* über dem Fundament gleich *x* (Amplitude des Punktes = seitliche Verschiebung des Punktes gegen einen Punkt des Fundamentes, der in der Ruhelage senkrecht unter ihm liegt), so ist die entstehende innere Schubspannung in roher Annäherung  $K = x \cdot G/h$ , wo *G* der Schubmodul des Baumaterials ist. Die Amplitude *x* ist also ein Maß für die infolge der Schwingung entstehende Schubspannung. Diese Schubspannungen können so groß werden, daß das Gebäude zerstört wird. Das tritt dann ein, wenn die Schubspannungen größer als die Schubfestigkeit des Bau-

materials werden. Ist diese Schubfestigkeit bekannt und  $= K_s$ , so wird die entsprechende Amplitude — wieder angenähert —  $x_s = K_s \cdot h/G$ .

Um die zerstörende Wirkung einer Bodenbewegung abzuschätzen, genügt also in keinem Falle die Kenntnis der Bodenperiode und Bodenamplitude allein. Man muß dazu stets wissen, wie groß die Amplitude der Gebäudeschwingung ist, zu der das Gebäude von der betreffenden Bodenschwingung angeregt wird. Diese Amplitude läßt sich aus der Bodenperiode und Bodenamplitude nur berechnen, wenn man die Eigenperiode, Dämpfung und statische Vergrößerung des Gebäudes, also kurz seine Vergrößerungskurve  $\mathfrak{B} = f(T)$ , kennt. Nur dann läßt sich für das betreffende Gebäude angeben, wie groß die Amplituden einer Bodenschwingung von bestimmter Periode sein müssen, damit das Gebäude zerstört wird. (Ein Gebäude wird natürlich nicht nur eine Eigenperiode besitzen, da manche seiner Teile für sich schwingungsfähig sein werden und selbständige Eigenperioden besitzen. Die Erfahrung lehrt aber, daß in den meisten Fällen die Eigenperiode, die ein Gebäude als Ganzes hat, sehr stark vorherrscht. Wenn hier von der Eigenperiode eines Gebäudes die Rede ist, so ist stets diese Eigenperiode des Gebäudes als Ganzes gemeint.)

Beispiel: Ein 10 m hohes Fachwerkhaus mit den Konstanten:  $T_0 = 0.32$  sec,  $\varepsilon = 1.11 : 1$ ,  $V = 1.81$  würde zerstört werden, wenn die Amplitude der Gebäudeschwingung in 7.5 m Höhe über dem Fundament 1.36 mm beträgt. Diese Gebäudeamplitude tritt auf bei folgenden Bodenamplituden:

Bodenperiode	Zerstörende Bodenamplitude	Bodenperiode	Zerstörende Bodenamplitude
0.01 sec	0.75 mm	0.5 sec	1.09 mm
0.1	0.68	1.0	6.65
0.32	0.053	5.0	184.0

Diese Tabelle gilt nur für das eine Haus, das oben angegebene Konstanten hat. Dieselben Bodenamplituden können bei denselben Perioden für ein anderes Haus ganz unschädlich sein, wenn dieses eine andere Vergrößerungskurve hat.

Experimentell läßt sich die Vergrößerungskurve eines Gebäudes direkt bestimmen, wenn in der Nähe des Gebäudes eine Maschine zur Verfügung steht, die den Boden zu kräftigen Horizontalschwingungen anregt und beim An- und Auslaufen einen bestimmten Periodenbereich kontinuierlich durchläuft. Durch den Vergleich der Aufzeichnungen zweier Horizontalseismographen im Keller und Dachgeschoß des Hauses erhält man dann seine Vergrößerungskurve für diesen Periodenbereich. Die Seismographen müssen vorher auf einem Schütteltisch sorgfältig geprüft und ihre Konstanten und Eigenschwingungen bestimmt werden\*).

Steht eine solche Maschine nicht zur Verfügung, so bestimmt man nach der von R. Köhler für Seismographenprüfungen angegebenen Schwungradmethode\*\*) die Resonanzkurve des Gebäudes mittels eines an geeigneter Stelle befestigten Schwungrades und eines Horizontalseismographen. Aus der Resonanzkurve

\*) Näheres darüber Zeitschr. f. Geophys. 8, 71—74 (1932).

\*\*) Zeitschr. f. Geophys. 8, 74—84 (1932).

bestimmt man die Eigenperiode und Dämpfung des Gebäudes. Die statische Vergrößerung findet man dann, indem man die Horizontalkomponente der Mikro-seismik im Keller und den Obergeschossen aufnimmt und die Amplituden für eine und dieselbe Periode miteinander vergleicht. Aus den drei Konstanten läßt sich dann die Vergrößerungskurve berechnen.

Eine ausführliche Mitteilung hierüber wird nach Abschluß einiger ergänzender Versuche demnächst veröffentlicht werden.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Oktober 1932.

## **Neubearbeitung der Schallbeobachtungen, insbesondere des Geophysikalischen Institutes in Göttingen**

Von **H. Regula**, Göttingen

1. Am 27. Mai 1927 wurden vier Sprengungen an vier Stationen beobachtet, die bei Göttingen auf einer Strecke von 20 km von W nach E in Richtung zum Sprengherd verteilt waren. An der Ähnlichkeit der Schwingungsbilder läßt sich bei jeder von diesen Registrierungen das Fortschreiten mehrerer Wellenfronten in wenigen Sekunden Abstand hintereinander verfolgen. Trotzdem war die Bestimmung der Emergenzwinkel und damit die Berechnung der Strahlbahnen auch in diesem Falle noch unsicher. Das Auftreten echoartiger Späteinsätze mit etwa 30 sec Verzögerung scheint auf die Existenz von Sprungflächen in der Höhe von 40 km hinzuweisen.

2. Meine Untersuchungen über die Gestalt der anomalen Schallzone als Funktion der Jahreszeit haben eine gute Übereinstimmung mit früheren Resultaten aus Ohrbeobachtungen ergeben und außerdem Angaben über die Windverteilung in höheren Schichten ermöglicht. Aus den photographischen Registrierungen Göttingen, Lindenberg, Potsdam und Jena ließen sich genauere Zahlenangaben machen. Im Winter ist der Westsektor, im Sommer der Ostsektor im allgemeinen schallfrei. Im Winter erhält der Nord-, der Süd- und besonders der Ostsektor, im Sommer ebenfalls der Nord-, der Süd-, ausnahmslos aber der Westsektor Schall. Man muß die Ursache für diese Verteilung in sommerlichen Ost- und winterlichen Westwinden der oberen Stratosphäre (zwischen 25 und 40 km) suchen. Vergleiche von Laufzeiten in verschiedenen Azimuten bestätigen diese Ansicht.

3. Zum Schluß wurden die in Nowaja Semlja geplanten Schallexperimente begründet. Infolge der langen Polarnacht wird man die Auswirkung der nächtlichen Abkühlung der Ozonschicht auf die Schallausbreitung studieren können. Kölzer glaubt, daß eine anomale Zone immer dann auftritt, wenn die Schallgeschwindigkeit zunächst abnimmt und dann annähernd konstant bleibt. Zeigen ärologische Aufstiege bei den arktischen Sprengungen diese Verteilung der Schallgeschwindigkeit, und wird trotzdem kein Schall beobachtet, so gewinnt die Temperaturhypothese an Wahrscheinlichkeit.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Oktober 1932.

## Beitrag zur Theorie des Blattfederseismographen

Von **M. Rössiger**, Clausthal — (Mit 7 Abbildungen)

Es wird gezeigt, daß die Masse eines Blattfederseismographen zwei Eigenschwingungen hat, deren Perioden und Drehpunkte angegeben werden. Die Periode der schnelleren Schwingung muß klein gehalten werden, wenn die Masse eine schnelle Bodenverrückung unverzögert und unverkleinert anzeigen soll. Es werden Maßnahmen besprochen, die die Periode dieser Eigenschwingung herabdrücken. Die bei verschiedenen Konstruktionen erzielbaren Vergrößerungen werden angegeben.

Die Masse eines Seismographen, die bei einer plötzlichen Bodenverrückung im Raume in absoluter Ruhe beharrt, zeigt die Verschiebung sofort und unverkleinert an. Beim anderen Typus, bei dem die Masse bei der Verrückung gedreht wird, treten infolge der aufzubringenden Drehbeschleunigung Kräfte auf, die auf das Stativ übertragen werden müssen. Wenn man das hierzu notwendige Konstruktionselement absichtlich nicht „starr“ macht, sondern mit einer gewollten Elastizität ausrüstet — um eine bequeme Direktionskraft zu gewinnen —, so muß man in Kauf nehmen, daß die Masse bei einer schnellen Verschiebung nur verzögert folgt und bei entsprechend schneller Wiederholung der Verschiebung die Amplitude verkleinert wiedergibt. Mit Rücksicht auf die vielfache Benutzung derartiger Seismographen in der angewandten Seismik, wo man gerade auf die saubere Wiedergabe relativ schneller Bewegungen (erster Einsatz, Amplituden sehr kurzperiodiger Bewegungen) angewiesen ist, dürfte die Frage nach der günstigsten Konstruktion (geringste „Verzögerung“, große Periode der Grundschiwingung, höchste Vergrößerung) von Interesse sein. Ich habe daher im folgenden versucht, die theoretischen Grundlagen des Blattfederseismographen so weit zu entwickeln, wie es zur Klärung dieser Fragen notwendig ist, wobei sich zeigen wird, daß sich die genannten Eigenschaften zum Teil gegenseitig ausschließen, so daß man die eine nur auf Kosten der anderen bevorzugt ausbilden kann.

An anderer Stelle habe ich dargelegt, daß eine an einer Blattfeder befestigte Masse zweier Eigenschwingungen fähig ist, habe ihre Perioden rechnerisch bestimmt und durch Versuche bestätigt gefunden\*). Das Schwingungszentrum ( $P_1$ ) der Grundschiwingung von der Periode  $T_1$  ist dabei der Drehpunkt der zweiten Eigenschwingung von der Periode  $T_2$  und umgekehrt. Die beiden Schwingungsmöglichkeiten sind in der Fig. 1 dargestellt. Man erhält für die beiden Perioden folgenden einfachen Ausdruck:

$$T_{1,2} = 2\pi \sqrt{\frac{ml}{B} \left[ \frac{l^2}{3} + a^2 + al + \Delta \left( a + \frac{l}{2} \right) \right]} \dots \dots (1)$$

\*) M. Rössiger, Die elastischen Schwingungen einer Masse, die durch eine Blattfeder gehalten wird. (Erscheint demnächst in den Ann. der Phys.).



wo für  $\Delta$  der Wert

$$\Delta_{1,2} = \frac{\frac{K_0}{m} - \frac{l^2}{3} - a^2 - a l \pm \sqrt{\left(\frac{K_0}{m} + \frac{l^2}{3} + a^2 + a l\right)^2 - \frac{l^2}{3} \frac{K_0}{m}}}{l + 2a}$$

einzusetzen ist.

Das positive Vorzeichen der Wurzel führt dabei auf die größere ( $T_1$ ), das negative auf die kleinere Schwingungszeit ( $T_2$ ). Es bedeuten dabei  $m$  die Masse,  $K_0$  das Trägheitsmoment der Masse, bezogen auf die Schwerpunktsachse,  $l$  die Federlänge,  $B = EJ$  die Federkonstante,  $a$  den Abstand des Schwerpunktes der Masse vom Einklemmpunkt der Feder an der Masse,  $\Delta_1$  den Abstand des Schwingungszentrums  $P_1$  vom Schwerpunkt,  $l'$  den Abstand des Zentrums  $P_2$  vom beweglichen Federende.

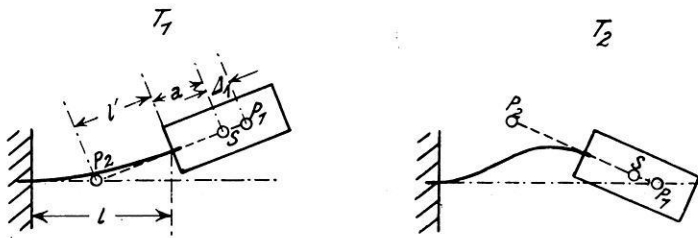


Fig. 1. Die beiden Schwingungsarten der Masse  
 $P_1$  und  $P_2$  sind die Schwingungszentren,  $S$  der Schwerpunkt

$\Delta_1$  und  $l'$  sind durch die Beziehung verknüpft

$$(l' + a)\Delta_1 = \frac{K_0}{m} \dots \dots \dots (2)$$

Zur raschen Berechnung der beiden Perioden eignen sich auch die Ausdrücke

$$T_1 = 2\pi \sqrt{\frac{lK_0}{B} \cdot \frac{a + \frac{l}{2} + \Delta_1}{\Delta_1}}, \quad T_2 = 2\pi \sqrt{\frac{ml^3}{12B} \cdot \frac{\Delta_1}{a + \frac{l}{2} + \Delta_1}} \quad (3)$$

Entsprechend ergibt sich für das Verhältnis der Perioden

$$\frac{T_1}{T_2} = \sqrt{12 \frac{K_0}{m} \cdot \frac{a + \frac{l}{2} + \Delta_1}{l\Delta_1}} \dots \dots \dots (4)$$

Die Formeln können ohne Einschränkung auf den Blattfederseismographen angewendet werden, sofern die Erdschwere nicht knickend oder ziehend auf die Blattfeder wirkt, also auf Vertikalseismographen und auf Horizontalseismographen mit horizontaler Schwingungsebene der Masse; bei genügender Federsteifheit natürlich auch auf Horizontalseismographen mit vertikaler Schwingungsebene.

Die Fig. 2 gibt eine anschauliche Darstellung des Einflusses der verschiedenen Bestimmungsstücke auf die beiden Schwingungszeiten ( $T_2$  ist im fünffach vergrößerten Maß wiedergegeben). Die stark ausgezeichneten Kurven gelten für eine Federlänge von  $l = 1$  cm, die gestrichelten für  $l = 0.5$  cm. Mit Rücksicht auf

die Verwendung als Vertikalseismograph ist die Federsteifigkeit  $B$  dabei nicht konstant gehalten worden, sondern als proportional dem Abstände des Schwerpunktes von der festen Einspannstelle der Feder, also proportional  $l + a$  angesetzt worden, damit die größte Materialbeanspruchung des Federmaterials (bei der Verwendung als Vertikalseismograph) immer die gleiche bleibt. Als Zahlenwert von  $B$  ist der einer vorliegenden Blattfeder von 2 cm Breite und 0.7 mm Dicke, nämlich  $8.1 \cdot 10^7$  dyn . cm<sup>2</sup> eingesetzt\*). Für andere  $B$  können die  $T$  im Verhältnis der  $\sqrt[3]{B}$  [vgl. Gleichung (1)] leicht umgerechnet werden. Die Masse wurde zu 1 kg angenommen. Für das Verhältnis  $K_0/m$  wurden die Werte 8, 2 und 0.5 gewählt.

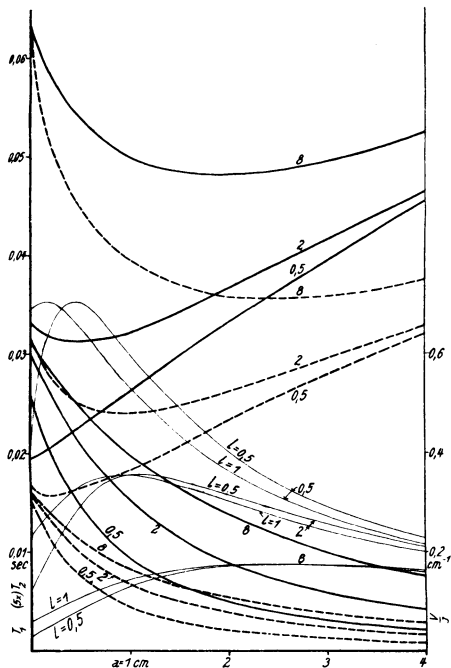


Fig. 2. Die beiden Perioden  $T_1$  und  $T_2$  und die Vergrößerung  $V/J$  in Abhängigkeit vom Schwerpunktsabstand  $a$  (als Abszisse), dem Verhältnis  $K_0/m$  und der Federlänge  $l$

Fett ausgezogen:  $T_1$  und  $T_2$  für  $l = 1$  cm, fett gestrichelt:  $T_1$  und  $T_2$  für  $l = 0.5$  cm, schwach ausgezogen: Vergrößerung  $V/J$ . — Die an die Kurven geschriebenen Zahlenwerte (8; 2; 0.5) bedeuten den für jede Kurve geltenden Wert des Verhältnisses  $K_0/m$ . — Ordinatenmaßstab für die Perioden links, für  $V/J$  rechts

Wie man aus der Darstellung ersieht, ist bei den gewählten Federlängen der Einfluß von  $K_0/m$  für kleine  $a$  bei  $T_1$  beträchtlich, bei  $T_2$  fast unmerklich. Für große  $a$  ist es umgekehrt;  $T_1$  steigt hier proportional mit  $a$  an,  $T_2$  ist proportional  $\sqrt[3]{K_0/m/a}$ .

Die Federlänge beeinflusst  $T_2$  sehr wesentlich; auf  $T_1$  hat sie eine geringere, für kleine  $a$  und nicht zu

kleine Verhältnisse  $K_0/m$  sogar verschwindende Einwirkung (man beachte die oben gemachte Annahme  $B$  proportional  $l + a$ !).

Die Schwingungszeit  $T_2$  kann nun als Maßstab für die „Richtigkeit“ der Wiedergabe von schnellen Bodenerschütterungen angesehen werden.

\*) Mit dieser Federsteifigkeit dürfte die Masse (1 kg) gerade noch als Vertikalseismograph benutzt werden können, ohne daß eine besondere Tragfeder (Spiralfeder) nötig, die die Erdschwere kompensiert.

Es ist mindestens zu fordern, daß sie klein ist gegen die kürzeste Periode der Verschiebungen [also etwa klein gegen 0.02 sec!\*)].

Nur bei Innehaltung dieser Bedingung wird die Wiedergabe des ersten Einsatzes — der doch möglichst auf 0.001 sec erfaßt werden soll — und die der Amplituden mit der wünschenswerten Konformheit erfolgen. Es dürfte also sicher nicht zuviel gefordert sein, wenn man verlangt, daß für die Seismographen der angewandten Seismik die Eigenperiode  $T_2$  auf 0.001 sec herabgedrückt sein muß. Die angeführten Formeln sollen die Richtlinien geben, die bei der Konstruktion von Seismographen befolgt werden müssen, bei denen die Periode der  $T_2$ -Schwingung einen gewünschten kleinen Wert nicht überschreitet, während gleichzeitig die Periode der Grund- ( $T_1$ -) Schwingung möglichst groß ist.

Selbstverständlich kann man das immer erzwingen, wie die Fig. 2 zeigt, indem man den Schwerpunkt weit hinausschiebt ( $a$  groß macht), indessen sinkt damit auch die Indikatorvergrößerung, so daß dieser Weg nicht frei beschritten werden kann. Dieser Umstand führt dazu, die Vergrößerung einer ausführlichen Betrachtung zu unterwerfen.

Ich habe die Vergrößerungen mit in die Fig. 2 eingezeichnet. Es sind dies die sechs schwach ausgezogenen, nach unten zu konvexen Kurven, von denen die je zwei benachbarten zu den beiden Federlängen 1 und 0.5 cm gehören und die auf folgende Weise erhalten wurden. Es sei angenommen, daß die Periode der  $T_2$ -Schwingung klein gegenüber der der  $T_1$ -Schwingung sei. Bei einer schnell erfolgenden Bodenverrückung  $f$  wird die Masse sich dann derart bewegen, daß das Zentrum  $P_1$  der  $T_1$ -Schwingung in Ruhe verbleibt. In der Endlage, der die Masse hierbei zunächst zustrebt, hat dann schließlich eine Drehung um

---

\*) Es erscheint mir sehr fraglich, ob bei den bisherigen Konstruktionen von Blattfederseismographen mit hoher mechanischer Vergrößerung (Arm, mit Spiegelübersetzung!) Schwingungen mit einer Periode unter 0.01 sec richtig (d. h. mit verschwindender Phasenverzögerung und dynamischem Vergrößerungsfaktor 1) wiedergegeben werden. Die experimentelle Feststellung der Resonanzkurve nach R. Köhler (auf der Masse befestigtes Rädchen mit exzentrischer Masse) dürfte eine Prüfung dieser Frage nicht leisten, da die Stöße hierbei der Masse und nicht dem Stativ erteilt werden! Wenn die Stöße genau im Schwingungszentrum der Grundschwingung erfolgen, kann die  $T_2$ -Schwingung sogar prinzipiell gar nicht erregt werden. Hierzu müßte der Anstoß im Zentrum der  $T_2$ -Schwingung erfolgen, was strenggenommen unmöglich ist, da sich dieses auf der Feder befindet. Will man die  $T_2$ -Schwingung mit dieser Methode erregen, so müßte man hierzu den Antrieb wenigstens dicht an die Einspannung setzen.

Die beste experimentelle Prüfung geschieht wohl mit dem Schütteltisch. Es wäre sehr zu begrüßen, wenn die Experimente hiermit bis herab zu so kleinen Perioden gemacht würden. Die bisherigen Versuche [vgl. z. B. G. Reutlinger: Gerlands Beitr. z. Geophys. **24**, 168 (1929)] haben leider das Gebiet der  $T_2$ -Schwingung nicht mit erfaßt, da die Schüttelfrequenz nicht viel mehr wie das Dreifache der Eigenfrequenz  $T_1$  betrug. Vielleicht ließen sich derartige Versuche mit der von A. Ramspeck [Zeitschr. f. Geophys. **8**, 79 (1932)] beschriebenen Schüttelplatte anstellen.

einen Winkel  $\varphi$  stattgefunden, so daß sich also die Indikatorvergrößerung  $V$  ergibt zu

$$V = \frac{\varphi}{f} J,$$

wo  $J$  die Indikatorlänge ist\*).

Da sich der Punkt  $P_2$  dabei gerade um die Strecke  $f$  verschoben hat, so wird  $V$  (s. Fig. 3)

$$V = \frac{J}{l' + a + \Delta_1}.$$

Sie ist unabhängig von der Federsteifheit  $B$ .

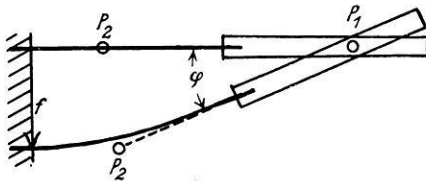


Fig. 3. Skizze zur Erläuterung der Indikatorvergrößerung

Unter Benutzung von Gleichung (2) formt man den obigen Ausdruck leicht um zu

$$V = \frac{\Delta_1}{\frac{K_0}{m} + \Delta_1^2} \cdot J,$$

woraus man sieht, daß  $V$  für  $(K_0/m) = \Delta_1^2$  ein Maximum hat, d. h. wenn  $\Delta_1$  gleich dem Trägheitsradius, bezogen auf die Schwerpunktsachse ist, oder anders ausgedrückt,  $\Delta_1$  gleich  $l' + a$  ist! Der maximale Wert von  $V$  beträgt

$$V_{\max} = \frac{J}{2 \sqrt{\frac{K_0}{m}}}$$

und ist bemerkenswerterweise unabhängig von der Federlänge (vgl. auch die Fig. 2).

Wenn man also die Vergrößerung hochtreiben will, so wird man die Masse als Walze von kleinem Durchmesser ausbilden, da sich bei dieser Form der Masse das kleinstmögliche Verhältnis  $K_0/m$  erreichen läßt\*\*).

Die Lage des  $V$ -Maximums (in der Fig. 2) ergibt sich aus der Beziehung

$$\frac{l^2}{3} + a^2 + al = \frac{K_0}{m}.$$

\*) Die unter obiger Einschränkung definierte Indikatorvergrößerung kann als dynamische Vergrößerung für solche periodischen Schwingungen aufgefaßt werden, deren Periode klein gegenüber der der Grundschwingung ( $T_1$ ), aber groß gegen die der  $T_2$ -Schwingung ist. Sie entspricht einer starren Führung der Masse durch eine durch den Punkt  $P_2$  gelegte Drehachse — die Drehachse der Grundschwingung.

\*\*) Viele Konstrukteure haben sich offenbar durch derartige Überlegungen leiten lassen, vgl. z. B. den Erschütterungsmesser der Askania-Werke, Berlin-Friedenau; den Seismographen der Reichsanstalt für Erdbebenforschung, beschrieben von O. Meisser in „Beiträge zu einer experimentellen Seismik“, Jena 1929; Zeissigs Horizontalschwingungsmesser, ersichtlich aus der von G. Reutlinger in Gerlands Beitr. z. Geophys. 24 (1929) auf S. 24 gegebenen Abbildung und den Anderson-Woodschen Horizontalseismographen.

Für sehr kleine Federlängen ( $l \ll a$ ) wird also genähert (streng für eine Masse mit starrer Führungssachse)

$$a^2 = \frac{K_0}{m}.$$

Für eine walzenförmige Masse ( $K_0/m = r^2/2$ ,  $r =$  Radius des Walzenquerschnitts) ergibt sich dabei als für die Vergrößerung günstigster Befestigungspunkt der Walze der Abstand  $a = r/\sqrt{2}$  vom Schwerpunkt; das Schwingungszentrum  $P_1$  liegt dann im gleichen Abstände auf der anderen Seite des Schwerpunktes\*).

Unter der angenommenen Voraussetzung, daß  $B$  proportional  $l + a$  ist, fallen bei sehr kleinen Federlängen die Maxima der Vergrößerung mit den Minima der  $T_1$ -Perioden zusammen. Man hat hier ein vollkommenes Analogon zu den Verhältnissen beim gewöhnlichen seismischen „Vertikalpendel“ mit starrer Führungssachse vor sich, bei dem diese Beziehung zwischen Vergrößerung und Eigenperiode ebenfalls erfüllt ist\*\*).

Nach den mitgeteilten Überlegungen ist man in der Lage, die gewünschten Eigenschaften eines Blattfederseismographen durch geeignete Konstruktionen herbeizuführen. Es fragt sich nun, ob sich nicht günstigere Verhältnisse ergeben, wenn man zu anderen Konstruktionen übergeht. Die folgenden Bemerkungen sollen hier einen Hinweis darstellen.

1. Man könnte daran denken, die gesamte Masse frei um ihre Schwerpunktsachse drehbar auszuführen, so daß sie bei einer Drehung des Haltersystems ihre Lage im Raume beibehält (Fig. 4). Diese Ausführung würde es gestatten, den

\*) Anderson und Wood haben also bei ihrem Torsionsseismographen ersichtlich nicht diesen für die Vergrößerung optimalen Fall gewählt, da sie die Masse nicht im Abstand  $r/\sqrt{2}$  von der Zylinderachse, sondern längs einer Mantellinie des Zylinders an dem Torsionsfaden befestigten. Da der Abstand  $\mathcal{A}_1$  des Schwingungszentrums vom Schwerpunkt  $\mathcal{A}_1 = K_0/mr = r/2$  ist, so liegt in diesem Falle die Drehachse im Abstände  $r + \mathcal{A}_1 = 1.5r$  vom Torsionsfaden entfernt (falls das Trägheitsmoment des Spiegelchens zu vernachlässigen ist); die damit erzielte Indikatorvergrößerung  $J/1.5r$  ist aber, da das Maximum in der Nähe liegt, nur wenig kleiner als der maximale Wert  $J/\sqrt{2}r$ . Unzulässig ist es, die Indikatorvergrößerung zu  $J/r$  anzunehmen, wie es z. B. bei der Beschreibung des Anderson-Woodschen Seismographen von B. Gutenberg (in Müller-Pouilletts Lehrbuch der Physik, 11. Aufl., Bd. V, 1, Abschnitt VII) und von H. Martin (im Handb. d. Exper. Phys., 25. Bd., 3, Kap.: Bodenseismik) getan wird. Die dort angegebene Indikatorvergrößerung von 2000 (für einen Lichtweg von 1000 mm) beruht auf der nicht zulässigen Annahme, daß sich die Masse um die Schwerpunktsachse dreht! Da der Dreharm 1.5mal länger ist als der Walzenradius, muß es statt 2000 richtig  $2000/1.5 = 1330$  heißen.

\*\*\*) Es erscheint mir nicht sicher, ob das Bestehen der erwähnten Beziehung in der seismischen Literatur bisher Erwähnung gefunden hat. In den Darstellungen der Theorie der Vertikalpendel ist zwar der Zusammenhang zwischen Eigenperiode und Indikatorvergrößerung abgeleitet, nicht aber auf die Möglichkeit hingewiesen, die Indikatorvergrößerung dadurch zu einem Maximum zu machen, daß man die äquivalente Pendellänge (und damit die Eigenperiode) zu einem Minimum macht. Auch finden sich meines Wissens keine Konstruktionen von derartigen Pendeln.

äußersten Grenzfall, nämlich  $K_0/m = 0$ , herzustellen. Auf die Form des Querschnittes der Masse kommt es dann gar nicht mehr an, ja, er könnte sogar ein möglichst großes  $K_0$  bekommen, um das erwünschte Stehenbleiben der Masse gegenüber etwaigen Reibungskräften auch sicher zu erzielen. Die die Drehung anzeigende Vorrichtung (Spiegel) müßte dann natürlich an dem mit  $a$  bezeichneten Arm befestigt sein, da ja die Masse selbst keine Drehung erleidet. Eine derartige Ausführung stellt konstruktiv bereits den Übergang zu einer von Spiralfedern getragenen Masse dar, deren Verschiebung relativ zum Stativ z. B. durch einen exzentrisch geführten Spiegel angezeigt wird.

2. Man könnte die Ebene der Blattfeder nicht, wie üblich, senkrecht, sondern parallel zur Verschiebungsrichtung anordnen (Fig. 5). Für eine derartig befestigte

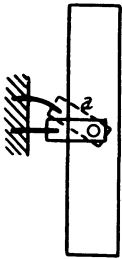


Fig. 4

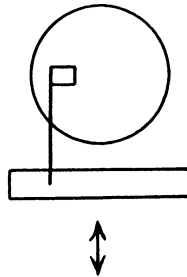


Fig. 5

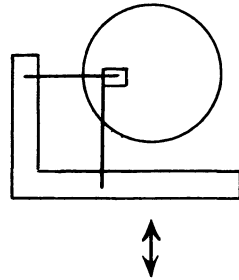


Fig. 6

Fig. 4. Masse im Schwerpunkt drehbar befestigt. Verschwindend kleines Verhältnis  $K_0/m$  gibt kleinste Eigenperiode  $T_2$

Fig. 5. Verschwindend kleine Eigenperiode  $T_2$ , erreicht durch stoßende Blattfeder. Der Pfeil gibt die aufzuzeichnende Verschiebungskomponente an

Fig. 6. Dasselbe wie bei Fig. 5, aber Unabhängigkeit von der störenden senkrechten Komponente, erreicht durch eine zweite Feder

Masse würde  $T_2$  sogar gleich Null werden, da die Feder stoßend auf die Masse wirkt\*). Allerdings ist man bei einer derartigen Konstruktion nicht unabhängig von den senkrecht zu der aufzuzeichnenden Bewegung erfolgenden Verschiebungen, wenn auch durch geeignete Wahl der Federlänge die Vergrößerung für diese (hier störende) Komponente klein gehalten werden kann.

Diese störende Eigentümlichkeit würde dagegen ganz verschwinden, wenn man zu zwei zueinander senkrechten Blattfedern überginge (Fig. 6)\*\*).

\*) Nach einer Diskussionsbemerkung von Herrn Dr.-Ing. E. Roux ist eine derartige Konstruktion von den Askania-Werken, Berlin-Friedenau, in der Ausführung begriffen.

\*\*\*) Auf den Vorteil der Verwendung von Kreuzfedern machte Herr M. Schuler, Göttingen, gelegentlich meines Braunschweiger Vortrages (Februar 1932, Tagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft) aufmerksam.

3. Zum Schluß sei noch auf eine andere Möglichkeit hingewiesen, das Verhältnis der beiden Perioden  $T_1/T_2$  groß zu machen. Sie besteht in der Anbringung einer Zugkraft (Zugfeder), die nach der festen Einspannung hin gerichtet ist. Durch eine solche Kraft, die die Blattfeder auf Knickung beansprucht, wird die Schwingungszeit  $T_2$  nicht wesentlich verändert, während die der Grundschwingung sehr vergrößert (theoretisch unendlich) werden kann. Man erreicht also das gewünschte große Verhältnis  $T_1/T_2$  durch eine Art Astasierung.

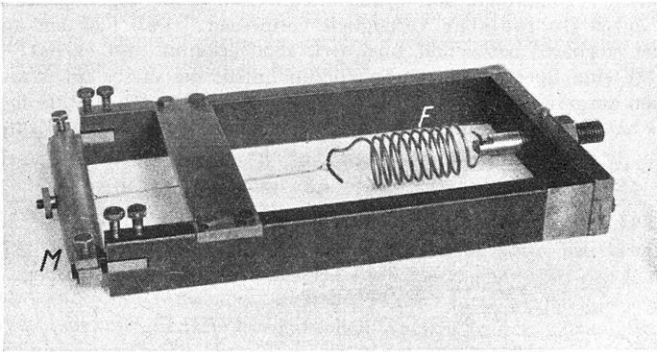


Fig. 7

Versuchsmodell mit Astasierungsfeder zur Erzielung eines großen Verhältnisses  $T_1/T_2$

*M* Stationäre Masse ; *F* Astasierungsfeder

Zur Demonstration dieses Effektes wurde ein Versuchsmodell eines Seismographen benutzt (Walzenkörper, Fig. 7). Die Gegenfeder greift zweckmäßig im Drehpunkt der  $T_2$ -Schwingung an. Es gelang leicht, die Dauer der Grundschwingung zu verfünffachen, während  $T_2$  dabei nur wenig (5%) größer wurde.

Die obigen Ausführungen betrachten nicht den Einfluß der Dämpfungsvorrichtungen. Für Seismographen mit starrer Achse tritt hierbei keine neue Schwierigkeit auf; bei den Blattfederseismographen aber ist zu berücksichtigen, daß die zusätzlichen Dämpfungskräfte die jeweilige Gestalt der Feder mit beeinflussen. Die Behandlung dieser Fragen würde hier indessen zu weit führen.

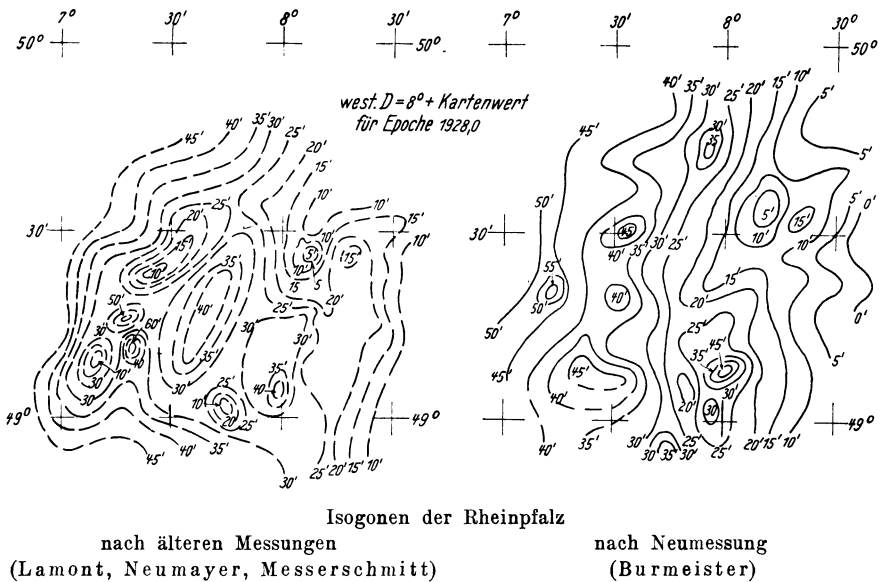
---

Fortsetzung der Referate über die Vorträge der Leipziger Tagung  
folgt im nächsten Heft

## Verschiedenes

**Burmeister:** Erdmagnetische Vermessung der Rheinpfalz. Nebst Anhang: Geologische Deutungsversuche von Reis. Veröffentlichung der Erdphysikalischen Warte bei der Sternwarte. München 1932.

Die bayerische Rheinpfalz war bisher magnetisch ganz ungenügend erschlossen, jetzt ist sie durch Burmeister vorzüglich vermessen. Daß hier ein ausgedehntes Störungsgebiet vorliegt, hat schon Lamont 1850 erkannt und er hat Neumayer veranlaßt, dort eine Spezialvermessung vorzunehmen, die dieser im Winter 1855/56 in 30 Stationen ausgeführt hat. Messerschmitt hat 1906 noch 9 Stationen zugefügt. Burmeister hat diese Aufnahmen neu bearbeitet und 1928 in Heft 5 „Erdmagnetische



Landesaufnahme von Bayern“ mit Karten für 1909.0 veröffentlicht. Auf die Epoche 1928 umgerechnet ergibt sich für die Deklination das hier links gezeichnete Bild, zu dessen Gegenüberstellung rechts das entsprechende Bild der Burmeisterschen Messung angegeben ist. Die teilweise großen Abweichungen und der ganz andere Verlauf der Linien erklärt sich daraus, daß Neumayer bei seinen Wintermessungen nur vereinzelt in das damals schwer zugängliche Innere des Störungsgebietes eindringen und meist nur am Rande messen konnte, während es Burmeister bei den jetzigen guten Verkehrsverbindungen möglich war, im Sommer 1927 und 1928 das Gebiet in 60 gut verteilten Stationen bei etwa 10 km gegenseitigem Abstand zu vermessen.

Die Deklination ist aus Sonnenazimuten abgeleitet; die Inklination wurde mit dem Erdinduktor gemessen. Die Messungen sind mit den Variationen von Potsdam-



Seddin reduziert, auch sind sie an dieses Observatorium angeschlossen; außerdem sind die Säkularstationen Maisach bei München, Kornthal bei Stuttgart und Gräfenhausen bei Darmstadt in die Messungen einbezogen worden. Von besonderem Interesse ist die Vergleichung der Werte identischer Stationen alter und neuer Messung, die einen Einblick in die säkularen Änderungen über einen Zeitraum von 80 Jahren gestattet.

Die Ergebnisse der Neumessung sind in Karten von D, H, I für die Epoche 1928.0 dargestellt; auch ist eine Karte der Störung der Vertikalintensität beigegeben. Auf Grund dieser Karte hat Oberbergdirektor Dr. Reis in München geologische Erörterungen gegeben, dahingehend, daß die magnetischen Störungen keine Beziehung haben zu den waagerechten Stockwerken der Trias und des schwachgefalteten Perm-carbons, daß sie aber auf Grundlinien des varistischen Unterbaues mit ihren steil aufgerichteten Schichtensystemen hindeuten. Haußmann.

---

**K. Andree:** Die Geophysikalische Warte der Albertus-Universität, ihre Aufgaben und ihre bisherigen Arbeiten. „Ostdeutscher Naturwart“ IV, Heft V, 6 Seiten, 3 Textabbildungen. (1932)

Die Aufgaben der Geophysikalischen Warte der Albertus-Universität zu Königsberg i. Pr. sind einerseits die fortlaufenden Bebenaufzeichnungen der Hauptstation für Erdbebenforschung in Groß-Raum, welche seit 1925 durch Hinzunahme einer Erdmagnetischen Basisstation zur Geophysikalischen Warte erweitert wurde. Erdmagnetische Messungen sind es auch, die hauptsächlich in den letzten Jahren die Geophysikalische Warte beschäftigt haben, zumal die bekannten ostpreußischen Störungen des Erdmagnetismus hierzu besonders anregten. Auch meteorologische Messungen werden jetzt regelmäßig vorgenommen. Eine auswärtige Messungsreihe betraf Untersuchungen an den Kratern von Sall auf Ösel und führte zu dem Ergebnis, daß die Hypothese Alfred Wegeners von der Entstehung dieser auffälligen Krater durch Meteoritenaufschlag wahrscheinlich nicht richtig ist. Verfasser schließt mit dem Wunsch, daß die Geophysikalische Warte der Albertus-Universität auf ihrem am weitesten nach Nordosten in Deutschland vorgeschobenen Posten sich schnell weiter entwickeln möge und aus theoretischen und praktischen Gründen weitgehende Unterstützung der maßgebenden Kreise erlangt. K. Andree.

---

Ergänzung zu dem Aufsatz: „Ein neuer Integrator zur Berechnung von Schwerewerten“ von F. Kaselitz, Zeitschr. f. Geophys. 8, 191 (1932)

In der Zeitschrift für Geophysik 8, Heft 3/4, 191 (1932) habe ich einen neuen Integrator zur Berechnung von Schwerewerten beschrieben. Die sehr kurz gehaltene Einleitung läßt den Anteil, den Herr Prof. Schweydar an der Entwicklung dieses Gerätes hat, nicht richtig einschätzen.

Auf Veranlassung der Askania-Werke teile ich ergänzend mit, daß Herr Prof. Schweydar schon im Jahre 1927 veranlaßt hat, den Bau von Rechengeräten für die mit der geophysikalischen Lagerstättenforschung verbundenen Einflußberechnungen aufzunehmen und die mathematischen Grundlagen für alle diese Funktionen, sowie auch die geometrisch konstruktiven Grundlagen für die zugehörigen Rechengeräte, angegeben hat. Aus der großen Anzahl der bearbeiteten Lösungsmöglichkeiten und ausgeführten Versuchsgeräte wurde schließlich unter wesentlicher konstruktiver Mitwirkung der Herren Imhof und Olbrich der neue Integrator entwickelt. F. Kaselitz.

Alfred Wegeners letzte Grönlandfahrt. Die Erlebnisse der deutschen Grönlandexpedition 1930/31, geschildert von seinen Reisegefährten und nach Tagebüchern des Forschers, unter Mitwirkung von Dr. Fritz Löwe herausgegeben von Else Wegener. 304 S., 3 Rundbilder, 122 Abb. Leipzig, F. A. Brockhaus, 1932. Geh. 6,70 RM, geb. 8 RM. (Vorwort von Kurt Wegener.)

Das Buch soll eine zusammenhängende Geschichte der letzten Grönlandexpedition Alfred Wegeners geben, der Expedition, deren sorgfältigste Vorbereitung ihm jahrelanges Bemühen gekostet hat und um deren Gelingen er sein Leben einsetzte und verlor.

Das Buch enthält auch Abschnitte aus Alfred Wegeners Tagebuch.

Der erste Abschnitt von Frau Else Wegener behandelt Plan und Ziele der Expedition. Dann folgen Beiträge der Expeditionsmitglieder mit zahlreichen sehr lehrreichen Karten und Bildern. Es sind Schilderungen von Reisen und Mühen, von Kälte und Stürmen, von langer Nacht und Einsamkeit, und von der Freude am wiederkehrenden Licht, von körperlichen Anstrengungen um wissenschaftliche Messungen, Erzählungen von wenigen kleinen Freuden und vielen großen Entbehrungen, doch immer getragen und durchdrungen von dem Bewußtsein eines gemeinsamen Ringens um ein hohes Ziel.

Nicht ein einzelner berichtet hier über ein gemeinsames Werk; 14 von den 22 Mitgliedern der Expedition kommen nacheinander zu Wort. Ungemein mannigfaltig wird dadurch das Bild der Expedition, deren Mühen und Ziele sich in den verschiedenen Gehirnen und Temperamenten sehr verschieden spiegeln.

Ein Buch, das viele wichtige Erfahrungen für Polarreisen enthält, viele wissenschaftliche wichtige Ergebnisse leicht verständlich schildert und viele menschliche Dinge erzählt.

G. Angenheister.

## Bericht über die zehnte Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

vom 4. bis 6. Oktober 1932 in Leipzig

**Dienstag, den 4. Oktober 1932, vormittags 10 Uhr:**

Eröffnungssitzung in der Festaula der Universität, Augustusplatz 5.

O. F. Linke: Einfluß geophysikalischer Vorgänge auf die Gesundheit.

### Wissenschaftliche Sitzungen

**Dienstag, den 4. Oktober 1932, nachmittags 15 Uhr:**

Vorsitz: L. Weickmann.

1. K. Wegener: Geophysikalische Forschungen der letzten beiden Jahre in den Polargebieten.
2. A. Nippoldt: Bericht über die Beobachtungen anlässlich des internationalen Polarjahres.
3. G. Aliverti: Ra-Emanationsgehalt der atmosphärischen Luft (vorgelegt).
4. Lehmann: Potentialgefälle und Leitfähigkeit über Wasseradern. Ein Beitrag zur Wünschelrutenfrage.
5. M. Müller: Die experimentelle Bestimmung der Reaktionsgeschwindigkeit aktiver elektrischer Vorgänge im Erdboden.
6. H. Haalek und A. Ebert: Eine elektromagnetische Messungsmethode mit Elektrodenverlegung zur Aufsuchung von Leitfähigkeitsunterschieden im Untergrund.

**Mittwoch, den 5. Oktober 1932, vormittags 9 Uhr:**

Vorsitz: F. A. Vening-Meinesz.

1. F. A. Vening-Meinesz: Ergebnisse der Schweremessungen auf See.
2. K. Jung: Die Randwertaufgabe der Geodäsie.
3. G. Schmerwitz: Einfluß der Schneidenlagerung auf die Meßgenauigkeit geophysikalischer Instrumente.
4. O. Meisser: Untersuchungen an Schwerependeln.
5. H. Martin: Beiträge zur Genauigkeit von Kontakten.
6. H. Haalck: Der gegenwärtige Stand der Entwicklung des statischen Schwere-messers.
7. H. Schmehl: Ein Beitrag zum Zweipendelverfahren bei relativen Schwere-messungen.
8. W. Haubold: Eine Vorrichtung zur Bestimmung der Geländekorrektion bei Messungen mit Eötvösschen Drehwaagen.

**Mittwoch, den 5. Oktober 1932, nachmittags 15<sup>30</sup> Uhr:**

Vorsitz: F. Linke:

1. G. Angenheister: Stand der seismischen Forschung, insbesondere in den Erdbebenländern, Rußland usw.
2. H. Jung: Laufzeitkurven und Ausbreitung der Raumwellen im Erdinnern.
3. H. K. Müller: Beobachtung von Sprengungen in drei Komponenten.
4. R. Köhler: Die Resonanzmethode als Hilfsmittel bei seismischen Unter-suchungen.
5. A. Ramspeck: Zusammenhang zwischen Boden- und Gebäudeschwingungen.
6. M. Rössiger: Bemerkungen zur Theorie des Blattfeder-Seismographen.

**Donnerstag, den 6. Oktober 1932, vormittags 9 Uhr:**

Vorsitz: G. Angenheister:

1. A. Defant: Ergebnisse der von Alfred Merz organisierten atlantischen Forschungsreise des Meteor.
2. Ad. Schmidt: Inwieweit vermag die Annahme eines sich gleichförmig drehen-den magnetisierten Erdkernes die erdmagnetische Säkularvariation zu erklären.
3. T. Schlomka: Zur physikalischen Theorie des Erdmagnetismus.
4. G. Fanselau: Über Versuche mit einem neuen Schwingungszähler.
5. J. B. Ostermeier: Eine neue hochempfindliche magnetische Feldwaage.
6. A. Karolus: Sichtmessung und Registrierung mit Photozelle (mit Vorführung).
7. A. Nippoldt: Über das Allgemeingeräusch in der Atmosphäre.
8. H. Regula: Neubearbeitung der Schallbeobachtungen des Göttinger Geo-physikalischen Instituts.

**Donnerstag, den 6. Oktober 1932, nachmittags 14 Uhr:**

Ausflug nach dem Collmberg bei Oschatz zur Besichtigung des Neubaus des Geophysikalischen Observatoriums.

Zu Beginn der Eröffnungssitzung spielte das Gewandhaus-Quartett Mozart: Streichquartett D-Dur, Köchel-Verz. Nr. 575, durch das die Festsitzung stimmungs-voll eingeleitet wurde.

Danach hielt der Vorsitzende folgende Ansprache:

### Hochansehnliche Versammlung.

Ich habe die Ehre, die 10. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft zu eröffnen und für Ihr zahlreiches Erscheinen zu danken. Ich begrüße herzlichst unsere Ehrengäste, insonderheit den Vertreter Seiner Magnifizienz des Herrn Rektors der Leipziger Universität, der Sächsischen Staatsregierung und der Sächsischen Akademie der Wissenschaften, Herrn Geheimrat Professor Dr. Bethe, ferner Herrn Professor Dr. Vening-Meinesz, den berühmten Schwerforscher, der die weite Reise von Amersfort hierher nicht gescheut hat, um an unserer Tagung teilzunehmen, und unser Ehrenmitglied Herrn Geheimrat Professor Dr. A. d. Schmidt\*).

Wenn diese Eröffnung in festlicherer Form erfolgt, als es bisher in unserer Gesellschaft üblich war, so hat dies seinen Grund darin, daß diese Tagung die erste Jubiläumstagung der Gesellschaft ist, denn vor 10 Jahren wurde hier in Leipzig die Deutsche Seismologische Gesellschaft gegründet, die auf Antrag von Professor Mainka schon im Jahre 1924 ihren Namen in Deutsche Geophysikalische Gesellschaft änderte. Die Anregung zur Gründung der Gesellschaft ging von dem damaligen Altmeister der Seismik, Emil Wiechert, aus, der später unser Ehrenvorsitzender gewesen ist. Bald nach dem unglücklichen Kriegsausgang sagte mir Geheimrat Wiechert einmal, als wir über die damalige Verfehlung Deutschlands in der internationalen wissenschaftlichen Welt sprachen: „Wir müssen uns jetzt besonders anstrengen, etwas Tüchtiges zu leisten, um die auf gegnerischer Seite gehegte Absicht zu vereiteln, auch die deutsche Wissenschaft zu vernichten“. Als ein Mittel zu diesem Zweck hat Wiechert wohl auch die Gründung unserer Gesellschaft betrachtet. So hat damals hier in Leipzig derselbe Geist gewaltet, der im Anfang des vorigen Jahrhunderts zur Gründung der Berliner Universität führte, die unter dem bekannten Geleitspruch erfolgte: „Die Nation muß durch geistige Kräfte ersetzen, was sie an physischen verloren hat“.

Als ein erfolgverheißendes Symbol können wir es betrachten, daß das uralte Kulturzentrum Leipzig, das eine der ältesten deutschen Universitäten beherbergt, die Gründungsstätte unserer Gesellschaft ist. Denn wie zu allen anderen Wissenschaftszweigen hat Leipzig zur Geophysik viele und enge Beziehungen. Es ist die Geburtsstadt von Leibniz, der mit seiner Differential- und Integralrechnung auch den Geophysikern ein unentbehrliches Werkzeug schmiedete. Hier entstanden die ersten synoptischen Wetterkarten, indem Professor Brandes 1826 Karten mit Linien gleicher Abweichung des Barometerstandes und mit Windpfeilern zeichnete. Nach seinen Plänen richtete der berühmte Gustav Theodor Fechner ein geophysikalisches Institut ein, wohl das erste in Deutschland. Es erhielt seine besondere Bedeutung dadurch, daß Wilhelm Weber, einer der Göttinger Sieben, nach seiner Vertreibung aus Göttingen, hier Aufnahme fand, und seine mit Gauß begonnenen erdmagnetischen Beobachtungen fortsetzte. In Leipzig begann Feddersen seine Arbeiten über elektrische Schwingungen, die die Grundlage für die bahnbrechenden Hertzschen Entdeckungen lieferten. Im Jahre 1869 konstruierte Zöllner hier das nach ihm benannte Horizontalpendel. Wenn er die Priorität des Gedankens später auch Hengler zuerkannte, führte das Pendel doch mit Recht seinen Namen, denn er erkannte als erster die vielseitigen Anwendungsmöglichkeiten dieses Instrumentes, das er selbst schon als hochempfindliches Seismometer bezeichnet.

Karl Bruhns, der Direktor der Leipziger Sternwarte, richtete 1863 ein Netz von 24 Wetterbeobachtungsstationen in Sachsen ein und gründete mit Buys Ballot und anderen ein meteorologisches Komitee, den Vorläufer der meteorologischen Direktorenkonferenz, die auch für die physikalische Erforschung der Atmosphäre führend ist. Ferner wurde unter Bruhns die Leipziger Sternwarte Ausgangspunkt der

---

\*) Infolge eines bedauerlichen Mißverständnisses ist die Erwähnung des Vertreters der Stadt Leipzig, den Herr Oberbürgermeister Gördeler entsandt hatte, unterblieben.

sächsischen Gradmessung und ein wichtiger Knotenpunkt der europäischen Gradmessungsbögen. Auf der Pleißenburg und einer Reihe benachbarter trigonometrischer Punkte maß mein hochverdienter Amtsvorgänger Helmert Azimute, und stellte damit das Schema auf, nach dem jetzt in Preußen die Azimutmessungen angeordnet werden.

Der Geologe Credner schuf 1875 und 1876 einen sächsischen Erdbebendienst, indem er mit Hilfe von Aufrufen und Fragebogen Mitteilungen freiwilliger Mitarbeiter über beobachtete Erdstöße sammelte. Ihre Bearbeitung durch die in Leipzig befindliche Zentralstelle erwies das Vogtland und den südlichen Abfall des Erzgebirges als den Sitz der Erdbeben in Sachsen, die Credner mit dem tektonischen Aufbau dieser Gebiete in ursächlichen Zusammenhang bringen konnte. In Leipzig fand auch das erste Wiechertsche astatische Pendel außerhalb Göttingens Aufstellung. Ihm folgte bald ein zweites in Plauen im Vogtlande, das Credner als das Hauptschüttergebiet Sachsens nachgewiesen hatte.

Diese vielfachen Betätigungen Leipziger Gelehrter auf dem Gebiete der Geophysik führten 1913 zur Begründung eines Lehrstuhls für Geophysik und eines Geophysikalischen Instituts. Zu seiner Leitung wurde Vilhelm Bjerknes berufen, der hier seine Polarfronttheorien begründete und atmosphärische Störungsgleichungen aufstellte, die die früheren Arbeiten über Meteorologie als exakte Wissenschaft zusammenfaßte und krönte. Auf seinen Lehren beruht die moderne Wettervorhersage.

Die Wahl Leipzigs als Tagungsort ist aber nicht nur im Hinblick auf die Vergangenheit erfolgt, sondern auch mit einem Blick auf die Zukunft, da seinerzeit die Hoffnung bestand, daß bei dieser Tagung das neue Geophysikalische Observatorium auf dem Collm würde eingeweiht werden können. Wenn die wirtschaftliche Not unseres deutschen Vaterlandes auch die völlige Fertigstellung des neuen Observatoriums verhindert hat, so freuen wir uns doch, daß es der Organisationsgabe und der Tatkraft unseres Kollegen Weickmann gelungen ist, daß das Hauptgebäude fertiggestellt wurde, und daß diese Tagung ihre Krönung in der feierlichen Schlüsselübergabe dieses Gebäudes finden soll.

Wenn es auch nicht üblich ist, bei Eröffnungsfeiern der Toten zu gedenken, so muß ich heute doch eine Ausnahme machen, weil es sich um eines der hervorragendsten Mitglieder der Gesellschaft und der geophysikalischen Wissenschaft handelt, Alfred Wegener. Ein Nachruf auf ihn ist schon in unserer Zeitschrift erschienen, aber wir wollen diesem Mann mit dem reinen lautereren Charakter, dem aufrichtigen offenen Wesen, dem edlen Willen, dem weiten Vorausblick und dem kühnen Vollbringen einen Augenblick stillen Gedenkens weihen.

Ich danke Ihnen, daß Sie sich zu seinen Ehren von den Sitzen erhoben haben.

Danach überbrachte Herr Geheimrat Professor Dr. Bethe die Grüße Seiner Magnifizenz des Herrn Rektors der Universität Leipzig, der Sächsischen Staatsregierung und der Sächsischen Akademie der Wissenschaften. Er ergänzte die Ausführungen des Vorsitzenden hinsichtlich der Beziehungen Leipzigs zur Geophysik und sprach über die Stellung der Geophysik in der Altertumswissenschaft, seinem eigenen Arbeitsgebiet. Der Vorsitzende dankte Herrn Bethe für seine Ausführungen und bat ihn, diesen Dank an Seine Magnifizenz den Herrn Rektor, die Sächsische Staatsregierung und die Sächsische Akademie der Wissenschaften weiterzuleiten. Besonders verpflichtet fühlt sich die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft Seiner Magnifizenz dem Herrn Rektor der Universität, daß er ihr für die Jubiläumssitzung diesen schönen Raum mit dem berühmten Gemälde von Klinger überlassen hat, das Weisheit und Wissenschaft und die platonische Staatsidee verherrlicht.

Danach hielt Herr Professor Linke aus Frankfurt a. M. einen öffentlichen Vortrag über den Einfluß geophysikalischer Vorgänge auf die Gesundheit.

Den Schluß der Eröffnungssitzung bildete Beethoven: Streichquartett C-Dur, Op. 59, Nr. 3, 4. Satz, das das Gewandhausquartett in gewohnter künstlerischer

Vollendung zum Vortrag brachte. Lebhafter Beifall dankte den Künstlern für den hohen Genuß, den sie durch das Spiel der Versammlung bereitet hatten. Der Vorsitzende gab diesem Dank durch Worte Ausdruck, indem er ausführte, daß das Quartett neben der verstandesmäßigen Seite der menschlichen Kultur, der die Ansprachen und der Vortrag gewidmet gewesen wären, auch die künstlerische Seite dieser Kultur zur Geltung gebracht habe.

Am Abend des 4. Oktober war die Gesellschaft vom Rat der Stadt Leipzig zu einem Imbiß in den Ratskeller geladen, wo der Herr Oberbürgermeister Gördeler mit einer formvollendeten und tiefeschürfenden Rede die Gesellschaft begrüßte und Herrn Weickmann zur Vollendung des neuen Geophysikalischen Observatoriums beglückwünschte. Er überreichte ihm dabei ein Bild zur Ausschmückung des Direktorzimmers dieses neuen Instituts. Der Vorsitzende dankte dem Herrn Oberbürgermeister für die Einladung und Begrüßung der Gesellschaft und für die Entsendung eines Vertreters zur Eröffnungssitzung.

Am 6. Oktober nachmittags folgte die Gesellschaft der Einladung der Sächsischen Staatsregierung zur Eröffnungsfeier des neuen Observatoriums auf dem Collnberg. Dabei überbrachte der Vorsitzende die Glückwünsche der Gesellschaft zur Vollendung dieses Werkes. Er hob den Idealismus und die hohe Wertschätzung geistiger Kultur hervor, die Volk und Regierung des Freistaates Sachsen bewiesen haben, indem sie in dieser Notzeit einen solchen Bau haben erstehen lassen.

Zehnte Mitgliederversammlung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft am Mittwoch, dem 5. Oktober 1932, in Leipzig. Hörsaal des Mineralogisch-Petrographischen Instituts

#### Tagesordnung

1. Bericht des Vorstandes.
2. Bericht des Schriftleiters.
3. Kassenbericht.
4. Entlastung des Vorstandes.
5. Kassenvoranschlag und Festsetzung des Mitgliedsbeitrages.
6. Wahlen zum Vorstand. Es scheiden aus: Defant, Nippoldt, Tams.
7. Wahl der Rechnungsprüfer.
8. Zeit und Ort der nächsten Tagung.
9. Beitritt zum Zweckverband der deutschen naturwissenschaftlichen und medizinischen Kongresse.
10. Vorschläge für einen oder zwei Vertreter der Geophysik im Fachausschuß der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft.

Der Vorsitzende eröffnet die Mitgliederversammlung um 14<sup>h</sup> 43<sup>m</sup>. Anwesend sind 25 Mitglieder. Der Vorsitzende stellt fest, daß die Versammlung rechtzeitig und ordnungsmäßig einberufen worden und daher beschlußfähig ist.

Punkt 1. Der Vorsitzende erstattet den Bericht des Vorstandes (Anlage 1).

Herr Adolf Schmidt fragt, ob der Vorstand berechtigt war, den Beitritt zur I. V. G. G. zu beschließen.

Der Vorsitzende antwortet, daß der Vorstand den Beitritt nur vorbereiten sollte. Dies hat er durch Gründung der D. V. G. G. getan. Einen Beschluß über den Beitritt konnte der Vorstand selbstverständlich nicht fassen, ebensowenig wie ihn die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft fassen kann. Dazu war nur die Gesamtheit der in der D. V. G. G. zusammengeschlossenen Behörden, Körperschaften, Institute und Gesellschaften berechtigt.

Punkt 2. Der Schriftleiter der Zeitschrift für Geophysik, Herr Angenheister, erstattet den Bericht über die Zeitschrift (Anlage 2).

Punkt 3. Der Schatzmeister, Herr Schütt, erstattet den Kassenbericht. Danach berichten die Kassenprüfer, die Herren Haalck und Kölzer, daß sie die Kasse geprüft und in bester Ordnung vorgefunden haben. Sie stellen den Antrag auf Entlastung des Schatzmeisters.

Punkt 4. Dem Vorstand, dem Schriftführer und dem Schatzmeister wird durch die Mitgliederversammlung einstimmig Entlastung erteilt. Der Vorsitzende dankt dem Schriftführer besonders dafür, daß er ehrenamtlich die umfangreiche und undankbare Arbeit der Schriftleitung weiter auf sich genommen hat. Ebenso dankt er dem Schatzmeister für die mustergültige Führung der Kasse der Gesellschaft.

Punkt 5. Der Mitgliedsbeitrag wird auf 25 RM festgesetzt, was eine Kürzung des Umfanges der Zeitschrift um  $4\frac{1}{2}$  Bogen nötig macht. Für Mitglieder, die um Befreiung vom Bezuge der Zeitschrift ersuchen und ihre wirtschaftliche Notlage begründen können, beträgt der Beitrag wie bisher 4 RM. Der Kassenvoranschlag balanziert nach den Ausführungen des Herrn Schatzmeisters auch bei Herabsetzung des Beitrages. Herr Kölzer fragt an, ob nicht wegen der jetzigen gesenkten Löhne eine Verringerung des Umfanges der Zeitschrift unterbleiben könne. Herr Angenheister antwortet, daß die Zeitschrift sich erst seit 1931 selbst erhalten hat, früher dagegen stets ein Defizit gebracht habe. Würde bei dem geringen Beitrag keine Verminderung des Umfanges vorgenommen werden, so würde wieder ein Defizit entstehen. Es schließt sich eine Aussprache darüber an, ob die Versendung der Zeitschrift nicht dadurch verbilligt werden könnte, daß sie den Mitgliedern, die an einem und demselben Institut beschäftigt sind, gemeinsam zugesandt wird. Es wird den Instituten freigestellt, von diesem Vorschlage Gebrauch zu machen. Gegen eine allgemeine Einführung der gemeinsamen Übersendung werden von dem Herrn Schatzmeister Bedenken erhoben.

Punkt 6. Aus dem Vorstand scheidern die Herren Defant, Nippoldt und Tams aus. An ihre Stelle treten die Herren Linke, Meinardus und Rauschelbach.

Die Amtsdauer derjenigen Vorstandsmitglieder, die eigentlich satzungsgemäß 1933 ausscheiden müßten, wird bis zur Mitgliederversammlung 1934 verlängert.

Zu stellvertretenden Vorsitzenden werden die Herren W. Schmidt und Weickmann berufen.

Der Vorstand setzt sich demnach für die beiden nächsten Geschäftsjahre wie folgt zusammen:

Vorsitzender: E. Kohlschütter; stellvertretende Vorsitzende: W. Schmidt und L. Weickmann; Schatzmeister: R. Schütt; Schriftleiter: G. Angenheister; weitere Vorstandsmitglieder: J. Koenigsberger, A. Born, O. Hecker, F. Linke, W. Meinardus und H. Rauschelbach.

Punkt 7. Zu Kassenprüfern werden die Herren Haalck und Kölzer wiedergewählt.

Punkt 9. Der Beitritt der Gesellschaft zum Zweckverband der deutschen naturwissenschaftlichen und medizinischen Kongresse wird beschlossen.

Punkt 8. Eine Einladung für die nächste Tagung liegt aus Kiel vor. Die Gesellschaft dankt dem Magistrat der Stadt Kiel dafür, läßt die Frage des Tagungsortes jedoch noch offen, weil es wünschenswert ist, daß sie in räumlichem und zeitlichem Zusammenhange mit der Mathematiker- und Physikertagung stattfindet. Durch den Beitritt zum Zweckverband ist es möglich, rechtzeitig zu erfahren, wo die Mathematiker- und Physikertagung im Jahre 1934 stattfinden wird. Aus diesem Grunde wird es dem Vorstände überlassen, Zeit und Ort der nächsten Tagung zu bestimmen.

Punkt 10. Falls die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft für den Ausschuß 14, Physik, zwei Vertreter der Geophysik zuläßt, werden Herr Kohlschütter

für die Geophysik des festen Erdkörpers und Herr Schmauß für die Geophysik der Wasserhülle und der Lufthülle der Erde vorgeschlagen. Falls die Notgemeinschaft jedoch nur einen Vertreter für das Gesamtgebiet der Geophysik zuläßt, soll Herr Schmauß als Vertreter benannt werden.

Herr Ad. Schmidt dankt im Namen der Gesellschaft dem Vorsitzenden für die von ihm geleistete Arbeit.

Schluß der Sitzung: 15<sup>h</sup> 52<sup>m</sup>.

Anwesend waren jetzt 30 Mitglieder.

gez.: Jung  
Protokollführer

gez.: Kohlschütter  
Sitzungsleiter

## Anlage 1

### Bericht des Vorstandes

über die Geschäftsjahre vom 1. Oktober 1930 bis 30. September 1932

In den abgelaufenen beiden Geschäftsjahren bestand der Vorstand aus den Herren E. Kohlschütter als Vorsitzenden, A. Defant und A. Nippoldt als stellvertretenden Vorsitzenden, R. Schütt als Schatzmeister, G. Angenheister als Schriftleiter der Gesellschaftszeitschrift und den Herren E. Tams, J. Königsberger, Wilhelm Schmidt, L. Weickmann, A. Born, O. Hecker.

Am 1. Oktober 1930 gehörten der Gesellschaft 216 Mitglieder an. Bis 30. September 1932 sind durch Tod, Austritt, Streichung 18 Mitglieder ausgeschieden. Neu eingetreten sind 7, so daß am 1. Oktober 1932 der Mitgliederbestand 205 betrug. Des großen Verlustes, den die Gesellschaft durch den Tod Alfred Wegeners erfahren hat, habe ich bereits bei der Eröffnungssitzung gedacht. Weitere Todesfälle in der Gesellschaft sind mir nicht bekannt geworden. Der bedauerliche Rückgang der Mitgliederzahl ist den traurigen wirtschaftlichen Zuständen Deutschlands zuzuschreiben. Ich halte es für ein Zeichen der wissenschaftlichen Bedeutung und Notwendigkeit unserer Gesellschaft, daß der Rückgang in diesen Zeiten nicht noch größer gewesen ist. Allerdings muß mit der Möglichkeit gerechnet werden, daß die rückläufige Bewegung noch nicht zum Stillstand gekommen ist. Außerdem hat der Vorstand geglaubt, mehreren Gesuchen um Herabsetzung des Mitgliedbeitrages zustimmen zu müssen, da die schwere wirtschaftliche Notlage der Gesuchsteller dies begründet erscheinen ließ. Die Zeitschrift ist diesen Mitgliedern nicht mehr geliefert worden.

Bei der letzten Tagung ist der Vorstand beauftragt worden, unter Hinzuziehung der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft, des Reichsbeirates für das Vermessungswesen, der Direktorenkonferenz der Deutschen Hydrologischen Institute und der beteiligten großen deutschen Institute den Beitritt Deutschlands zur Internationalen Vereinigung für Geodäsie und Geophysik (I. V. G. G.) vorzubereiten.

Er ist diesem Auftrage nachgekommen, indem er eine Versammlung der Beteiligten zur Beratung dieser Frage nach Berlin zum 9. Januar 1932 einberief. Nach den Satzungen der Internationalen Vereinigung für Geodäsie und Geophysik muß eine bestimmte Körperschaft oder die Regierung Träger der Mitgliedschaft sein. Da die Reichsregierung die Übernahme dieser Aufgabe abgelehnt hatte, und eine deutsche Körperschaft nicht vorhanden ist, die alle in der internationalen Vereinigung vertretenen Wissenschaftszweige umfaßt, mußte eine solche Körperschaft neu gegründet werden. So entstand am 9. Januar 1932 die deutsche Vereinigung für Geodäsie und Geophysik (D. V. G. G.) mit dem einzigen Zweck, Träger der deutschen Mitgliedschaft in der I. V. G. G. zu sein. Es gab drei Möglichkeiten, diese Körperschaft zu bilden, erstens die Zusammensetzung nur aus persönlichen Einzelmitgliedern, zweitens nur aus Behörden, Körperschaften, Instituten und Gesellschaften und drittens aus persönlichen Einzelmitgliedern und Behörden, Gesellschaften usw. zusammen. Die Versammlung



vom 9. Januar 1932 entschied sich nach längerer Aussprache für die zweite Form und daher sind nur Behörden, Körperschaften, Institute und Gesellschaften Mitglieder. Der Vorstand und der nach den Satzungen der I. V. G. G. zu wählende deutsche Ausschuß kann natürlich nur aus Einzelpersonlichkeiten bestehen. In den Vorstand wurden gewählt E. Kohlschütter als Vorsitzender, H. Heinrici als Vorsitzendenstellvertreter, A. Schmauß als Beisitzer.

Am 4. Oktober 1932 hat die erste Mitgliederversammlung der D. V. G. G. stattgefunden. Dabei wurden in den deutschen Ausschuß folgende Herren gewählt:

- a) für das Fachgebiet: Geodäsie. Professor Dr. Clauß, München; Professor Dr. Eggert, Berlin; Ministerialrat Dr.-Ing. Müller, Darmstadt; Präsident v. Müller, Berlin; Professor Dr. Schmehl, Potsdam.
- b) Fachgebiet: Seismologie. Professor Dr. Angenheister, Göttingen; Professor Dr. Errulat, Königsberg i. Pr.; Professor Dr. Tams, Hamburg; der künftige Direktor der Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Jena.
- c) Fachgebiet: Meteorologie. Professor Dr. v. Ficker, Berlin; Professor Dr. Kleinschmidt, Stuttgart; Oberregierungsrat Dr. Kuhlbrodt, Hamburg, Professor Dr. Weickmann, Leipzig.
- d) Fachgebiet: Erdmagnetismus und Luftelektrizität. Professor Dr. Bartels, Eberswalde; Professor Dr. Nippoldt, Potsdam; Professor Dr. Wigand, Hamburg.
- e) Fachgebiet: Physikalische Ozeanographie. Professor Dr. Defant, Berlin; Oberregierungsrat Professor Dr. Schulz, Hamburg.
- f) Fachgebiet: Vulkanologie. Professor Dr. Berg, Berlin; Professor Dr. Rock, Berlin.
- g) Fachgebiet: Wissenschaftliche Hydrologie. Geheimer Baurat Soldan, Berlin; ein zweiter nach Art. 9 (früher 10) der Satzungen hinzuzuwählender Vertreter.

Somit ist seitens der deutschen Gelehrten alles getan, was von ihrer Seite getan werden konnte, um den Eintritt in die I. V. G. G. zu ermöglichen. Der Zeitpunkt, zu dem dies geschehen kann, hängt daher nur noch davon ab, wann die Reichsregierung in der Lage sein wird, die notwendigen Mittel zur Zahlung der Jahresbeiträge und der Reisekosten der deutschen Vertreter zu den Tagungen der I. V. G. G. bereit zu stellen. Infolge der außerordentlich schwierigen finanziellen Lage ist noch nicht abzusehen, wann dies der Fall sein wird.

Der Vorstand sieht hiermit den Auftrag als erledigt an, der ihm bei der neunten Mitgliederversammlung erteilt worden ist. Kohlschütter.

## Anlage 2

### Bericht über die Herausgabe der Zeitschrift für Geophysik, Jahrgang 1931 und 1932, von G. Angenheister

Der Band VII, 1931 enthält 377 Seiten Text mit 146 Figuren und Titel usw. + 16 Seiten Literaturverzeichnis, zusammen  $24\frac{3}{4}$  Bogen; außerdem 274 Seiten = 17 Bogen Geophysikalische Berichte. Der ganze Umfang beträgt somit 651 Seiten oder fast 42 Bogen. Der Bezugspreis für Mitglieder der Geophysikalischen Gesellschaft beträgt somit 0.62 RM pro Bogen; das ist rund die Hälfte der sonst üblichen Zeitschriftenpreise.

Band VIII, 1932, enthält  $31\frac{1}{4}$  Bogen Text und  $11\frac{1}{4}$  Bogen Geophysikal. Berichte.

Seit 1930 hat sich die Zahl der Bezieher um 18% vermindert, und zwar Mitglieder um 15%, Nichtmitglieder um 20%. Diese 15% Abnahme der Mitgliederbezieher ist nur zu einem kleinen Teil durch Austritt aus der Gesellschaft, zum weitaus größeren

Teil durch Schuldigbleiben des Jahresbeitrages infolge der allgemeinen schlechten Wirtschaftslage erfolgt. Es wäre sehr zu begrüßen, wenn die früheren Bezieher durch die erfolgte Herabsetzung des Jahresbeitrages von 30 auf 25 RM und bei Besserung der Wirtschaftslage wieder zurückgewonnen würden.

Bei Band VI war der vorgesezte Text um 5 Bogen überschritten worden, Band VII mußte dementsprechend gekürzt werden.

Durch Herabminderung der Herstellungskosten, Vereinfachung in der Drucklegung (Figuren), durch Verzicht des Schriftleiters, wie auch früher, auf Honorar und des Verlages auf Ersatz der allgemeinen Geschäftskosten, konnten Einnahmen und Ausgaben im Mittel der letzten Jahre zum Balanzieren gebracht werden.

Zur Fortsetzung der beigelegten Geophysikalischen Berichte soll wie früher ein Zuschuß von der Notgemeinschaft erbeten werden. Für die Zeitschrift selbst wurde von der Notgemeinschaft in den letzten 3 Jahren ein Zuschuß nicht mehr gewährt und steht auch nicht mehr zu erwarten.

**Anlage 3** Abrechnung über die Einnahmen und Ausgaben  
der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft für die Geschäftsjahre  
1930/31 und 1931/32

Abgeschlossen am 29. September 1932

Einnahmen		Ausgaben	
An Bestand . . . . .	RM 795.42	Per Verwaltungskosten . .	RM 400.94
Restbeiträge 1929/30 . .	„ 168.43	Fr. Vieweg & Sohn A.-G.	
Beiträge 1930/31 und		f. Jahrg. VII u. VIII	
1931/32 . . . . .	„ 11 069.72	d. Ztschr. f. Geophys. „	10 072.67
Zurückgezahlte Porto-		Kosten der Dresdener	
auslagen . . . . .	„ 6.82	Tagung . . . . .	„ 156.08
Geschenke . . . . .	„ 40.—	Kosten der Potsdamer	
Bankzinsen . . . . .	„ —.30	Tagung . . . . .	„ 15.—
		Für Hilfe bei der Zu-	
		sammenstellung des	
		Literaturberichts . .	„ 100.—
		Übertrag auf 1932/33 u.	
		1933/34 . . . . .	„ 1336.—
	RM 12 080.69		RM 12 080.69

Von obigen RM 1336.— sind

auf der Bank . . . . . RM 1229.32  
auf Postscheckkonto . . . „ 82.21  
in der Kasse . . . . . „ 24.47

RM 1336.—

Prof. Dr. R. Schütt  
z. Zt. Schatzmeister

Geprüft und richtig befunden  
Dr. Kölzer Dr. Haalck

Leipzig, den 4. Oktober 1932

## Autorenverzeichnis

- Andrée, K.** 479.  
**Angenheister, G.** 253, 480, 487.
- Bauer, L. A.** (Nachruf) 253.  
**Berroth, A.** 30, 331.  
**Beuermann, W.** 1.  
**Blut, H.** 130, 305.  
**Boesch, A.** 166.  
**Büttner, K.** 111.
- Ebert, A.** 409.  
**Egedal, J.** 195.
- Fanselau, G.** 226.
- Gebelein, H.** 272.  
**Gerecke, F.** 65.  
**Gräfe, H.** 144.
- Haalck, H.** 17, 88, 154, 197, 256, 409.  
**Hahnfeld, J.** 89.  
**Haubold, W.** 446.
- Haussmann, K.** 487.  
**Hummel, J. N.** 249.
- Jung, H.** 325, 458.  
**Jung, K.** 40, 425.
- Kaselitz, F.** 191, 479.  
**Kohlschütter, E.** 480.  
**Köhler, R.** 65, 109, 461.  
**Koenigsberger, J.** 322.  
**Koulomzine, Th.** 166.
- Landsberg, H.** 107.  
**Löhnberg, A.** 283.
- Martin, H.** 205.  
**Meyermann, B.** 329.  
**Möller, F.** 53.  
**Mügge, R.** 53, 111.  
**Müller, H. K.** 65, 459.  
**Müller, M.** 423.
- Nippoldt, A.** 403.
- Oeser, E.** 242.
- Popoff, I.** 164.
- Ramspeck, A.** 65, 467.  
**Regula, H.** 469.  
**Rössiger, M.** 470.  
**Rohrbach, W.** 113.
- Schlomka, T.** 84.  
**Schmehl, H.** 427.  
**Schmerwitz, G.** 397, 439.  
**Schmid, E.** 233.  
**Schmidt, Ad.** 398.  
**v. Schmidt, O.** 376.  
**Schünemann, H.** 216.  
**Schütt, R.** 488.  
**Scultetus, H. R.** 370.  
**Stern, W.** 181, 283.  
**Stüve, G.** 250.
- Tams, E.** 327.
- Wegener, K.** 419.  
**Witte, H.** 453.

# Sachverzeichnis

## I. Physik des festen Erdkörpers

1. Bewegung und Aufbau der Erde,  
Schwere

H. Haalck: Ein statischer Schwere-  
messer (zweite Mitteilung). S. 17.

A. Berroth: Beitrag zur Theorie und  
Praxis der Referenzpendel-Messungen  
unter Anwendung von Minimum-  
pendeln. S. 30.

Karl Jung: Schwere und Geoid bei Iso-  
stasie. S. 40.

H. Haalck: Ein statischer Schwere-  
messer (zweite Mitteilung, Fort-  
setzung). S. 197.

H. Haalck: Ein Quecksilberneigungs-  
messer von hoher Empfindlichkeit.  
S. 256.

A. Berroth: Theorie einiger gravimetri-  
scher Instrumente nach dem Prinzip  
der bifilaren Aufhängung. S. 331.

G. Schmerwitz: Experimentelle Er-  
gänzungen zur Theorie des abrollenden  
Pendels. S. 397.

Karl Jung: Die Randwertaufgabe der  
Geodäsie. S. 425.

H. Schmehl: Ein Beitrag zum Zwei-  
pendelverfahren bei relativen Schwere-  
messungen. S. 427.

G. Schmerwitz: Einfluß der Schneiden-  
lagerung auf die Meßgenauigkeit ge-  
ophysikalischer Instrumente. S. 439.

## 2. Gezeiten, Deformationen, Seismik

W. Beuermann: Untersuchung der  
Schallausbreitung bei Unterwasser-  
explosionen. S. 1.

Seismische Untersuchungen des Geophysi-  
kalischen Instituts in Göttingen.

I. F. Gerecke und H. K. Müller:  
Messungen auf dem Rhoneglet-  
scher. S. 65.

II. A. Ramspeck: Eine Schüttel-  
platte zur Untersuchung von  
Seismographen. S. 71.

III. R. Köhler: Eine neue Methode  
der Seismographenprüfung. S. 74.

H. Landsberg: Über einen Fall an-  
geblicher Erdbebenvorgefühle. S. 107.  
Seismische Untersuchungen des Geophysi-  
kalischen Instituts in Göttingen.

IV. W. Rohrbach: Über die Dis-  
persion seismischer Oberflächen-  
wellen. S. 113.

V. H. Blut: Ein Beitrag zur Theorie  
der Reflexion und Brechung ela-  
stischer Wellen an Unstetigkeits-  
flächen. S. 130.

VI. H. Gräfe: Das Nordtiroler Beben  
vom 8. Oktober 1930. I. Teil.  
S. 144.

J. Egedal: Über eine Messung der Be-  
wegung von Pfeilern. S. 195.

H. Schünemann: Die seismische Boden-  
unruhe zweiter Art in Hamburg und  
ihre Ursache. (Wellenperioden 10 bis  
40 sec.) S. 216.

Seismische Untersuchungen des Geophysi-  
kalischen Instituts in Göttingen.

VII. H. Blut: Ein Beitrag zur Theorie  
der Reflexion und Brechung ela-  
stischer Wellen an Unstetigkeits-  
flächen. S. 305.

H. R. Scultetus: Luftelektrische und  
erdmagnetische Begleiterscheinungen  
von Erdbeben. S. 370.

O. v. Schmidt: Brechungsgesetz oder  
senkrechter Strahl? Eine kritische  
Studie auf Grund seismischer Ar-  
beiten in Venezuela. S. 376.

H. Witte: Laufzeitkurve und Aus-  
breitung der elastischen Raumwellen  
im Erdinnern. S. 453.

H. K. Müller: Beobachtung von Spre-  
ngungen in drei Komponenten. S. 459

R. Köhler: Die Resonanzmethode als Hilfsmittel bei seismischen Untersuchungen. S. 461.

A. Ramspeck: Zusammenhang zwischen Boden- und Gebäudeschwingungen. S. 467.

H. Regula: Neubearbeitung der Schallbeobachtungen, insbesondere des Geophysikalischen Instituts in Göttingen. S. 469.

M. Rössiger: Beitrag zur Theorie des Blattfederseismographen. S. 470.

## II. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde

Erdmagnetismus, Polarlicht, Luftelektrizität, Durchdringende Strahlung

T. Schломka: Zur Haalckschen Theorie des Erdmagnetismus. S. 84.

H. Haalck: Erwiderung dazu. S. 88.

I. Hahnfeld: Untersuchungen über die elektrische Raumladung und das elektrische Feld am Boden. S. 89.

H. Haalck: Über die physikalische Natur des magnetischen Rindenfeldes der Erde. S. 154.

I. Popoff: Die erdmagnetische Deklination in Bulgarien. S. 164.

Th. Koulomzine und A. Boesch: Abhandlung über die von den Askania-Werken erbaute Vertikal-Feldwaage von Schmidt. S. 166.

G. Fanselau: Über das elastische Altern von Metallfäden. S. 226.

E. Schmid: Messungen des Radium-Emanationsgehaltes von Kellerluft. (Mitteilung aus dem Physikalischen Institut der Universität Graz, Nr. 82.) S. 233.

E. Oeser: Messungen der kosmischen Ultrastrahlung zwischen 50° und 70° nördlicher Breite. S. 242.

G. Angenheister: Louis Agricola Bauer †. S. 253.

J. Koenigsberger: Gesteinsmagnetismus und Säkularvariation. S. 322.

H. R. Scultetus: Luftelektrische und erdmagnetische Begleiterscheinungen von Erdbeben. S. 370.

Ad. Schmidt: Inwieweit vermag die Annahme eines sich gleichförmig drehenden magnetischen Erdkerns die Erscheinungen der erdmagnetischen Säkularvariation zu erklären? S. 398.

## III. Physik der Atmosphäre

Dynamik der Atmosphäre, Strahlungsvorgänge

R. Mügge und F. Möller: Zur Berechnung von Strahlungsströmen und Temperaturänderungen in Atmosphären von beliebigem Aufbau. S. 53.

A. Nippoldt: Das Allgemeingeräusch in der Atmosphäre. S. 403.

## IV. Angewandte Geophysik

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

Elektrische und radioaktive Methoden

A. Berroth: Beitrag zur Theorie und Praxis der Referenzpendelmessungen unter Anwendung von Minimumpendeln. S. 30.

Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen von F. Gerecke, H. K. Müller, A. Ramspeck, R. Köhler. S. 65.

Th. Koulomzine und A. Boesch: Abhandlung über die von den Askania-Werken erbaute Vertikal-Feldwaage von Schmidt. S. 166.

W. Stern: Beiträge zur Meßtechnik und Anwendung der Methode des scheinbaren spezifischen Widerstandes. (Mitteilung aus dem Geologisch-Mineralogischen Institut der Universität Köln.) S. 181.

F. Kaselitz: Ein neuer Integrator zur Berechnung von Schwerewerten. S. 191.

H. Haalck: Ein statischer Schwere-messer. (Zweite Mitteilung, Fortsetzung.) S. 197.

H. Martin: Die allgemeine Koinzidenz-kurve. S. 205.

G. Fanselau: Über das elastische Altern von Metallfäden. S. 226.

- J. N. Hummel: Berichtigung zu der Arbeit „Der scheinbare spezifische Widerstand“. S. 249.
- H. Haalck: Ein Quecksilberneigungsmesser von hoher Empfindlichkeit. S. 256.
- H. Gebelein: Das abrollende physikalische Pendel. S. 272.
- A. Löhnberg und W. Stern: Ein neuer Weg der karsthydrologischen Forschung durch Anwendung geoelektrischer Methoden. S. 283.
- J. Koenigsberger: Gesteinsmagnetismus und Säkularvariation. S. 322.
- G. Schmerwitz: Experimentelle Ergänzungen zur Theorie des abrollenden Pendels. S. 397.
- H. Haalck und A. Ebert: Eine elektromagnetische Messungsmethode mit Elektrodenverlegung zur Aufsuchung von Leitfähigkeitsunterschieden im Untergrund. S. 409.
- M. Müller: Die experimentelle Bestimmung der Reaktionsgeschwindigkeit aktiver elektrischer Vorgänge im Erdboden. S. 423.
- H. Schmehl: Ein Beitrag zum Zweipendelverfahren bei relativen Schwere-messungen. S. 427.
- G. Schmerwitz: Einfluß der Schneiden-lagerung auf die Meßgenauigkeit geophysikalischer Instrumente. S. 439.
- W. Haubold: Eine Vorrichtung zur Bestimmung der Geländekorrektur bei Messungen mit Eötvösschen Drehwaagen. S. 446.
- H. K. Müller: Beobachtung von Sprengungen in drei Komponenten. S. 459.
- R. Köhler: Die Resonanzmethode als Hilfsmittel bei seismischen Untersuchungen. S. 461.
- A. Ramspeck: Zusammenhang zwischen Boden- und Gebäudeschwingungen. S. 467.

### Verschiedenes und Mitteilungen

- AEF Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen. Bezug der Fortdrucke des AEF. S. 109.
- Preis Ausschreiben der Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V. S. 112.

- Zehnte Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Leipzig vom 3. bis 6. Oktober 1932. S. 251.
- Nachruf auf Louis Agricola Bauer (von G. Angenheister). S. 253.
- K. Wegener: Geophysikalische Forschungen der beiden letzten Jahre in den Polargebieten. S. 419.
- F. Kaselitz: Ergänzung zu dem Aufsatz: „Ein neuer Integrator zur Berechnung von Schwerewerten“. S. 479.
- E. Kohlschütter, G. Angenheister, R. Schütt: Bericht über die zehnte Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft vom 4. bis 6. Oktober 1932 in Leipzig. S. 480.
- Berichtigungen. S. 112.

### Referate

- R. Köhler: B. Gutenberg: Handbuch d. Geophysik, Bd. 2, Lief. 1. S. 109.
- K. Büttner: F. Linke: Meteorologisches Taschenbuch. S. 111.
- R. Mügge: W. Köppen und R. Geiger: Handbuch der Klimatologie. S. 111.
- G. Stüve: Ergebnisse der aerologischen Messungen . . . S. 250.
- H. Jung: B. Gutenberg: Handbuch der Geophysik, Bd. 1, Lief. 1. S. 325.
- E. Tams: B. Gutenberg: Handbuch der Geophysik, Bd. 3, Lief. 1. S. 327.
- B. Meyermann: B. Wanach und H. Mahnkopf: Ergebnisse des Internationalen Breitendienstes von 1912, 0 bis 1922,7. S. 329.
- K. Haussmann: Burmeister: Erdmagnetische Vermessung der Rheinpfalz. S. 478.
- K. Andréé: K. Andréé: Die geophysikalische Warte der Albertus-Universität. S. 479.
- G. Angenheister: Alfred Wegeners letzte Grönlandfahrt. S. 480.

### Geophysikalische Berichte

- S. 253—274 (1931). Heft 1/2.
- S. 1—56. Heft 1/2.
- S. 57—108. Heft 3/4.
- S. 109—124. Heft 5.
- S. 125—168. Heft 6/7.
- S. 169—180. Heft 8.

## Geophysikalische Berichte

**A. Sommerfeld** und **K. Glitscher**. Hermann Anschütz-Kaempfe †. ZS. d. Ver. d. Ing. **75**, 1187—1188, 1931, Nr. 38.

**Georges Tiercy**. Le Professeur Raoul Gautier (1854—1931) †. Gerlands Beitr. z. Geophys. **31**, 322—323, 1931, Nr. 1/3. *H. Ebert.*

**Maurice Alliaume**. Note sur la théorie du théodolite. Union des Ing. de Louvain **57**, 67—80, 1930, Nr. 2. Verf. entwickelt eine neue Theorie des Theodoliten in den Kapiteln: 1. Prinzip und Näherung, 2. Konstruktions- und Regulierungsfehler: Kollimation, Nullpunktsfehler des Vertikalkreises, Neigung der Drehachse des Fernrohrs, Exzentrizität. 3. Einstellfehler. *E. J. M. Honigmann.*

**Joachim Scholz**. Ein neuer Apparat zur Bestimmung der Zahl der geladenen und ungeladenen Kerne. ZS. f. Instrkde. **51**, 505—522, 1931, Nr. 10. Ausführliche Beschreibung eines von der Firma Schulze (Potsdam) hergestellten Apparates, mit dessen Hilfe einerseits die Gesamtzahl der in der Atmosphäre vorhandenen Kondensationskerne, andererseits die Zahl der ungeladenen Kerne (aus der Differenz dann die Zahl der geladenen Kerne) bestimmt werden kann. Ein einsetzbarer Plattenkondensator soll die Ermittlung der Kernladung ermöglichen. Der Meßbereich des neuen Apparates ist erheblich größer als der des alten Aitkenschen Taschenzählers. Man kann im Minimum 7, im Maximum  $1,66 \cdot 10^6$  Kerne pro  $\text{cm}^3$  messen. — Mit der neuen Apparatur werden verschiedene Versuche durchgeführt, die ihre Wirkungsweise und Brauchbarkeit dartun. *K. W. F. Kohrausch.*

**W. R. Blair** and **H. M. Lewis**. Radio tracking of meteorological balloons. Proc. Inst. Radio Eng. **19**, 1531—1560, 1931, Nr. 9. Für zahlreiche Zwecke ist die Kenntnis der meteorologischen Verhältnisse in den oberen Luftschichten von großer Wichtigkeit, ganz besonders auch die Windrichtung und Windstärke. Die Beobachtung dieser Daten erfolgt gewöhnlich mit kleinen Ballons, die mit einer bekannten Geschwindigkeit aufsteigen und die nun von dem Luftstrom mitgeführt werden, der in der jeweiligen Höhe vorherrscht. Man beobachtet mit visuellen Methoden von Minute zu Minute den Standort des Ballons und kann damit die Windrichtung und Windstärke in der dem Beobachtungsintervall entsprechenden Luftschicht festlegen. Die Methoden versagen bei wolkigem oder sonst unsichtigem Wetter. In dieser Arbeit wird eine Methode mitgeteilt, um den Ballon in solchen Fällen auf drahtlosem Wege zu verfolgen. Im Ballon befindet sich ein leichter Sender, der nur etwa ein Pfund wiegt und der während des Aufsteigens ständig Signale aussendet. Der jeweilige Stand des Ballons wird am Boden mit einem Rahmenempfänger angepeilt. Der Aufbau von Sender und Empfänger werden eingehend beschrieben, auch wird eine so gewonnene Meßreihe mitgeteilt und mit gleichzeitig durch visuelle Methoden gewonnenen Werten verglichen.

*Bleichschmidt.*

**Walter Grundmann**. Barometereichanlage mit selbsttätiger und registrierender Wechselschaltvorrichtung für Druck und Sog in beliebigen Intervallen. ZS. f. Instrkde. **51**, 476—479, 1931, Nr. 9. Es wird eine Eichenrichtung für Barometer (Ölluftpumpe zum Saugen und Drücken, Glasplatte mit Teller und entsprechende Zuleitungen) beschrieben. Dazu kommt eine Vorrichtung zur Alterung der Instrumente (Massage). Diese besteht aus einem kontaktgebenden Manometer mit Relais und einem Hahnschaltersystem. *H. Ebert.*

**Franz Baur.** Über das Abhängigkeitsgesetz stochastisch verbundener Veränderlichen mit Erläuterungen an einem meteorologischen Beispiel. Meteorol. ZS. 48, 346—349, 1931, Nr. 9. Zur Sprache kommen der Korrelationskoeffizient zwischen zwei (zufälligen) Veränderlichen, Bedenken gegen die Anwendung der Korrelationsrechnung auf geophysikalische Probleme. Verf. erklärt die skedastische Gleichung und ihr geometrisches Bild, die skedastische Linie (dargestellt in graphischer Weise in Abb. 3; die Beziehungslinie, nach der Methode der kleinsten Quadrate ausgeglichen, ist in Abb. 2 gegeben, Beziehungslinien in Abb. 1; in einer Korrelationstabelle finden sich Fünftagewerte der Schwankungsintensität des Luftdrucks zwischen Potsdam und Mailand—Oslo). *Blaschke.*

**L. Steiner.** Zur Deutung des Quadrats des Korrelationskoeffizienten. Meteorol. ZS. 48, 350—353, 1931, Nr. 9. Verf. entwickelt für eine Reihe einander entsprechender Beobachtungswerte unter Voraussetzung einer linearen Verbindung die nötigen Formeln bzw. die Gleichung für das Quadrat des Korrelationskoeffizienten (Kkf.) bzw. dasjenige des „totalen Kkf.“. Aus seiner Definition ergibt sich bei Darstellung der Beobachtungsergebnisse durch Fouriersche Reihen der Korrelationskoeffizient zwischen den Beobachtungsergebnissen und den einzelnen Gliedern der Reihe bzw. der ganzen Reihe (der „totale Kkf.“). *Blaschke.*

**A. A. Bless.** The composition of the interior of the earth. Proc. Nat. Acad. Amer. 17, 225—229, 1931, Nr. 4. Es wird angenommen, daß der in der Erdkruste beobachtete Temperaturgradient sich tief ins Erdinnere erstreckt, so daß in der Nähe des Zentrums der Erde die Temperatur etwa 100 000° C beträgt. Bei so hohen Temperaturen soll eine sehr starke Ionisation der im Erdkern auftretenden Elemente eintreten. Diese Ionisation soll eine Wegnahme von ganzen Elektronenschalen hervorrufen und auf diese Weise eine etwa zehnmal engere Packung der Atome ermöglichen. Dies ergibt einen flüssigen Erdkern von hoher Dichte in Übereinstimmung mit seismischen Beobachtungen. Die enge Packung ermöglicht die Hypothese von einem aus schweren Metallen, hauptsächlich Eisen, zusammengesetztem Erdkern zu vermeiden. Verf. nimmt an, daß die Konstitution des Erdinnern im wesentlichen der Zusammensetzung der oberen Schichten der Sonne entspricht. Die hohe angenommene Temperatur (40 000 bis 100 000° C) soll nach Verf. durch Zerfall von sehr geringen Mengen von radioaktiven Stoffen im Erdkern erklärbar sein. *L. Tuwim.*

**Friedrich Hecht.** Zur Kritik der Altersbestimmung nach der Bleimethode. Wiener Anz. 1931, S. 175, Nr. 17. S.-A. Wiener Ber. 140 [2a], 599—603, 1931, Nr. 7. Es wurde eine Reihe von Morogoroerzkristallen, zum Teil partiellweise, analysiert. Es zeigten sich derartige Schwankungen der Zusammensetzung von Schicht zu Schicht, daß es noch sehr eingehender Untersuchungen bedürfen wird, um solches Material für in jeder Hinsicht zuverlässige geologische Zeitmessungen zu verwenden. *K. W. F. Kohlrausch.*

**Charles Snowden Piggot.** Radium in rocks. III. The radium content of Hawaiian lavas. Sill. Journ. (5) 22, 1—8, 1931, Nr. 127. Dreizehn Proben wurden nach den in I und II mitgeteilten Methoden untersucht. Ihr Radiumgehalt streut sehr wenig, ist vom Alter unabhängig und beträgt im Mittel  $0,96 \cdot 10^{-13}$ , ist also merklich derselbe, wie ihn die vom Autor untersuchten ostamerikanischen Granite zeigen. *Kirsch.*



**Fred Allison, Edgar J. Murphy, Edna R. Bishop and Anna L. Sommer.** Evidence of the Detection of Element 85 in Certain Substances. *Phys. Rev.* (2) **37**, 1178—1180, 1931, Nr. 9. Nach einer früher beschriebenen magneto-optischen Methode wurden verschiedene Substanzen, in denen das Element 85 vermutet wurde, untersucht. Diese waren: Seewasser, Fluorit, Apatit, Monazit, Kainit (Staßfurt), Bromkalium, Fluorwasserstoff und Bromwasserstoff. Die Anwesenheit des Elements wird wahrscheinlich gemacht; höchste Konzentration in nicht angereichertem Zustande  $1:10^9$ . Anreicherungsversuche sollen vorgenommen werden.

*Scharnow.*

**Alfred Basch.** Die Vektorgleichung für das Rückwärtseinschneiden in der Ebene. *Österr. ZS. f. Vermessungsw.* **29**, 72—84, 1931, Nr. 4. Aus den Vektorgleichungen der drei sich im Neupunkt schneidenden Ortskreise werden zunächst die drei Zielstrahlgleichungen gewonnen. Im allgemeinen Fall, in dem die drei Altpunkte nicht auf einer Geraden liegen, wird zu baryzentrischen Koordinaten mit den Altpunkten als Grundpunkten übergegangen und das Verhältnis dieser Koordinaten durch Funktionen der Sehwinkel und der Winkel im Altpunktendreieck ausgedrückt. Im Ausnahmefall — Altpunkte auf einer Geraden —, in dem die baryzentrischen Koordinaten nicht verwendbar sind, erhält man leicht die rechtwinkligen Koordinaten des Neupunktes. Als Ausgang für eine Genauigkeitsbetrachtung (Einfluß der Fehlerhaftigkeit der Lagenbestimmung der Altpunkte) sind diese Lösungen in der Umgebung des Ausnahmefalles ungeeignet. Darum wird eine auf einem rein vektoralgebraischen Wege gewonnene Lösung für den Ortsvektor des Neupunktes angegeben, die sowohl im allgemeinen als auch im Ausnahmefalle gültig ist.

*A. Basch.*

**K. Rózsa und P. Selényi.** Über eine experimentelle Methode zur Prüfung der Proportionalität der trägen und gravitierenden Masse. (Vorläufige Mitteilung.) *ZS. f. Phys.* **71**, 814—816, 1931, Nr. 11/12. Aus den Drehwaageexperimenten von Eötvös hat sich ergeben, daß eine „spezifische“ Gravitation, d. h. eine Abhängigkeit der Gravitationskonstanten vom Material einander anziehender Körper, bis auf  $1 \cdot 10^{-8}$  der Gravitationskonstante nicht besteht. Die Verff. haben begonnen, diese Untersuchungen auf anderem Wege wieder aufzunehmen. Hat für einen auf Wasser schwimmenden Körper die Gravitationskonstante einen anderen Betrag als für das Wasser, so wird dieser Körper unter Einwirkung des normalen Schwerfeldes der Erde von selbst beginnen, nach Norden oder Süden zu schwimmen. Auch die Anziehung von Sonne und Mond muß wirksam sein. Sucht man deren Einfluß zu beobachten, so müssen Kräfte festgestellt werden, die nur bis zu  $1 \cdot 10^{-11}$  der Schwerkraft betragen. Bei primitiven Versuchen über die Einwirkung eines Magnetfeldes auf eine auf Wasser schwimmende magnetisierte Nähnadel, ist es gelungen, Kräfte von etwa  $1 \cdot 10^{-8}$  der Schwerkraft nachzuweisen. Nach Erhöhung der Versuchsempfindlichkeit auf das 1000fache und Beseitigung störender Einflüsse hoffen die Verff. eine den Eötvös'schen Versuchen entsprechende Genauigkeit zu erreichen.

*K. Jung.*

**Ervand Kogbetliantz.** Sur la vitesse de propagation de la gravitation. *Ann. de phys.* (10) **16**, 71—99, 1931, Juli/August. Für den Fall, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Gravitation nicht unendlich groß ist, wird die Anziehung bewegter Massen auf ruhende Massen berechnet. Zur experimentellen Prüfung des Problems der Gravitationsgeschwindigkeit wird vorgeschlagen, der bewegten Masse die Form eines Ringes mit halbkreisringförmigem Querschnitt zu geben und ihn wie ein Rad rotieren zu lassen. Die ruhende Masse wird durch eine Drehwaage dargestellt, deren Torsionsfaden in der Rotationsachse liegt und deren Gehäuse, in Form eines Rades mit mindestens acht Speichen, sich in der Ebene

des rotierenden Ringes befindet. Nach den Berechnungen wird bei Rotation des Ringes die Ruhelage des Drehwaagegehänges im Sinn der Rotation verschoben. Es werden geeignete Materialien und Maße angegeben, mit denen sich meßbare Wirkungen erreichen lassen müssen, wenn das Verhältnis Gravitationsgeschwindigkeit : Lichtgeschwindigkeit nicht größer ist als etwa 2 oder 3. *K. Jung.*

**F. A. Vening Meinesz and F. E. Wright.** The gravity measuring cruise of the U. S. Submarine S—21. With an appendix on computational procedure by Miss Eleanor A. Lamson. Publ. U. St. Naval Observ. (2) 13. Appendix I. Mit einem Vorwort von C. S. Freeman. Washington 1930, VIII u. 94 S. Auf Einladung des U. S. A. Naval Observatory hat Vening Meinesz im amerikanischen Unterseeboot S 21 Messungen der Schwereintensität im Golf von Mexiko ausgeführt. Im Oktober und November 1928 wurden auf dieser Reise 49 Schwerestationen vermessen. Die vorliegende Veröffentlichung gibt einen eingehenden Bericht über Organisation und Durchführung der Reise, über den Apparat, seine Aufstellung und Handhabung, über die Auswertung der Registrierungen, die Reduktionen und Ergebnisse. Alle zur Berechnung des auf der Station gemessenen Schwerewerts nötigen Formeln werden ausführlich abgeleitet, ihre Anwendung wird an einem den Beobachtungen entnommenen Beispiel durchgeführt. Auf der Reise wurden die interessantesten Gebiete des Golfs von Mexiko berührt. Im allgemeinen zeigt sich, wie auch sonst über dem Atlantischen Ozean, eine mäßig große positive isostatische Anomalie in den tieferen Teilen. Über dem Kontinentshelf wächst die Schwere vom Land zur Tiefsee. Das Mississippi-Delta ist isostatisch ausgeglichen. Große negative isostatische Anomalien begleiten die Nares-Tiefe nördlich von Porto Rico, und die Bartlett-Tiefe südlich von Cuba deutet sich an ihrem Rand durch geringere Schwere an. Die Ausdehnung dieser Anomalien deckt sich nicht überall mit den Tiefen und reicht in langer Erstreckung über sie hinaus. Die Anomalien sind wohl mehr ein Ausdruck der Abhängigkeit von einer gemeinsamen Ursache und nicht direkt von der Tiefe hervorgerufen. Zwischen Schwereanomalien, Topographie und Vulkanismus der westindischen Inseln und ihrer Umgebung scheinen ähnliche Beziehungen angedeutet zu sein, wie sie spätere U-Boot-Messungen im Ostindischen Archipel erkennen ließen. Zur endgültigen Aufklärung der vielen ungelösten Fragen sind weitere Messungen, besonders in der Umgebung der größeren Tiefen, dringend nötig. *K. Jung.*

**Gretel Satow.** Das Bodeneis in der Arktis. Tatsachen und Hypothesen. Arch. D. Seew. 49, 43 S., 1930, Nr. 5. Die Verf. hat in dieser Arbeit die Frage des Bodeneises gründlich geprüft. Sie greift auf die Quellen, d. h. Reiseberichte und wissenschaftliche Ergebnisse von Expeditionen zurück und untersucht kritisch, welche Arten der Entstehung von Bodeneis wirklich beobachtet worden sind. Ein besonderer Wert dieser Untersuchung liegt darin, daß die sehr verstreut vorliegende Literatur amerikanischer, deutscher, norwegischer, schwedischer und russischer Zeitschriften durchgearbeitet und unter einheitlichen Gesichtspunkten zusammengefaßt wird. Verf. stellt dabei fest, daß das vorhandene Beobachtungsmaterial noch sehr lückenhaft ist, und daß insbesondere Angaben über die Umgebung des Eisvorkommens fehlen. Es wurden sieben verschiedene Arten der Entstehung von Bodeneis beobachtet, von denen durch die Zudeckung von Aufeis und durch die Bildung in Spalten wohl das meiste Bodeneis geliefert wird. Alle Theorien über die Bildung des Bodeneises werden zusammenfassend gewürdigt. Eine Stellungnahme zu den angeführten Beobachtungen und Theorien schließt diese Arbeit ab, der drei Tafeln und eine ausführliche Literaturangabe beigelegt sind. *Mothes-Seckenburg (Ostpreußen).*

**N. H. Heck.** Coming to grips with the earthquake problem. Journ. Frankl. Inst. **212**, 269—303, 1931, Nr. 3. Eine allgemein gehaltene Abhandlung über die Bedeutung des Studiums der Erdbeben. Der Verf. gibt in großen Zügen die Theorie der Seismographen wieder. Er erwähnt die Konstruktion der jetzt gebräuchlichsten Typen. Er behandelt die Ausbreitung der bei einem Erdbeben entstehenden Wellen und die Herdbestimmung aus dem Seismogramm. Ferner wird angedeutet, wie die Erdbebenwellen zur Erforschung des Erdinnern herangezogen werden können. Nicht aber nur für die Fragen der Geophysik ist das Studium der Erdbeben wichtig, sondern auch für das Bauingenieurwesen in erdbebenreichen Gegenden. Der Verf. berichtet weiter über die bei starken Erdbeben an Gebäuden gemachten Erfahrungen in Japan. An Hand von Abbildungen wird gezeigt, welche Bewegungsarten (einfache Verschiebung, Drehung) auftreten und wie man hieraus lernen kann, in welcher Art Häuser gebaut werden müssen, damit sie möglichst erdbebensicher sind. Die Unterlagen, die heute der Bauingenieur für den Bau erdbebensicherer Häuser hat, sind noch sehr lückenhaft und teilweise widersprechend.

*W. Schneider.*

**Harold Jeffreys.** On the Cause of Oscillatory Movement in Seismograms. Month. Not. Geoph. Suppl. **2**, 407—416, 1931, Nr. 8. Nach den theoretischen Untersuchungen von Lamb und Nakano hat ein einmaliger vertikaler Stoß in einem unendlichen, vollkommen elastischen Halbraum eine longitudinale und transversale Welle sowie eine Rayleighwelle zur Folge. Jede dieser sich ausbreitenden Wellen besteht der Theorie nach im wesentlichen aus einer ganzen Schwingung. Alle Seismogramme dagegen zeigen, daß die bei Erdbeben auftretenden Wellen anders geartet sind. Wir finden, daß die einzelnen Phasen eines Bebens aus einer ganzen Anzahl Schwingungen bestehen. In der vorliegenden Arbeit untersucht der Verf., ob und welche Eigenschaften des Erdinnern für die Struktur der Seismogramme bestimmend sind. Er findet, daß man unter Berücksichtigung der kontinuierlichen Änderung der physikalischen Eigenschaften des Erdinnern die Wellenzüge im Seismogramm nicht erklären kann. Die Erdschwere ist für die longitudinalen Wellenzüge ebenfalls nicht verantwortlich zu machen. Nach Ansicht des Verf. können die Wellenzüge im Seismogramm nur in der Reflexion und Brechung in den oberen Schichten der Erde ihre Ursache haben.

*W. Schneider.*

**W. A. Macky.** Some Investigations on the Deformation and Breaking of Water Drops in Strong Electric Fields. Proc. Roy. Soc. London (A) **133**, 565—587, 1931, Nr. 822. Die Untersuchungen des Verf. betreffen den Einfluß starker elektrischer Felder auf Wassertropfen vom Radius zwischen 0,085 und 0,26 cm. Wenn Wassertropfen von bestimmtem Radius ( $r$ ) einem wachsenden Feld ausgesetzt werden, so werden sie verlängert, bis sie schließlich bei einem bestimmten Feld  $F$  (in Volt/cm), das gegeben ist durch  $F\sqrt{r} = 3875$ , instabil werden und sich von den Enden Fäden ablösen. Wenn die Instabilität einsetzt, geht eine Entladung durch den Tropfen, die begleitet ist von charakteristischen Leuchteffekten positiver und negativer Punkentladungen. Wenn das kritische Feld um einen geringen Betrag vergrößert wird, ist der Strom durch den Tropfen von der Größenordnung von 20 Mikroamp. Das Feld, das eine Entladung durch die Tropfen hervorruft, wird durch Verringerung des Luftdrucks nicht beeinflußt, bis ein Druck erreicht ist, bei dem ohne Vorhandensein von Tropfen eine Entladung einsetzt. Die Untersuchungen des Verf. sind wichtig für die mit einem Gewittersturm verbundenen Erscheinungen. Zahlreiche Beobachtungen sind in guten photographischen Abbildungen festgehalten.

*R. Jaeger.*

**Joachim Scholz.** Theoretische Untersuchungen über die Feld- und Ionenverteilung in einem stromdurchflossenen Gas, das auch schwer bewegliche Elektrizitätsträger enthält. Wiener Ber. 140 [2a], 49—66, 1931, Nr. 1/2. Wiener Anz. 1931, S. 33—36. Nr. 3. Nach den Theorien von J. J. Thomson und E. v. Schweidler (letzterer hat erst kürzlich in der „Einführung in die Geophysik II“, Luftelektrizität, S. 346, neue Ergebnisse veröffentlicht) gibt Verf. seine eigenen Rechnungen bekannt. Es wird die Frage behandelt, wie die Feld- und Raumladungsabnahme mit der Höhe in der Nähe der Erdoberfläche durch die Anwesenheit einer gegebenen Gesamtzahl von Kernen (geladenen und ungeladenen) beeinflusst wird. Da die strenge Lösung der Probleme auf unüberwindliche Schwierigkeiten stößt, macht Verf. für die Aufstellung der Gleichungen des stationären Zustandes vier vereinfachende Annahmen, die sich zum Teil auf die Beweglichkeit der kleinen und großen Ionen, auf die Verringerung zweier entgegengesetzt geladener Kerne und die Adsorption an der leitenden Ebene sowie die Diffusion der Ionen beziehen. So gelingt es, eine Differentialgleichung erster Ordnung aufzustellen, bei der  $n = \mathcal{E}/\mathcal{E}_x$  (Verhältnis der Feldstärke in beliebiger Höhe zum Grenzwert im stationären Zustand) die abhängige und die Höhe  $x$  die unabhängige Variable ist. Die Gleichung läßt sich lösen und liefert die Abhängigkeit des Feldes  $\mathcal{E}$  von  $x$ . Wegen der erhaltenen Ergebnisse muß auf das Original verwiesen werden.

H. Ebert.

**Georg Orbán.** Untersuchungen über die natürliche Luftionisation mit der Wilsonkammer unter Verwendung von Alkoholdämpfen. Wiener Ber. 140 [2a], 101—120, 1931, Nr. 3/4; auch Sitzungsber. in Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 12, 8, 1931, Nr. 1, und Wiener Anz. 1931, S. 49—50, Nr. 6. Mit einer Wilson-Nebelkammer von 21 cm Durchmesser wurde die natürliche Luftionisation untersucht. Der schädliche Raum der Kammer zwischen Kolben, Kammer und Expansionszylinder wurde mit schwerem Öl ausgefüllt. Zur Nebelbildung wurden Alkoholdämpfe benutzt.  $\beta$ -Bahnen konnten mit einer Expositionszeit von 1 Sekunde photographiert werden, dagegen trat bei  $\alpha$ -Bahnen  $\frac{1}{4}$  Sekunde nach Erscheinen Wirbelbildung auf. Auf 131 Aufnahmen wurden 693  $\beta$ -Bahnen der natürlichen Luftionisation gefunden, von denen 498 gradlinig verliefen. Die geraden Bahnen zeigen räumliche Anisotropie mit ausgeprägten Maximis. Rückdiffusion am Deckglas für vom Boden kommende Bahnen zeigte sich in einigen Fällen. Unter der Annahme, daß 22 Ionen/cm<sup>3</sup> sec in der Kammer vorhanden sind, ergibt sich: Durch 1 cm<sup>3</sup> geht alle  $\frac{1}{2}$  Minute eine  $\beta$ -Bahn mit einer mittleren Länge von etwa 6 m. Die durchdringende Strahlung löst in jeder Stunde in 1 cm<sup>3</sup> Luft eine  $\beta$ -Bahn aus. In 3 Stunden erscheint eine  $\alpha$ -Bahn, sie kommt also 400mal seltener vor als eine  $\beta$ -Bahn. Trotzdem sind  $\alpha$ - und  $\beta$ -Strahlen bezüglich Ionisierung gleichwertig.

Kolhörster.

**Carl Störmer.** Ein Fundamentalproblem der Bewegung einer elektrisch geladenen Korpuskel im kosmischen Raume. ZS. f. Astrophys. 3, 31—52, 1931, Nr. 1; II. Teil ebenda, S. 227—252, Nr. 3. Berichtigung siehe ebenda 3, 312, 1931, Nr. 4. Analog dem Verfahren, wie es Verf. auf die Bahnbestimmung der Polarlichter angewandt hat, wird nunmehr die Bewegung elektrisch geladener Korpuskeln behandelt, welche unter der gleichzeitigen Wirkung eines magnetischen Dipols und einer Zentralkraft stehen. Letztere wird vom Dipol ausgehend gedacht, ihre Wirkung dem Quadrat der Entfernung umgekehrt proportional angesetzt. Die Entwicklung führt auf zwei Integrale, mit deren Hilfe wieder diejenigen Räume ermittelt werden, aus denen die Bahnen nicht herausgelangen. Es gelingt, durch elliptische Funktionen eine

wichtige Annäherung vollständig zu integrieren. Im zweiten Teil werden die Bahnkurven ins unendlich Ferne verfolgt mittels Reihenentwicklungen nach fallenden Potenzen der Bogenlängen. Die Reihen sind konvergent. Für die Koordinaten der Korpuskeln wurden die ersten Glieder dieser Reihen bestimmt und geometrische und physikalische Deutungen der auftretenden Konstanten gegeben. *Kohlhörster.*

**C. J. P. Cave.** Unusual Lightning. *Nature* 128, 378, 1931, Nr. 3226. Kurzer Hinweis auf die Beschreibung einer bestimmten ungewöhnlichen Blitzerscheinung in *Nature*, S. 189 durch H. E. Beckett und A. F. Duften und auf ein Unwetter des Sommers 1917 ähnlicher Art in der Umgegend von London. Verf. äußert sich zur Erscheinung „Flächenblitz“. *Blaschke.*

**H. Douvillé.** Uncurieux phénomène météorologique. *C. R.* 193, 379—380, 1931, Nr. 9. Die Wirkung eines Blitzschlags in ein Wohnhaus wird nach Augenzeugenangaben geschildert und die Vermutung eines Kugelblitzes nahegelegt. *Schmerwitz.*

**Günther Cario.** Gewitter und Blitzschutz. *S. A. Mitt. a. Forstwirtsch. u. Forstwissensch.* 1930, S. 509—513. Verf. bespricht zunächst die meteorologischen Bedingungen und die Simpson'sche Theorie der Entstehung von Gewittern. Einige neuere Zahlen über Dauer, Stromstärke und Strommenge im Blitz werden zusammengestellt. Die Entstehung von Blitzschäden wird diskutiert und darauf hingewiesen, daß vermutlich auch die Induktionswirkung des Blitzes als gefahrbringend anzusehen ist. Hierfür spricht das Auftreten sogenannter Blitzlöcher in den Forsten. Diese Löcher entstehen durch Absterben der Stämme in der Umgebung des vom Blitzschlag getroffenen Stammes und erreichen Durchmesser bis zu 30 m. Auch zahlreiche Unglücksfälle in der Chronik der Blitzschläge, bei denen Tiere oder Menschen geschädigt wurden, werden auf induktive Wirkung des Blitzes zurückzuführen sein. Die Prinzipien des Blitzschutzes werden besprochen unter besonderer Berücksichtigung der Untersuchungen von F. W. Peek, Jr. Es wird auf den schützenden Einfluß hoher Bäume und Waldränder hingewiesen, der sich in mäßiger Entfernung von diesen (etwa 20 bis 30 m) geltend machen sollte. *Cario.*

**K. Försterling und H. Lassen.** Die Ionisation der Atmosphäre und die Ausbreitung der kurzen elektrischen Wellen (10 bis 100 m) über die Erde. I. und II. *ZS. f. techn. Phys.* 12, 453—469, 1931, Nr. 10. I. Eine Theorie der Heaviside-Schicht wird mathematisch entwickelt. Aus der Annahme, daß die Partialdrucke der Gase in der höheren Atmosphäre aus den Werten an der Erdoberfläche berechenbar sind, folgt, daß bis zu etwa 100 km Höhe der Partialdruck des Stickstoffs und des Sauerstoffs maßgebend sind, dann bis zu etwa 300 km der des Heliums, dann der des Wasserstoffs. Von den für die Ionisation in Frage kommenden Strahlungen wird vor allem das ultraviolette Sonnenlicht betrachtet. Die Zahl der pro Kubikzentimeter ionisierten Moleküle ist proportional der Gasdichte und der Strahlungsintensität; diese steigt, jene fällt mit der Höhe, so daß eine Zone maximaler Ionisation entsteht. Da auch die entgegenwirkende Wiedervereinigung wie Dichte nach größerer Höhe zu abnimmt, liegt die Zone größter Ionenkonzentration über der Zone stärkster Ionenbildung. Die Höhe dieser Zonen ergibt sich als nahezu unabhängig vom Einfallswinkel der Strahlung. Nach der Größe der Anregungsspannungen der Gase können nur Stickstoff, Sauerstoff und Wasserstoff durch die ultraviolette Sonnenstrahlung ionisiert werden, von denen Wasserstoff die höhere, auf etwa 200 bis 600 km berechnete, Sauerstoff-Stickstoff die tiefere, auf etwa 110 bis 140 km berechnete Heavisideschicht bedingen könnten. II. Die Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle von unter 100 m Länge in einem geschichtet leitenden Medium wird verfolgt; die Bedingungen der Reflexion und

der Totalreflexion werden studiert. Auf Grund der gewonnenen Formeln wird untersucht, wann eine Welle zwischen die beiden Heavisideschichten eindringen, mehrmals zwischen den beiden Heavisideschichten reflektiert und schließlich wieder zum Boden gelangen kann.

*H. E. Kallmann.*

**L. W. Austin.** Long wave radio receiving measurements at the Bureau of Standards in 1930. Proc. Inst. Radio Eng. **19**, 1766—1772, 1931, Nr. 10. Es werden die monatlichen Mittel der Feldstärken verschiedener amerikanischer und europäischer Langwellenstationen (darunter Nauen) und die zugehörigen atmosphärischen Störungen mitgeteilt, wie sie 1930 in Washington gemessen worden sind. Es werden dann Untersuchungen angestellt über irgendwelche Zusammenhänge zwischen der Wellenausbreitung und der Sonnentätigkeit und ihren Begleiterscheinungen, den Änderungen des magnetischen Erdfeldes, der Erdströme, Nordlichter usw. Es zeigte sich, daß in der Zeit von 1918 bis 1930 atmosphärische Störungen und Sonnenfleckenanzahl bei Tageslichtausbreitung einander umgekehrt proportional waren. Das jährliche Mittel der Sonnenfleckenanzahl war von 1915 bis 1929 außerdem direkt proportional der Signalstärke. Lediglich 1930 bildete eine Ausnahme hiervon. Die möglichen Ursachen hierfür und die Zusammenhänge mit anderen anormalen Erscheinungen dieses Jahres werden eingehend besprochen.

*Bleichschmidt.*

**N. H. Edes.** The multiple refraction and reflection of short waves. Proc. Inst. Radio Eng. **19**, 1024—1033, 1931, Nr. 6. Es werden die Erscheinungen der Kurzwellenausbreitung über große Entfernungen theoretisch diskutiert unter der Annahme, daß mehrfache Beugungen und Reflexionen stattfinden, wobei Ionendichte, Druck, Temperatur usw. längs der Ausbreitungsbahn im gleichen Erdoberflächenabstand als konstant angesetzt werden. Es läßt sich dann eine Charakteristik: Reichweite — beste Wellenlänge angeben, wenn nur eine Reflexion stattgefunden hat. Kennt man diese Charakteristik, so kann man auch die besten Wellenlängen für größere Reichweiten mit mehrfachen Reflexionen voraussagen. Die Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit experimentellen Kurven von Lloyd Espenschied (Proc. Inst. Radio Eng. **16**, 773—777, 1928). Die Theorie trägt zur Erklärung des Fadings bei und zum Verständnis der erheblichen Intensitätsunterschiede bei nur wenig voneinander entfernten Empfangsstationen.

*Bleichschmidt.*

**Josef Priebisch.** Zur Verteilung radioaktiver Stoffe in der freien Luft. Phys. ZS. **32**, 622—629, 1931, Nr. 16. Auf Grund der Gesetze der ungeordneten Bewegung in freier Luft wurden von Hess und Schmidt unter der Annahme eines mit der Höhe zunehmenden Austausches die Höhenverteilung der vom Boden ausgehenden Emanationen und deren Zerfallsprodukte berechnet. Eine Durcharbeitung der Rechnungen in der Arbeit von Schmidt deckte einen Rechenfehler auf, und eine neue Berechnung ergab eine wesentlich geringere Abnahme des Gehaltes an radioaktiven Substanzen mit der Höhe als bisher.

*K. W. F. Kohlrausch.*

**Joseph G. Brown.** The relation of atmospheric space-charge to turbulence and convection. Phys. Rev. (2) **38**, 587, 1931, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Von Schweidler zeigte 1908 theoretisch, daß sich in einer ruhenden Atmosphäre unter dem Einfluß eines Potentialgradienten von 90 Volt/m eine positive Raumladung in einer Schicht in der Nähe der Erdoberfläche infolge der Wanderung der Ionen im Strom von der Erde zur Luft anhäuft. Die größte Dichte dieser Raumladung sollte 0,35 elst. Einh./m<sup>3</sup> an der Erdoberfläche sein und in 15 m über der Oberfläche auf Null fallen. Der mittlere Wert der Raumladung

in 7,5 m über der Erdoberfläche wurde bei der Universität Stanford zu 0,05 elst. Einh./m<sup>3</sup> um 7 Uhr gemessen. Das ist die Tageszeit, zu der die Luft am längsten in Ruhe gewesen ist, und die Tatsache, daß die Raumladung dem theoretischen Wert von 0,07 elst. Einh./m<sup>3</sup> sehr nahe kommt, zeigt, daß die von Schweidler angenommenen Bedingungen tatsächlich bestehen. Dauernde gleichzeitige Messungen von Raumladung und Windgeschwindigkeit wurden ein Jahr lang durchgeführt. Die mittlere tägliche Schwankung beider wurde für jeden Monat und für das ganze Jahr berechnet. Der Vergleich zeigt, daß sie sich sehr deutlich invers verhalten. Es wird angenommen, daß das daher kommt, daß sich die positive Raumladung ausbildet, wenn die Luft in Ruhe ist und durch die Turbulenz und Konvektion zerstreut wird, die den Wind begleitet. *Güntherschulze.*

**J. C. McLennan, H. S. Wynne-Edwards and H. J. C. Ireton.** Height of the polar aurora in Canada. Canadian Journ. of Res. 5, 285—296, 1931, Nr. 3. *H. Ebert.*

**H. U. Sverdrup.** Audibility of the Aurora Polaris. Nature 128, 457, 1931, Nr. 3228. Von vielen Beobachtern des Nordlichts in höheren Breiten wird ein zischendes Geräusch beschrieben, das während dieser Naturerscheinung hörbar ist und damit in ursächlichen Zusammenhang gebracht wird. Das Geräusch, das bei Temperaturen zwischen — 37 und — 45° C gehört wird, wurde von R. A m u n d s e n in seinem Buche „Der Südpol“ auf das Gefrieren der in der ausgeatmeten Luft des Beobachters enthaltenen Feuchtigkeit zurückgeführt. Nach Ansicht des Verf. ist diese Erklärung der Erscheinung, die auch von ihm bei Temperaturen unterhalb — 40° C oft beobachtet worden ist, zutreffend. Daß die Entstehung dieses Geräuschs mit dem Nordlicht in Zusammenhang gebracht wird, erklärt sich daraus, daß letzteres in allen klaren kalten Nächten fast ausnahmslos zu sehen ist. *v. Steinwehr.*

**Leiv Harang.** Über das Auftreten eines besonderen Nordlichtbogens am 26. Januar 1931. ZS. f. Geophys. 7, 271—274, 1931, Nr. 5/6. Verf. berichtet über einen Nordlichtbogen, welcher annähernd senkrecht auf der gewöhnlichen Bogenrichtung lag. Dieser homogene Bogen war am 26. Januar 1931 zwischen 0<sup>h</sup> 10<sup>m</sup> und 0<sup>h</sup> 15<sup>m</sup> MET. sichtbar. Er trat im Westen auf und lag augenscheinlich in der Richtung N—S. Zunächst stand der Bogen tief am Horizont, stieg dann bis zu einer Höhe von 15 bis 20° und wurde immer intensiver. Nach wenigen Minuten nahm der Bogen Strahlenstruktur an und löste sich in große Draperien auf, die langsam pulsierten. Es werden noch Mitteilungen über die Höhenmessung gemacht. Die erdmagnetische Unruhe war während des Auftretens des Bogens groß. *F. Seidl.*

**Jenő Barnóthy und Magdalene Forró.** Das Wesen der Ultrastrahlung. ZS. f. Phys. 71, 778—791, 1931, Nr. 11/12. Das Ziel der Arbeit war, den Einfluß des erdmagnetischen Feldes auf die Ultrastrahlung zu untersuchen; aus dem Vorhandensein oder Fehlen eines solchen Einflusses können Rückschlüsse auf den Charakter der Strahlung als Korpuskularstrahlung bzw. als Wellenstrahlung gezogen werden. Von einem solchen Einfluß ist Abhängigkeit von der Einstrahlrichtung zu erwarten; daher wurde die Intensitätsverteilung der Strahlung in den Richtungen senkrecht zur magnetischen Meridianebene untersucht, von 50° (Westen) bis 140° (Osten). Zu diesem Zwecke wurden zwei Geigersche Zählrohre mit ihrer Achse der magnetischen Meridianebene parallel gestellt; das eine der Rohre konnte in der West-Ost-Richtung in einem Halbkreis in Stufen von 10 zu 10° um das andere Rohr als Achse verschwenkt werden und die Zahl der Koinzidenzen in den verschiedenen Richtungen bestimmt werden. Eine Reihe von Versuchsserien ergaben bei Versuchen sowohl mit als ohne Erdschutz zwei Maxima der Intensitätsverteilung

zwischen 50 und 140°; ohne Bleischutz zwischen 80 und 90° und bei 120°, mit Bleischutz bei 90 und 120°. Unter Berücksichtigung der Richtung des magnetischen Feldes kann man das westliche Maximum (besonders mit Bleischutz) den Ultra- $\gamma$ -Strahlen, das östliche Maximum den Elektronen zuordnen. Die Versuche sollen fortgesetzt und ergänzt werden. *K. W. F. Kohlrusch.*

**E. Regener.** Über das Spektrum der Ultrastrahlung. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 12, 45—46, 1931, Nr. 2. Nach Jeans sollen die beiden härtesten Komponenten der Höhenstrahlung bei der Zerstrahlung des Helium und Protonkerns entstehen. Die Übereinstimmung liegt innerhalb der Meßfehler, wenn eine verbesserte Klein-Nishina-Formel mit Streuung an den Kernelektronen benutzt wird. Untersuchungen über die Restionisation der benutzten Apparatur zeigen, daß die hierdurch bedingte Unsicherheit der Werte des Absorptionskoeffizienten nur noch wenige Prozente beträgt. *Kolhörster.*

**G. Hoffmann.** Über exakte Intensitätsmessungen der Hessschen Ultrastrahlung. ZS. f. Phys. 69, 703—718, 1931, Nr. 11/12. Bei Intensitätsmessungen der Ultrastrahlung nach der Ionisationsmethode ist für eine Steigerung der Genauigkeit nicht nur große Gasmasse, sondern auch Vollkompensation der Ladungen notwendig. Die mit der großen Zwillingapparatur gemachten Erfahrungen werden an Kurvenmaterial demonstriert, es ergibt sich ein starker meteorologischer Einfluß auf die weiche Strahlung. Bei der harten Strahlung ist neben der Luftdruckabhängigkeit ein direkter oder indirekter Sonneneinfluß erkennbar. Das Problem eines einwandfreien Nachweises einer eventuell vorhandenen Sternzeitperiode erscheint sehr schwierig. *Scheel.*

**Leo Tuwim.** Zur Berechnung der Zählrohreffekte der Höhenstrahlung und ihrer Absorptionsgesetze bei Messungen mit einem Zählrohr. Berl. Ber. 1931, S. 360—373, Nr. 19. Verf. führt die Reihenentwicklung der in seiner Theorie des vertikalen Zählrohreffektes der Höhenstrahlung auftretenden Funktionen  $f_1(\mu H, \alpha)$  und  $f_2(\mu H, \alpha)$  auf die Auffindung von Eigenwerten und -Funktionen der Kerne zweier linearer Integralgleichungen mit symmetrischen Kernen zurück. Daraus ergeben sich die Zählrohrfunktionen, deren Auftreten für das Verhalten der Zählrohre gegenüber Höhenstrahlung maßgebend ist. Aus den erhaltenen, nach Zählrohrfunktionen ansteigender Ordnungen fortschreitenden Reihen für  $f_1(\mu H, \alpha)$  und  $f_2(\mu H, \alpha)$  ergibt sich die Existenz der Normallage (Winkel zwischen Zählrohrachse und Vertikale  $\alpha = 54^\circ 45'$ ), die sich dadurch auszeichnet, daß in dieser Lage für beliebige Tiefen unter der oberen Atmosphärenzenze das Absorptionsgesetz der Höhenstrahlung bei Messungen mit einem langen Zählrohr innerhalb  $\pm 4\%$  mit dem für Ionisationskammern gültigen  $\Phi(\mu H)$ -Gesetz übereinstimmt. Schließlich erhält Verf., daß die Abhängigkeit der Stoßzahl  $N_{\mu H}(\alpha)$  vom  $\sin^2 \alpha$  in erster Näherung (bis etwa  $\pm 1,5\%$  für Meeresniveau) eine geneigte Gerade, in zweiter Näherung ( $\pm 0,2\%$ ) eine schwach gekrümmte Parabel sein soll. *L. Tuwim.*

**M. v. Laue.** Entstehung der Elemente und kosmische Strahlung. Naturwissensch. 19, 530—531, 1931, Nr. 23/25. Bei Annahme, daß der Weltraum ein Kugelraum mit wachsendem Radius ist, kommt Verf. zum Schluß, daß eine im ganzen Weltraum gleichmäßig entstehende monochromatische Strahlung der Frequenz  $\nu_0$  zur Erdatmosphäre als ein kontinuierliches Bandenspektrum mit der Energieverteilung  $J_\nu = \text{const.} \cdot \nu^3$  und einer kurzwelligen scharfen Grenze  $\nu_0$  gelangen soll. Wie weit es nach kleinen Schwingungszahlen hin reicht, hängt von den Tiefen des



Weltraums ab, aus denen noch die Höhenstrahlung zu uns gelangt. Nimmt man den Weltradius  $R = 2 \cdot 10^8$  Lichtjahre,  $\frac{1}{R} \frac{dR}{dt} = 1,6 \cdot 10^{-17} \text{ sec}^{-1}$ , so kann man bei der Höhenstrahlung mit einem bis zu  $1/2 \nu_0$  reichenden Spektralband rechnen.

*L. Tuwim.*

**M. v. Laue.** Berichtigung zu meiner Zuschrift „Entstehung der Elemente und kosmische Strahlung“. *Naturwissensch.* **19**, 641, 1931, Nr. 29. In der genannten Zuschrift ist nach Verf. eine Verwechslung vorgekommen zwischen der Intensitätsänderung, welche eine einmal abgesandte Strahlung bei ihrem Fortschreiten erleidet, und der spektralen Energieverteilung, welche man in einem Augenblick an einem bestimmten Beobachtungsort zu erwarten hat. Sei  $R$  der nur von  $t$  abhängige Weltradius; der Abstand einer Strahlungsquelle von der Erde sei durch den Winkel  $\theta$  so bestimmt, daß  $R \theta$  dessen natürliche Größe ist. Es bedeute ferner  $(dR/dt)_\theta$  den Quotienten  $dR/dt$  für den Zeitpunkt der Emission der Strahlung. Dann gilt die Beziehung  $J_r = \text{const} \cdot \nu^3$  nur, sofern für die in Betracht kommenden Fortpflanzungszeiten  $(dR/dt)_\theta$  konstant ist. Dieser Unterschied gegen die frühere Angabe des Verf. dürfte nur geringe Bedeutung für die Messungen haben, so daß die weiteren Folgerungen der früheren Zuschrift nach Verf. Ansicht erhalten bleiben.

*L. Tuwim.*

**R. A. Millikan and J. S. Bowen.** Similarity between Cosmic Rays and Gamma Rays. *Nature* **128**, 582—583, 1931, Nr. 3231. In Ionisationsgefäßen steigt die Ionisierungsstärke unter dem Einfluß von Gammastrahlen bzw. Höhenstrahlen nicht proportional mit dem Gasdruck, sondern mit wachsendem Druck immer stärker verzögert an. Dies von Swan und Mitarbeitern zuletzt Broxon (*Phys. Rev.* **37**, 1920, 1931) bis 170 Atmosphären an Gammastrahlen nachgewiesene Verhalten ist von Hoffmann und Mitarbeitern, auch von Millikan und Cameron bei Höhenstrahlung ebenfalls gefunden worden. Verf. wollen nun experimentelle Beweise dafür haben, die sie aber noch nicht mitteilen, daß dieser Effekt auf mangelnde Sättigung zurückzuführen ist.

*Kolhörster.*

**J. H. Orton and S. T. Burfield.** Biological Effects of Cosmic and  $\gamma$ -Radiation. *Nature* **128**, 376, 1931, Nr. 3226.

*H. Ebert.*

**J. Stanley Gardiner.** The Harvard Museum Expedition to Australia. *Nature* **128**, 457—458, 1931, Nr. 3228. Verf. macht kurze Angaben über die Fachgebiete der Expeditionsteilnehmer (Zoologie, Fischerei und ozeanographische Biologie usw.) und deren Bedeutung auf diesen Fachgebieten.

*Blaschke.*

**K. Buch, H. W. Harvey und H. Wattenberg.** Die scheinbaren Dissoziationskonstanten der Kohlensäure in Seewasser verschiedenen Salzgehaltes. *Naturwissensch.* **19**, 773, 1931, Nr. 37. Auf Anregung des Conseil International pour l'exploration de la mer wurden die Dissoziationskonstanten der Kohlensäure für verschiedene Salzgehalte ermittelt. Dadurch wird eine Bestimmung des Gehaltes an  $\text{HCO}_3^-$ ,  $\text{CO}_3^{2-}$  und ferner Kohlensäure, deren Verhältnis örtlich und zeitlich stark verschieden ist, erleichtert. Eine von Bjerrum angewandte Kubikwurzelformel zeigt sich zur Darstellung der Ergebnisse brauchbar.

*H. Ebert.*

**H. Arakawa and M. Sanuki.** On the diffusion of vorticity in a viscous fluid and the Okada's law. *Geophys. Magazine Tokyo* **4**, 61—66, 1931, Nr. 1. Mit den üblichen einschränkenden Bedingungen wird aus den Bewegungs-

gleichungen und der Kontinuitätsgleichung einer inkompressiblen, reibenden Flüssigkeit eine Differentialgleichung für die zweidimensionale Ausbreitung der „Wirbelstärke“ (vorticity,  $\lambda = \text{rot } \mathbf{v}$ ,  $\mathbf{v}$  = Geschwindigkeitsvektor) entwickelt, die der Differentialgleichung der Wärmeleitung im zweidimensionalen Falle äquivalent ist: der kinematische Koeffizient der Zähigkeit tritt an die Stelle des Temperaturleitvermögens. Bekannte Lösungen der Wärmeleitungsgleichung können übernommen und aus ihnen das „Gesetz Okada's“ gefolgert werden, welches besagt, daß zwei gleichsinnig rotierende Wirbel sich nähern, zwei entgegengesetzt rotierende Wirbel sich abstoßen — in einem inkompressiblen, zähen Medium.

*W. Schwerdtfeger.*

**H. Arakawa.** A further investigation on the diffusion of vorticity. Geophys. Magazine Tokyo 4, 113—116, 1931, Nr. 2. Als Erweiterung der vorstehend referierten Arbeit von Arakawa und Sanuki wird in dem gleichen Problem neben dem kinematischen Koeffizienten der Zähigkeit der Koeffizient der „Eddy viscosity“ in die Betrachtung einbezogen; damit sind die Ergebnisse auch auf atmosphärische Verhältnisse anzuwenden. Es wird gezeigt, daß der eine Koeffizient additiv zu dem anderen hinzutritt — das Verhältnis der beiden ist für atmosphärische Luft von der Größenordnung  $10^6$  —, demnach tritt der kinematische Koeffizient der Zähigkeit ganz zurück, die Auswirkung des „Okada'schen Effektes“ in einer turbulenten Strömung ist dementsprechend viel größer. Außerdem wird eine konstante Grundströmung der Flüssigkeit zugelassen, und gezeigt, daß die ablenkende Kraft der Erdrotation den Vorgang nur in ganz zu vernachlässigender Weise modifiziert. Schließlich wird an Hand einiger Wetterkarten das Verhalten von Wirbeln in der Atmosphäre besprochen und das „Gesetz Okada's“ expliziert.

*W. Schwerdtfeger.*

**Richard Becker.** Zur Frage der Thermozyklogense durch aufgeprägte stratosphärische Druckänderungen. Gerlands Beitr. z. Geophys. 32, 260—267, 1931. Mit Bezug auf Stüvesche Gedanken über Steuerung bzw. Auslösung der Bewegung troposphärischer Luftmassen durch stratosphärische Druckschwankungen wird rein statisch eine Rechnung durchgeführt, die zeigen soll, daß der Energieumsatz der steuernden Bewegung von der gleichen Größenordnung ist wie der der „ausgelösten“, und daß demnach der Ausdruck „Auslösung“ den ganzen Vorgang nicht zutreffend charakterisiert. *W. Schwerdtfeger.*

**K. O. Lange.** Ergebnisse von Messungen vertikaler Windgeschwindigkeiten in der Atmosphäre. ZS. f. Flugtechn. 22, 513—519, 1931, Nr. 17. Die Vertikalbewegungen sind von großer Bedeutung für die Meteorologie, für das Fliegen bzw. den Segelflug, der einwandfreie Werte der Auf- und Abwinde kennen muß. Daher entwickelte das Forschungsinstitut der Rhön-Rossitten-Gesellschaft in den letzten Jahren verschiedene Meßmethoden zur Messung der Vertikalgeschwindigkeiten an jeweiligen Stellen der Atmosphäre, und einige Ergebnisse dieser Untersuchungen gibt der Verf. hier wieder (nebst graphischen Darstellungen von Stromlinien, Wirbelbewegungen der Luft, Bahn eines Schwebballons, Luftwellen an einer Inversionsfläche, Temperaturhöhen- und Vertikalgeschwindigkeitskurve usw.). Aus den Untersuchungen ergibt sich eine Abhängigkeit der Vertikalgeschwindigkeiten der Luft vor allem von der vertikalen Temperaturverteilung; es entstehen bei stabiler Schichtung als Folge der Bodenkonfiguration die Auf- und Abwinde, durch Wirbelbildung an Hindernissen die unangenehmen und unregelmäßigen Vertikalbewegungen, bei adiabatischer Temperaturverteilung unregelmäßige bis in große Höhen reichende Auf- und Abwinde (bis 5 m/sec), die an wolkenlosen wie mit Cumuli bedeckten Tagen auftreten

und unsicheres Flugwetter bedingen. Innerhalb von Haufenwolken wurden Vertikalbewegungen bis über 12 m/sec gemessen, d. h. dem Führer eines Verkehrsflugzeuges ist oft in harmlos erscheinenden Cumuluswolken unter gewissen Bedingungen von einem Fluge abzuraten.

*Blaschke.*

**C. W. B. Normand.** Graphical Indication of Humidity in the Upper Air. *Nature* 128, 583, 1931, Nr. 3231. Kurze Erläuterungen zu Napier Shaws Darstellung der Temperaturen der unteren Luftschichten mittels der Methode:  $T - q$  oder Tephigramm in thermodynamischer Hinsicht (Fig. 1 zeigt Teph- wie Estegramm). Das Depegramm (Aufzeichnung der niederen Temperaturen) ist ein praktisches Mittel zur Darstellung der Feuchtigkeit; das Tephigramm erlaubt die thermodynamische Angabe der Feuchtigkeit speziell in den Tropen. Verf. läßt sich über das Teph-, Este- und Depegramm näher aus, ferner über die in Fig. 1 gegebenen Beziehungen im Falle adiabatischer mäßiger Sättigung der Luft mit Feuchtigkeit, im Falle adiabatischer wie superadiabatischer Sättigung usw., indem er die Verhältnisse an einzelnen Beispielen darzulegen versucht.

*Blaschke.*

Some Phenomena of the Upper Atmosphere. *Nature* 128, 464—465, 1931, Nr. 3228. Kurze Hinweise auf die drei Schichten in der unteren Atmosphäre, in welchen deren Dissoziation infolge der Absorption der Solarstrahlung vor sich geht (Ozonschicht mit ihrer Maximalkonzentration bei etwa 50 km und die zwei ionisierten Schichten bei etwa 100 bis 220 km). Kurze Erwähnung der Theorie von Milne (photoelektrische Ionisation), des Ursprungs des grünen Lichtes am Nachthimmel (unter Berücksichtigung der kürzlichen Messungen von Rayleigh der absoluten photometrischen Intensität des Lichtes dürften rege Atome Licht aussenden bzw. es während der Nacht produzieren, wobei die nötige Energie von Dissoziation oder Ionisation herrührt, die tagsüber aufgespeichert wird).

*Blaschke.*

**A. Narayanan.** Horizontal Gradients of Pressure and Temperature in the Upper Atmosphere over India calculated from pilot balloon Winds. *Scient. Notes India Meteorol. Dep.* 3, 115—120, 1931, Nr. 28. Aus den mit Hilfe von Pilotballonmessungen gewonnenen Mittelwerten des Höhenwinds an den Stationen Simla, Lahore, Agra, Kalkutta, Bombay-Poona und Bangalore werden die horizontalen Druck- und Temperaturgradienten in der freien Atmosphäre berechnet. Der jahreszeitliche Gang dieser Gradienten und ihre Änderung mit der Höhe wird diskutiert und die wahrscheinliche Druck- und Temperaturverteilung über Indien unter Berücksichtigung dieser Ergebnisse betrachtet.

*K. Keil.*

**K. R. Ramanathan.** The Structure of the Sea-Breeze at Poona. *Scient. Notes India Meteorol. Dep.* 3, 131—134, 1931, Nr. 30. Die Arbeit gibt eine Übersicht über die Struktur des Seewindes, der an manchen Abenden in den Monaten Februar bis Mai aus westlicher oder nordwestlicher Richtung über Poona einsetzt. Es wird nachgewiesen, daß es sich hierbei um einen Einbruch kalter Luft handelt, der bis zu einer Höhe von 1 bis höchstens 2 km reicht. Darüber tritt ein Rückstrom aus östlicher Richtung auf, der meist schon eine Stunde vor dem Seewind einsetzt. Durch die orographischen Verhältnisse (Westküste mit Bergkette und Plateau von Dekhan) scheint eine Verstärkung des Seewindes einzutreten.

*K. Keil.*

**Carl Störmer.** Merkwürdige Wolken im Höhenintervall 23 bis 26 km über der Erde. *Gerlands Beitr.* 32, 63—68, 1931. Es wird eine Reihe von Beobachtungen der Perlmutterwolken beschrieben, die in den Jahren 1929 und 1930 erneut vermessen werden konnten. Verf. weist darauf hin, daß diese Wolken

in Höhen über 20 km fast in allen Fällen gleichzeitig mit großen Tiefdruckgebieten aufgetreten sind und gibt der Vermutung Ausdruck, daß sie bei vielen derartigen Zyklonen vorkommen, daß sie aber nur unter besonderen Verhältnissen (Föhn-aufheiterung) zu sehen sind, während sie sich im allgemeinen hinter tiefen Wolken verbergen. Die Richtigkeit dieser Vermutung würde also die Luftmassenbewegung im Tiefdruckgebiet bis weit in die Stratosphäre hinein erfordern. *K. Keil.*

**C. Braak.** Der Talwind. Gerlands Beitr. 32, 83—86, 1931. Verf. gibt Beiträge zur Frage des Talwindes an Hand seiner Erfahrungen in Java, wo der Talwind wie in den Tropen überhaupt wesentlich allgemeiner auftritt als in gemäßigten Breiten. Der Talwind beginnt an den oberen, zuerst erwärmten Berghängen und wandert von dort nach unten, im Gegensatz zum Seewind, der an der Küste beginnt und sich von dort nach der See und nach dem Land zu ausbreitet. *K. Keil.*

**B. Gutenberg.** Aufbau und Temperatur der Stratosphäre. Gerlands Beitr. 32, 87—94, 1931. Verf. gibt eine Übersicht über die neueren Ansichten vom Aufbau der Stratosphäre und weist nach, daß weder eine Wasserstoffatmosphäre noch eine Heliumatmosphäre, sondern nur eine Stickstoff-Sauerstoff-Atmosphäre, der mit der Höhe zunehmend ein leichteres Gas (Helium oder Wasserdampf?) beigemischt ist, mit verhältnismäßig hoher Temperatur (500 bis 1000° C) den Beobachtungen entspricht. *K. Keil.*

**E. Palmén.** Synoptisch-aerologische Untersuchungen eines Kälteeinbruchs. Gerlands Beitr. 32, 158—172, 1931. Verf. schildert den Vorgang eines Kaltluft einbruchs am 20. April 1929 und untersucht nacheinander Neigung und Form der Grenzfläche, den präfrontalen Temperaturfall, die Luftdruckveränderungen und die Temperaturverhältnisse der freien Atmosphäre an diesem Tage. *K. Keil.*

**J. W. Sandström.** Der Golfstrom und das Wetter. Gerlands Beitr. 32, 254—259, 1931. Der Verf. beschreibt, wie sich eine besondere Erwärmung des Golfstromes im Golf von Mexiko während des Sommers 1928 in den folgenden Wintern im Wetter von Skandinavien auswirkte und folgert daraus, daß eine genauere Festlegung der Golfstromtemperaturen in der Zukunft die Möglichkeit zu einer Langfristwetterprognose bieten würde. *K. Keil.*

**G. Melander.** Über die Entstehung der Regentropfen. Gerlands Beitr. 32, 268—270, 1931. Es wird über Beobachtungen, die Bildung von Regentropfen unter verschiedenen Bedingungen betreffend, berichtet. *K. Keil.*

**G. Stüve.** Zur Kenntnis der Kristallisation des Wasserdampfes aus der Luft. Gerlands Beitr. 32, 326—335, 1931. Der Verf. schildert die Wirkung verschiedener hygroscopischer Kerne für die Kondensation des Wasserdampfes. Er ist der Ansicht, daß gasförmige Kerne stets nur Tröpfchen, Kerne löslicher Salze oberhalb — 20° C Tröpfchen, unterhalb etwa — 20° C Schneesterne, unlösliche hygroscopische Substanzen dagegen unter 0° C stets Eisnadeln liefern. *K. Keil.*

**S. K. Pramanik, S. C. Chatterjee and P. P. Joshi.** The Lunar Atmospheric Tide at Kodaikanal and Periyakulam. Scient. Notes India Meteorol. Dep. 4, 1—5, 1931, Nr. 31. Das Ergebnis der Analyse der halbtägigen lunaren Luftdruckwelle auf einer Berg- und einer Talstation — Höhenunterschied etwas mehr als 2000 m, horizontale Entfernung weniger als 13 km — wird mitgeteilt; Jahre.

Jahreszeiten und Peri- und Apogäum sind getrennt untersucht. Die Amplituden der Welle an beiden Stationen zeigen keinen merklichen Unterschied, das besagt, daß die Amplitude in den unteren 2 km Atmosphäre nicht von der Höhe abhängig ist. Die Phase ist auf der Bergstation im Mittel um mehr als  $5^\circ$  größer. Im Perigäum ist die Amplitude fast doppelt so groß als im Apogäum — das ist bedeutend mehr, als die Gleichgewichtstheorie verlangen würde —, die Phase dagegen ist kleiner.

*W. Schwerdtfeger.*

**G. Falekenberg.** Der Einfluß der Wellenlängentransformation auf das Klima bodennaher Luftschichten und die Temperatur der freien Atmosphäre. *Meteorol. ZS.* 48, 341—346, 1931, Nr. 9. Verf. definiert zuerst den Begriff der „Wellenlängentransformation“ (Umwandlung der Bandenstrahlung der Luft in die fast schwarze Strahlung durch die feste und flüssige Erdoberfläche oder Wolken) und zitiert dann die Erklärung zweier Forscher (Süring und Geiger) über die Erwärmung der untersten Luftschichten am Tage durch die Sonne (die Folge von Wärmeleitung, Scheinleitung, Massenaustausch, aber nur geringer Einfluß der infraroten Eigenstrahlung und Absorption der Luft), des Nachts ihre Abkühlung u. a. durch Staubgehalt der Luft. Nach experimentellen Untersuchungen des Verf. sind aber gerade die infrarote Absorption wie Emission der Luftmoleküle von beträchtlichem Einfluß (die erstere ändert die Temperatur der untersten 85 cm um  $\frac{1}{10}^\circ$  in  $1\frac{1}{2}$  Minuten bei einem Temperaturunterschied von  $5^\circ$  zwischen Boden und Luft), der Einfluß des Staubes aber auf die nächtliche Abkühlung wie Erwärmung tagsüber gering. Verf. äußert sich nunmehr eingehend über die Strahlungsscheinleitung und die Wellenlängentransformation und ihre Einwirkungen, und erklärt schließlich die starke Abkühlung der bodennahen Luftschichten in den Abend- und Nachtstunden als eine Folge der Wellenlängentransformation des Erdbodens und der Strahlungsscheinleitung der stark infrarot absorbierenden Luft; am Tage machen sich bei Sonnenbestrahlung Massenaustausch wie Absorption der Erdbodenstrahlung durch die Luft geltend.

*Blaschke.*

**E. Gherzi.** Notes sur l'existence d'un secteur chaud et d'un secteur froid dans les cyclones tropicaux. *Gerlands Beitr.* 29, 344—345, 1931, Nr. 3/4. Verf. bestreitet die Existenz eines kalten und warmen Sektors in tropischen Zyklonen, wie von K. R. Ramathan und A. A. Narayana behauptet wurde, da er den von diesen angeführten Fall für keine echte tropische Zyklone und die angegebenen Beobachtungen und Charakteristika teilweise für mangelhaft hält.

*F. Steinhäuser.*

**E. H. Syngé.** A note on Twinkling. *Phil. Mag.* (7) 11, 957—961, 1931, Nr. 72. Mit Hilfe verschiedenster Analogien hat man versucht, das Phänomen des Flimmerns zu erklären. Einfache Brechung, die man als Hauptursache bezeichnete, und interferierende Strahlenbüschel, die als weiterer Grund angegeben wurden, sind ad absurdum geführt. Verf. definiert es als Beugungserscheinung. Er untersucht ein Wellenbild, welches sich oberhalb der Atmosphäre befindet und berechnet nach Fresnel'scher Methode die Wirkung der von der Welle ausgehenden Intensität auf einen Punkt der Erde. Wäre keine Atmosphäre vorhanden, würde uns die Methode in ein System konzentrischer Halbperiodenkreise führen, wohingegen man im umgekehrten Fall keine Kreise erhalten würde. Diese Betrachtungen führen Verf. zur Erklärung eines weiteren Phänomens, dessen Ergebnis ist, daß beim Beobachten von Licht von zwei verschiedenen Wellenlängen die Halbperiodenkurven jenseits der Atmosphäre größer und für das Licht mit größerer Wellenlänge stärker abgelenkt werden. Verf. verweist auf die Möglichkeit der Berechnung dieser Kurven. Zu der Arbeit über die Theorie des Flimmerns war Verf. durch diejenige der atmosphärischen Zerstreuung angeregt worden. Er bemerkt, daß die

Zeichnung der Apparatur, die sich an späterer Stelle befindet, noch vereinfacht werden kann. Die Anwendung der Spiegel, von denen einer unterhalb und der andere oberhalb der Achse angebracht sind, bietet keine Schwierigkeit. Absolute Messungen lassen sich bei Zenitsternen ohne weiteres vornehmen, ebenfalls schwierigere Untersuchungen der Relativitätstheorie verbunden mit der Aberration. Gleichzeitig wird ein Fehler verbessert, der sich auf die Anordnung der Linsen in der Zeichnung eines großen Teleskops befindet, bezieht. Am Schluß befindet sich noch die Beschreibung eines Instruments, „Syntheskop“ bezeichnet. Es enthält zwei komponierende Spiegel, die leicht handlich angebracht sind und besteht ganz aus Aluminium mit versilberten Spiegeln. *Steinberg.*

**F. Linke.** Die nächtliche effektive Ausstrahlung unter verschiedenen Zenitdistanzen. Meteorol. ZS. 48, 25—31, 1931, Nr. 1. Nach instrumentellen Hinweisen auf die Messung der Effektivstrahlung kleiner Himmelsausschnitte wird gezeigt, daß die nächtliche Effektivstrahlung in wolkenlosen Nächten sich genügend genau durch die Formel  $e_z = e_0 \cos r_z$  ( $z =$  Zenitdistanz,  $r =$  ein Parameter) darstellen läßt,  $r$  hängt in erster Linie von dem Wasserdampfgehalt der Luft ab. Diese einfache Formel gestattet leicht die Berechnung der Totalausstrahlung einfacher Flächen (horizontale, vertikale Flächen, Kugel und Zylinder) gegen den ganzen Himmel. *Linke.*

**W. Köppen.** Schwankungen der Sonnenstrahlung seit 135 000 Jahren und deren Folgen. Gerlands Beitr. 31, 231—239, 1931, Nr. 1/3. Im Anschluß an einen früheren Artikel (Gerlands Beitr. 26, 365—394, 1930), in dem über die Anwendung der Strahlungskurve von Milankovitch berichtet wird, bringt der Verf. einige Angaben über die Schwankungen der der Erde zugestrahlten solaren Wärmemengen in den letzten 135 000 Jahren, in denen sich die Eisvorstöße der Würmzeit in Europa abgespielt haben, wobei zur übersichtlicheren Hervorhebung dieser Schwankungen die Werte nur für die Umgebung der Polar- und Wendekreise mitgeteilt werden. Die Ursachen der Schwankungen liegen in den Änderungen der Schiefe, der Erdbahnexzentrizität und der Periheldistanz. Der Verf. weist ferner auf die Änderungen im Temperaturgegensatz zwischen Pol und Äquator und der beiden Halbkugeln im diskutierten Zeitraum hin und glaubt, daß die bekanntgegebenen Zahlenwerte auch die schwierige Frage nach den Schwankungen des Meeresspiegels während der Eiszeit leicht beantworten dürften. *F. Hopfner.*

**Louis Zehnder.** L'influence de l'éther sur le temps. S.-A. Ann. Guéhard-Séverine 5, 101—110, 1930. In vorliegender Wiedergabe eines Vortrages vom Verf. wird zunächst auf die Frage der Existenz des Äthers eingegangen, dann wird als Ursache der Sonnenfleckperiode die zyklische Sonnenbahn (beigefügt sind die Figuren einer früheren Arbeit vom Verf.) und die Bremswirkung des Äthers auf Meteoriten bezeichnet. Der Einfluß des Äthers auf das Wetter über die Sonnenflecken ist ein doppelter, einerseits Strahlungsabsorption durch Meteoritenwolken, andererseits Verstärkung der Strahlung durch Energiezuwachs nach dem Einsturz auf die Sonne, dadurch ist ein Einfluß auf die atmosphärischen Verhältnisse durch die 11-, 100- und 178 jährigen Perioden bedingt. Angeschlossen sind die 16 Schlüsse der früheren Arbeit. Erwähnt werden Einwände von Kienle und Harzer. *Sättele.*

**Alan Fletcher.** Note on Astronomical Refraction. (Berichtigung.) Month. Not. 91, 1009, 1931, Nr. 9. *H. Ebert.*

## Geophysikalische Berichte

**Bjørn Helland-Hansen.** Fridtjof Nansen og hans videnskabelige innsats. Minnetale holdt i ekstraordinaert fellesmøte den 10 de oktober 1930. Årbok Oslo 1930, S. 65—84, 1931. *H. Ebert.*

**Johannes Picht.** Über Lichtschreiber-Registrierapparate. ZS. f. Instrkde. 51, 574—578, 1931, Nr. 11. Bei Lichtschreiberregistrierapparaten wird das von einer fadenförmigen Lichtquelle ausgehende Licht nach Reflexion an einem (drehbaren) Spiegel und Durchlaufen sphärischer Linsen durch eine Zylinderlinse angenähert zu einem Punkt zusammengezogen. Der Verf. diskutiert verschiedene der für die Stellung der Zylinderlinse gegebenen Vorschriften und charakterisiert die Güte des entstehenden „Lichtpunktes“ durch seine horizontale und vertikale Ausdehnung, kurz als Breite  $B$  und Höhe  $H$  bezeichnet. In einer Tabelle werden die sich ergebenden Formeln für  $B$  und  $H$  für vier verschiedene Zylinderanordnungen gegenübergestellt. Als günstigste Vorschrift gibt der Verf. an, daß der Abstand der Zylinderlinse vom Registrierpapier größer als ihre Brennweite  $f_z$  sein soll, nämlich

$$\frac{1}{2} f_s \left( 1 - \sqrt{1 - 4 \frac{f_z}{f_s}} \right),$$

wo noch  $f_s$  die Brennweite der vor dem (oben erwähnten) Spiegel befindlichen sphärischen Linse ist. Entfernt man die Zylinderlinse, so soll die fadenförmige Lichtquelle bzw. der sie ersetzende Spalt auf dem Registrierpapier scharf erscheinen. — Sollen auf dem Registrierpapier noch Zeitmarkierungsstriche in Form von Ordinatenlinien erscheinen, so ist eine Einfadenlampe, deren Faden der Achse der Zylinderlinse parallel liegt, etwa neben die erwähnte sphärische Linse zu setzen. — Ein kurzer Auszug der Arbeit erschien in ZS. f. Geophys. 7, 265—266, 1931 (diese Ber. 12, 2644, 1931). *Picht.*

**J. Egedal.** Der Mikrobarograph. Meteorol. ZS. 48, 434—435, 1931, Nr. 11. Der vom Verf. konstruierte Mikrobarograph besteht aus einem Rohr von 10 cm Durchmesser; er ist in seinem Barometerteil ein Stationsbarometer; der kurze weite Schenkel, in den hinein das Rohr mündet, ist 50 mal weiter als dieses. Im langen Barometerrohr befindet sich auf dem Quecksilber ein Schwimmer, der einen Teil des einen Spiegel tragenden Tischchens hält (s. diese Ber. 11, 1084, 1930). Zur Beseitigung von Temperatureinflüssen dient eine Bimetall-Vorrichtung. Mit Hilfe des Spiegelsystems werden die Barometerstände auf photographischem Papier registriert. Man erreicht eine Ablesemöglichkeit besser als 0,01 mm Hg. *H. Ebert.*

**Ludwig Heck und Günther Sudeck.** Neue Meteorographen für drahtlose Fernübertragung. Gerlands Beitr. 31, 291—314, 1931, Nr. 1/3. Die Arbeit gibt eine ausführliche Darstellung der technischen Grundlagen und der Konstruktion von zwei Meteorographen mit drahtloser Fernregistrierung, wie sie sich für die meteorologische Höhenforschung in unzivilisierten Gegenden unentbehrlich gemacht haben. Als Übertragungsverfahren wird in beiden Geräten ein Zeitimpulsverfahren benutzt, das für meteorologische Zwecke erstmalig von Prof. Moltchanoff vorgeschlagen wurde. Bei den drahtlosen Meteorographen der Askaniawerke wird zur Abtastung der Meßzeiger ein rotierender Kontaktarm benutzt und dadurch der Sender im Anodenkreis der Senderöhre gesteuert. Der Kontaktarm macht in 30 sec eine Umdrehung. Der volle Kreis ist in drei Abschnitte von je 120 Winkelgraden geteilt, die durch zwei Festmarken und eine Synchroni-

sierungsmarke gekennzeichnet sind. Der zeitliche Abstand zwischen Kontakt einer Festmarke und Kontakt des Meßzeigers gibt je ein Maß für Temperatur, Druck und Feuchtigkeit. Das Uhrwerk arbeitet bis zu Temperaturen  $-60^{\circ}\text{C}$  einwandfrei. Die Unruhe desselben ist so gut temperatur-kompensiert, daß z. B. bei  $+20^{\circ}\text{C}$  die Umdrehungsdauer 33 sec, bei  $-50^{\circ}\text{C}$  nur 33,3 sec betrug. Der zweite beschriebene drahtlose Meteorograph wurde von der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt entwickelt. Das Arbeitsprinzip ist das gleiche wie bei dem Askania-Meteorographen, nur erfolgt die Impuls-gabe für die meteorologischen Elemente hier optisch durch einen rotierenden Lichtzeiger, der eine Selenzelle entsprechend den Meßwerten verschieden lange belichtet. Als geeignet werden Selenzellen mit einem Dunkelwiderstand von 1,0 bis  $1,5 \cdot 10^6$  Ohm und einem Hellwiderstand von 20 000 bis 50 000 Ohm angegeben. Als Empfänger wurden ein Dieckmannscher Funkbildempfänger mit Heizstiftaufzeichnung und ein Fallbügelschreiber der AEG. benutzt. Als maximaler Fehler der Aufzeichnungen wird bei Verwendung eines Dieckmannschen Funkbildempfängers für Temperatur  $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$ , Luftdruck  $\pm 5$  mm Quecksilbersäule, Feuchtigkeit  $\pm 2\%$  angegeben. Der drahtlose Meteorograph nach dem Kontaktverfahren wurde bei Drachen- und Ballonaufstiegen bis zu Höhen von 9000 m mit Erfolg benutzt. Für den drahtlosen Meteorographen nach dem Lichtzeigerverfahren liegen nur Laboratoriumsversuche vor. *H. Kirsten II.*

**Mishio Ishimoto.** Un sismographe accélérométrique et ses enregistrements. Bull. Earthq. Res. Inst. 9, 316—332, 1931, Nr. 3. Für die Untersuchung der Wirkung von Erdbeben auf Gebäude hat der Verf. einen Beschleunigungsmesser konstruiert, und zwar nach folgenden Gesichtspunkten: Die Lösung der allgemeinen Bewegungsgleichung für einen Seismographen  $y + 2\lambda \dot{y} + n^2 y = -\ddot{x}$  ist, wenn die Bewegung des Erdbodens  $x = a \sin pt$  gesetzt wird

$$y = \frac{a p^2 \sin(pt - \delta)}{\sqrt{(n^2 - p^2)^2 + 4k^2 p^2}} + \left\{ \begin{array}{l} \text{ein Glied, das die Eigenschwingung} \\ \text{des Seismographen enthält.} \end{array} \right.$$

Für  $n \gg p$  wird unter Vernachlässigung der Eigenschwingung

$$y = \frac{a p^2}{n^2} \sin pt.$$

Es zeigt sich also, daß für  $n \gg p$  die Beschleunigung des Erdbodens proportional ist der Bewegung des Seismographen, wenn für eine genügende Dämpfung gesorgt wird. Da im allgemeinen die Perioden der Erdbewegung bei Erdbeben größer als 0,2 sec sind, so muß, um die Bedingung  $n \gg p$  zu erfüllen, die Eigenperiode des Seismographen unter 0,2 sec bleiben. Der Verf. hat einen Apparat mit einer Eigenperiode von 0,167 sec konstruiert. Die stationäre Masse beträgt 13 kg und hat die Form eines Zylinders, dessen Dimensionen sind: Länge = 27,2 cm und Durchmesser = 7,5 cm. Mit Hilfe von Biegefedern ist die Masse astatisch aufgestellt. Ein Hebelarm  $L_0$  überträgt die Bewegung der Masse auf einen zweiarmigen Hebel. Von diesem wird sie auf einen zweiten zweiarmigen Hebel, an dessen Spitze sich die Schreibfeder befindet, übertragen. Der Mittelpunkt der Masse ist  $h = 9,2$  cm von der durch die Biegefedern gebildeten Drehachse entfernt.  $L_0$  ist 28 cm lang. Die Längen der einzelnen Arme der beiden zweiarmigen Hebel sind  $l_1 = 2$  cm,  $L_1 = 14$  cm,  $l_2 = 1,5$  cm und  $L_2 = 15$  cm. Die Vergrößerung aus den geometrischen Abmessungen des Beschleunigungsmessers ist

$$V = \frac{L_0 L_1 L_2}{h \cdot l_1 \cdot l_2} = 213.$$

Die Dämpfung besteht aus einer Flüssigkeitsdämpfung; der Dämpferflügel greift etwa in der Mitte des Hebels  $L_0$  an. Die Eichung ist statisch und dynamisch erfolgt.



Die statische Eichung erfolgte durch Messung der Ablenkung der Masse, die an geeigneter Stelle der Masse angebrachte Gewichte verursachen. Für die dynamische Eichung wurde das eine Ende eines elastischen Fadens an der Masse befestigt. Das andere Ende führte bei gespanntem Faden sinusförmige Bewegungen von gleicher Amplitude, aber verschiedener Periode aus. Eine weitere dynamische Eichung wurde vorgenommen, indem der Apparat auf eine schwingende Platte gestellt wurde. Zum Beispiel wurden bei einer konstanten doppelten Amplitude der Platte von 1 cm in Abhängigkeit von der Periode die in der Tabelle angegebenen Ergebnisse erzielt.  $2 \xi_m$  ist die doppelte Amplitude der Bewegung des Beschleunigungsmessers.

$2 \xi_m$ cm	$T$ sec	$T^2$	$2 \xi_m T^2$
0,93	1,84	3,39	3,22
1,79	1,34	1,80	3,21
3,96	0,896	0,803	3,13
13,6	0,483	0,233	3,20

Das Produkt  $2 \xi_m T^2$  ist fast konstant. Die gestellte Bedingung, daß die Bewegung des Seismographen proportional der Beschleunigung sei, ist bei dem vom Verf. konstruierten Apparat gut erfüllt.

*W. Schneider.*

**W. Marten.** Das Bimetallaktinometer Michelson-Marten in neuester Ausführung mit Gebrauchsanweisung. Gerlands Beitr. 32, 69—82, 1931. Die einfache Bimetalllamelle besteht nun aus Invar-Konstantan. Der Mikroskopauszug ist jetzt nicht mehr verschiebbar. Der Öffnungswinkel beträgt etwa  $5,13^\circ$ . Neben den Potsdamer Normalgläsern ist eine Fassung für weitere drei Filter vorgesehen, eines davon ist ein 1 mm starkes Quarzglas. Auch eine Azimutschraube ist nun vorhanden. Eine kardanische Aufhängung für Flugzeugmessungen wurde durchkonstruiert. Die Erschütterungsempfindlichkeit ist wesentlich geringer als früher. Die Einstellstragheit liegt nun unter 20 sec. Die Skalenwerte sind von der Temperatur fast unabhängig geworden. Referent kann nach seinen Erfahrungen das etwas harte Urteil von W. Marten über die Verwendung von Doppellamellen beim Büttneraktinometer nicht teilen, da nach unseren Erfahrungen sich das Büttneraktinometer als ein ausgezeichnetes und ungemein handliches Instrument bewährt hat. Eine ausführliche Gebrauchsanweisung wird gegeben. Durch Ersparung von Zwischennullpunkten ist es möglich, in 4 Minuten acht Meßwerte zu erhalten.

*Friedrich Lauscher, Wien.*

**Walter M. H. Schulze.** Beitrag zur Frage statistischer Schwankungen der Eigenstrahlung in Strahlungsapparaten. Phys. ZS. 32, 808—810, 1931, Nr. 20. Unter plausiblen Annahmen über den Gehalt an radioaktiver Substanz der zu Strahlungsapparaten verwendeten Metalle wird die mittlere relative Zerfallsschwankung für 3 und 4-Litergefäße bei Reststrahlung von 1,5 bis 5 J zu etwa 5 bis 9 % bei einstündiger Meßzeit geschätzt. Reststrahlung und Schwankungen können danach vollkommen durch eine  $\alpha$ -Strahlung des im Gefäßmaterial vorhandenen Radiums erklärt werden. Eine Eigenaktivität des als Material verwendeten Zinks würde dagegen nur  $1/10$  bis  $1/30$  der angegebenen Schwankungswerte erwarten lassen. Die beobachteten Schwankungen sind als statistische Eigenstrahlungsschwankungen der Apparatur anzusehen. *Kolhörster.*

**Josef Geszti.** Die Entstehung der Kontinente. Gerlands Beitr. 31, 1—39, 1931, Nr. 1/3. Beim Aufbau unseres Planeten entsteht nach der Theorie der Silikatschmelzlösungen eine thermisch isolierende Schicht aus relativ schwer schmelzbaren kristallinen Erstausscheidungen, die in das Stammagma absinken und dadurch die Erstarrung über dieser Schicht beschleunigen, so daß an der Oberfläche der Erde eine Temperaturdifferenz entsteht, die Geszti für die Ursache der Umlagerung und Entstehung der salischen Massen (der Kontinentalblöcke) ansieht. Geszti zeigt, daß bei Kristallisation einer Silikatschmelze, die aus mehreren Komponenten sich zusammensetzt, zuerst die schwer schmelzbaren, dann die leichter schmelzbaren sich entwickeln. Sial und Sima haben sich also schon aus einem Stammagma nach der Regel der Ausscheidungsfolge von Rosenbusch differenziert. Im Sial schieden die sauren, leichter schmelzbaren, im Sima die basischen, schwerer schmelzbaren Minerale aus. Es kommt dann zu einer Lagerung der relativ leichter schmelzbaren Minerale oben, und zur Lagerung der schwer schmelzbaren unten, die das darüberliegende leichter schmelzbare Material vor dem Einschmelzen bewahren. Diese thermisch isolierende Schicht unterbindet für die über ihr liegende Schmelze die von unten kommende Wärmeströmung, so daß die Oberfläche dieses Gebietes mehr Wärme in den Weltraum aussendet, als unten durch die Isolierschicht hindurchgeführt wird. Durch Störung dieser Wärmekonvektion beginnt eine beschleunigte Erstarrung der Schmelze über der isolierenden Schicht. Infolge der durch die beschleunigte Erstarrung frei werdenden latenten Schmelzwärme wird die Temperatur über der Isolierschicht und im Nachbargebiet erhöht. Es entsteht darum ein Temperaturgefälle ( $T_2 - T_1$ ), dessen Wärmeausgleichsmöglichkeiten für die Größe der entstehenden Kontinente den Ausschlag geben. H. Tollner.

**Wenceslas Jardetzky.** Zur Frage der Polwanderungen. Gerlands Beitr. 32, 361—367, 1931. Es wird untersucht, unter welchen Bedingungen sich im Kern der Erde die Drehachse verschiebt, wenn sich ein Kontinentalblock auf der Oberfläche bewegt, und gefunden, daß die Drehachse der Kugel festbleibt, wenn der Drehvektor die Richtung des Hauptmoments der gegenwirkenden Kräfte beider in bezug auf das Zentrum der Kugel hat:

$$\varphi_1 : \varphi_2 : \varphi_3 = N_2 : N_1 : N_3, \text{ wenn } N = - \int_S \sigma [\tau_*, \mathbf{v}_K - \mathbf{v}_P] df$$

( $S$  = Berührungsfläche,  $\sigma$  = Proportionalitätsfaktor,  $\sigma$  = Normalkomp. der Kraft auf das Flächenelement  $df$ ,  $\tau_*$  = Entfernung eines Punktes der Kugel von ihrem Schwerpunkt,  $\mathbf{v}_K - \mathbf{v}_P$  = Relativgeschwindigkeit der Berührungselemente der Kugel und Platte). Wenn diese Bedingung nicht erfüllt ist, tritt eine Verschiebung der Drehachse ein, die aus Gleichungen berechnet werden kann, die in der Arbeit abgeleitet sind. F. Steinhauser.

**Hans Ertel.** Zur Analyse der Polfluchtkraft. Gerlands Beitr. 32, 38—46, 1931. Der Verf. berechnet als neue Formel für die Polfluchtkraft:

$$K_\varphi = 2m\omega^2 \delta n \sin 2\varphi \cdot \left(1 - \frac{3}{4} \frac{\rho}{\rho_m}\right)$$

( $m$  = Masse der Kontinentalscholle,  $\omega$  = Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation,  $\delta n$  = Abstand zwischen Auftriebs- und Schwerpunkt der Scholle,  $\varphi$  = geographische Breite,  $\rho$  = Dichte der Kontinentalscholle,  $\rho_m$  = mittlere Dichte der Erde). Es wird auch gezeigt, daß die Epstein'sche Formel

$$K_\varphi = \frac{3}{2} m \omega^2 \delta n \sin (2\varphi)$$

zu große Werte liefert, da bei der Ableitung der Einfluß der zwischen dem Auftriebspunkt und dem Schwerpunkt der Sialscholle liegenden Masse und der Richtungsunterschied der Gravitation in beiden Punkten nicht berücksichtigt wurden. Weiter weist der Verf. darauf hin, daß die von P. Stephan abgeleitete Formel

$$K_{\varphi} = \frac{1}{2} m \omega^2 \delta n (1 + 2q) \sin 2\varphi \left( 1 + 2 \frac{R}{\delta n} q \cos^2 \varphi \right)$$

ebenfalls nicht richtig sein kann. ( $q$  = Abplattung,  $R$  = kleine Halbachse des Meridians der durch den Auftriebspunkt gehenden Äquipotentialfläche.)

*F. Steinhauser.*

**Walter D. Lambert.** Note on Prey's article „Zur Frage nach dem isostatischen Massenausgleich in der Erdrinde“. Gerlands Beitr. 30, 239—240, 1931, Nr. 1/2. In der zitierten Arbeit findet Prey größere Werte für die Verschiebung des Schwerzentrums in einer nichtisostatischen Erde als Lambert, der die Massen zwischen Geoid und Normalspheroid nicht berücksichtigt. Der Verf. erklärt seine Vernachlässigung damit, daß er hauptsächlich an der Größenordnung der Werte und an den Fall einer isostatischen Erde interessiert war, wo dieser Effekt klein ist.

*F. Steinhauser.*

**A. Schedler.** Zur Analyse der Polhöenschwankung. Gerlands Beitr. 31, 217—230, 1931, Nr. 1/3. Bei vektorieller Zusammensetzung der Komponenten der Chandlerschen und der einjährigen Periode der Polhöenschwankung resultiert rein mathematisch eine halbjährige Schwankung, die einer sechsjährigen überlagert ist und Schwebungen aufweist derart, daß mit den Maxima der sechsjährigen Welle Amplitudenmaxima der halbjährigen zusammenfallen. Aus den Beobachtungen der Polhöenschwankung konnte die halbjährige Welle auch als unzweifelhaft nachgewiesen werden. Die Variation der Länge der Chandlerschen Periode erklärt sich auch rein mathematisch aus der Bedingung für die Durchgänge des Radiusvektors durch den Nullmeridian  $tg \lambda = y/x = 0$ ; das heißt aus der Verteilung der Nullstellen von  $y = 0$ , wo  $x$  und  $y$  die Komponenten des Radiusvektors  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  sind und

$$y = 0,14347 \sin \left( \frac{2\pi}{12} t + 54,8^\circ \right) + 0,08049 \sin \left( \frac{2\pi}{12} t + 298,9^\circ \right).$$

Die graphische Lösung dieser Gleichung gibt eine ungleichmäßige Verteilung der Nullstellen und damit die Erklärung für die veränderliche Länge der Chandlerschen Periode, da diese die größere Amplitude besitzt. Die berechneten Werte stimmen mit den beobachteten gut überein. Der Verf. zeigt auch, daß der Gang der Amplituden der halbjährigen Luftdruckwelle von Wien eine sehr enge Beziehung zum Gang der Jahresmittel der Polhöenschwankung aufweist.

*F. Steinhauser.*

**Gerhard Kirsch and Alfred C. Lane.** Radioactive disintegration applied to the measurement of geologic time illustrated by application to the Wilberforce uraninite. S.-A. Proc. Amer. Acad. 66, 357—379, 1931, Nr. 10. Die Berechnungsformeln für das Gesteinsalter, die bei radioaktiven Substanzen aus dem Blei-Uran und Thor-Gehalt abgeleitet sind, werden zunächst in bezug auf die Genauigkeit der Konstantenbestimmung untersucht. Ein zweiter Abschnitt enthält eine ausführliche Zusammenstellung und Anwendung auf die Meßergebnisse bei verschiedenen Mineralien. Die Resultate werden dann hinsichtlich ihrer Bedeutung für die geologischen Erdperioden weitgehend erörtert.

*Schmerwitz.*

**K. F. Wasserfall.** On the year to year variation of the temperature. Geofys. Publ. Oslo 9, Nr. 2, 12 S., 1931. Der Abhandlung liegen Temperaturbeobachtungen zu Oslo und Bergen von 1816—1920 zugrunde, die zuerst hinsichtlich der Zwei-Jahres-Periode bearbeitet wurden. Verf. verweist dabei u. a. auf A. Woeikofs Ergebnisse (Meteorol. Zeitschr. 1906, S. 433: „Die zweijährige Periode zeigt wärmere „paare“ als „unpaare“ Winter), gibt graphische Darstellungen der Zwei-Jahres-Variation der Temperatur des Winters wie des Sommers für Oslo wie Bergen und der achtmonatigen Periode in den Sonnenflecken für den Zeitraum 1905—1917. Unter dem Hinweis auf Hellmanns Ergebnisse in Meteorol. Zeitschr. 1931, S. 58: („nach einem sehr milden Winter ist ein warmer Sommer eher wahrscheinlich als nach einem mäßig milden“), vergleicht Verf. die Variation des Winters mit der des Sommers zu Oslo und Bergen und veranschaulicht sie in graphischer Weise (nebst einer Tabelle), um dann die 11-Jahres-Periode wie die säkulare Variation der Temperatur an diesen Orten zu untersuchen. (Schaubilder wie Tabellen.) Dabei kommt er auch auf den Einfluß des Azoren-Maximums, des isländischen Minimums wie kosmischer Ereignisse zu sprechen.

*Blaschke.*

**J. Versluys.** The problem of dry or unsaturated strata. Proc. Amsterdam 34, 591—597, 1931, Nr. 5. In den meisten Fällen findet sich Öl und auch Gas in der Erdkruste über Schichten, die Wasser führen. Das Öl schwimmt also auf dem Wasser. Nun ist aber auch beobachtet worden, daß Öl unter wasserführenden Schichten vorkommt. Man hat dieses Vorkommen damit zu erklären versucht, daß zwischen dem Öl und Wasser eine trockene Schicht liegt und das Öl daher nicht emporsteigen kann. Der Verf. hält das Vorhandensein von trockenen Schichten in der Erdkruste für sehr unwahrscheinlich, zumal bisher kein Beweis für ihre Existenz geliefert werden konnte. Die Annahme des Vorhandenseins trockener Schichten in der Erdkruste ist seiner Meinung nach nur gemacht worden, um das synklinale Ölvorkommen mit der Schwimmtheorie in Einklang zu bringen. Der Verf. erklärt das synklinale als auch das antiklinale Ölvorkommen mit der Eigenschaft des Öls, poröse Schichten, in die es einmal eingedrungen ist, nicht so leicht verlassen zu können wie Wasser.

*W. Schneider.*

**C. Antoniani.** Sul comportamento in campo elettrico dei complessi colloidali umico-minerali. Lincei Rend. (6) 13, 524—526, 1931, Nr. 7. Es werden die Eigenschaften einer humusartigen kolloidalen Komplexverbindung mineralischen Ursprungs beschrieben. Sie wurde durch Ausziehen mit Salzsäure (5 %ig), Natronlauge (10 %ig) und KCl (5 %ig) erhalten. Der Körper hatte folgende Zusammensetzung:

Organische Substanz . . . . .	82,75 %
Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> . . . . .	5,05
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> . . . . .	4,35
SiO <sub>2</sub> . . . . .	4,65
P <sub>2</sub> O <sub>5</sub> . . . . .	2,90

Er ist elektronegativ; sein isoelektrischer Punkt liegt bei  $p_H = 7,4$ . Das Verhalten im elektrischen Feld ( $0,36 \text{ Volt} \cdot \text{cm}^{-1}$ ) wurde in alkalischer (NaOH)-Dispersion untersucht, besonders wegen der organischen Komponente. Es wurde gezeigt, daß bei einer gewissen OH-Ionenkonzentration die elektronegative organische Komponente positiv wird. Bei  $p_H \sim 12$  dissoziiert der Komplex leicht, daraus ergibt sich die Ausflockung der mineralischen Anteile, wobei die organische Komponente dispergiert bleibt. Bei  $p_H = 11$  erreicht das humoide Kolloid das Maximum der Wanderungsgeschwindigkeit und daher das Maximum der negativen Teilchen-

ladung, der Komplex hat damit das Maximum der Stabilität erreicht in den Elektrolyten, in denen die Ausflockung sonst eintritt. Daraus wird geschlossen, daß in alkalischer Dispersion das humoide Kolloid wesentlicher Schutz des Komplexes ist, der sich erst bei bestimmter OH-Ionenkonzentration äußert. Der Wert  $p_H = 11$ , der der maximalen negativen Ladung entspricht, fällt mit dem Punkt des maximalen Schutzes zusammen, bei dem Wert  $p_H = 13$  tritt die Auslöschung der Schutzwirkung ein. *Tollert.*

**L. H. Adams.** The compressibility of fayalite, and the velocity of elastic waves in peridotite with different iron-magnesium ratios. *Gerlands Beitr.* 31, 315—321, 1931, Nr.1/3. Adams gelang es, Messungen der Kompressibilität von Gesteinen bei hohen Drucken und die Geschwindigkeit von longitudinalen und transversalen Wellen für dieses Material zu erhalten. Die Zusammendrückbarkeit stellte sich relativ einfach als das Mittel der Kompressibilitäten der darin enthaltenen Minerale dar. Die Druckwirkung auf das Volumen war am geringsten bei Olivingesteinen mit 7% FeO, größer bei Forsterit ( $Mg_2SiO_4$ ), und am größten bei Fayalith ( $Fe_2SiO_4$ ). Für peridotitische Gesteine ergaben sich überraschend hohe Wellengeschwindigkeiten, für Fayalith dagegen kleine, wie nachstehende Tabelle zeigt. ( $P$  = Druck in Bar,  $U_p$  = die Geschwindigkeit der longitudinalen Wellen in km/sec).

Druck in Bar	Forsterit		50 Fo : 50 Fa		Fayalith	
	10 <sup>-6</sup>	$U_p$	10 <sup>-6</sup>	$U_p$	10 <sup>-6</sup>	$U_p$
1	0,82	8,1	0,89	7,4	0,96	6,6
15,000	0,73	8,6	0,78	7,9	0,84	7,1

Adams gelangte auf Grund dieser Resultate zur Überzeugung, daß die Gesteinsmassen unter der Erdkruste Peridotite sind. *H. Tollner.*

**F. Hopfner.** Die Bestimmung des Geoids aus Schwerkraftwerten. *Gerlands Beitr.* 32, 412—417, 1931. Mit dem Niveausphäroid als Bezugssystem wird eine Lösung der Aufgabe auf Grundlage des Theorems von Bruns entwickelt. *F. Steinhauser.*

**A. Belluigi.** Sulla depressione gravimetrica di Carpaneto. *Lincei Rend.* (6) 13, 745—748, 1931, Nr.10. Es wird eine Skizze der Schwereanomalie (Depression) im Gebiete von Carpaneto gegeben, die einem Absinken älterer Schichten und Ausfüllen im Alluvium zu entsprechen scheint. *K. Przibram.*

**K. Uller.** Die Entwicklung des Wellenbegriffes. V. *Gerlands Beitr.* 29, 252—266, 1931, Nr.2. Der Verf. schließt an die Ergebnisse seiner gleichbetiteltten Abhandlung III an (*Gerlands Beitr.* 26, 199, 1930; s. diese Ber. 12, 820, 1931) und begründet diese nochmals eingehend, indem er die verschiedenen eventuell möglichen Annahmen betrachtet und zeigt, daß nur eine von ihnen zutreffen kann. Diese führt zu der als Hauptgleichung bezeichneten Gleichung:

$$f(w) = w^2 + i \operatorname{div} w + (w \operatorname{grad} \chi) - a = 0, \text{ in der } w = w' + i w''$$

das Wellennormalenpaar und  $a$  und  $\chi$  Wellenparameter sind. Es werden die in der Elastizitätstheorie, in der Elektromagnetik usw. möglichen Wellenarten besprochen. — Ein zweiter Abschnitt behandelt die „fast umkehrbare Welle“ für Fluidik, Thermik und Diffusik, Elektromagnetik und Elastik. Es folgt eine histo-

rische Bemerkung. Aus dem Ergebnis sei noch erwähnt, daß die Unterteilung der elastischen Wellen in reine Scherungswellen und in reine Verdichtungs- und Verdünnungswellen nur beschränkte Gültigkeit besitzen soll, und sogar in homogenen und fremdkraftfreien Mitteln nicht streng gelten soll, daß es aber trotzdem zwei verschiedene Wellenarten in der Elastizitätstheorie geben soll. *Picht.*

**Torahiko Terada.** On Luminous Phenomena Accompanying Earthquakes. Bull. Earthq. Res. Inst. 9, 225—255, 1931, Nr. 3. Der Verf. gibt zunächst eine historische Übersicht über die bei Erdbeben beobachteten Lichterscheinungen und behandelt dann eingehend die bei dem Idu-Erdbeben vom 26. 11. 30 aufgetretenen Lichterscheinungen. Unmittelbar nach diesem Beben hat Prof. M u s y a zahlreiche Personen, die in dem Erdbebengebiet wohnten, gebeten, ihre Beobachtungen über die Lichterscheinungen bei dem Beben mitzuteilen. 1168 Mitteilungen sind eingegangen. Die Farbe der beobachteten Lichterscheinungen wird von dem größten Teil der Beobachter als bläulich, hell oder ähnlich der Farbe eines elektrischen Funkens bezeichnet. Einige Beobachter aus Tokio haben in der Nacht infolge der Lichterscheinungen beim Beben Gegenstände im Zimmer deutlich erkennen können. Nimmt man an, daß die beobachtete Helligkeit so groß gewesen ist wie die von einer einfachen Kerze in 10 m Abstand erzeugte, dann ergibt sich für die Lichtquelle beim Erdbeben vom 26. 11. 30 eine Kerzenstärke von  $10^8$  Kerzen. Es ist nun die Frage, was die Ursache dieser enormen Lichtstärke ist. Daß die beobachteten Lichterscheinungen unmittelbar durch Erdbeben ausgelöst werden, wird als sicher angesehen. Der Verf. hat einige Versuche ausgeführt, um festzustellen, wie groß die Intensität des Lichtes ist, das entsteht, wenn zwei Felsstücke aufeinander gleiten. Er hat gefunden, daß die Lichtstärke der auf diese Weise entstehenden Funken von der Geschwindigkeit, mit der die beiden Felsstücke aufeinander gleiten, abhängt. Bis zu 30 m/sec nimmt die Intensität des Lichtes nur langsam, bei über 30 m/sec sehr stark mit der Geschwindigkeit zu. Auf Grund dieser Versuche setzt der Verf. für eine leuchtende Linie von 1 cm Länge  $p \cdot 8 \cdot 10^{-5}$  Kerzen;  $p$  ist eine Funktion der Geschwindigkeit. Nun nimmt der Verf. an, daß die bei einem Erdbeben ins Gleiten kommenden Gesteine nicht als große Blöcke abgleiten, sondern in kleine Stücke oder Streifen zerfallen, die sich gegeneinander bewegen. Jeder Riß im Gestein kann bei der angenommenen Verschiebung als linienförmige Lichtquelle angesehen werden. Die Länge der linienförmigen Lichtquelle pro Quadratcentimeter Gestein sei  $l$  cm. Dann ist  $p l \cdot 8 \cdot 10^{-5}$  Kerzen die Lichtstärke pro Quadratcentimeter Gestein. Weiter nimmt der Verf. an, daß bei Erdbeben eine Gesteinsmasse mit einer ursprünglichen Erdoberfläche von  $1,57 \cdot 10^{10}$  cm<sup>2</sup> gleichzeitig in Bewegung geraten kann. Die gesamte Lichterzeugung würde dann  $p \cdot l \cdot 1,28 \cdot 10^6$  Kerzen betragen.  $p$  ist von der Größenordnung 10, wenn man die Geschwindigkeit der einzelnen aufeinander gleitenden Gesteinsstücke zu 30 m/sec annimmt. Geschätzt wird aber diese Geschwindigkeit auf höchstens 20 m/sec, so daß  $p$  höchstens von der Größenordnung 1 angenommen werden kann. Daß  $l$  den Wert 1 cm erreichen kann, ist nicht gut vorstellbar. Wird aber trotzdem  $l = 1$  cm gesetzt, so wird die gesamte Lichterzeugung  $1,28 \cdot 10^6$  Kerzen also zwei Zehnerpotenzen kleiner als beobachtet worden ist. Aus dieser rohen Schätzung geht hervor, daß man das bei Erdbeben auftretende Gleiten des Gesteins und die dadurch bewirkte Funkenbildung nicht für die Lichterscheinungen bei Erdbeben verantwortlich machen kann. — Es ist bekannt, daß, wenn eine Flüssigkeit durch eine Kapillare gedrückt wird, an den Enden der Kapillare eine elektrische Spannung entsteht. Diese Spannung ist gegeben durch die Gleichung

$$E = \frac{\varphi \cdot D \cdot p \cdot \sigma}{4 \pi \eta}$$

$\eta$  ist das kinetische Potential (meistens 0,01 bis 0,05 Volt),  $p$  die Druckdifferenz an den beiden Enden der Kapillare,  $D$ ,  $\sigma$  und  $\eta$  die Dielektrizitätskonstante, der spezifische Widerstand, bzw. die Viskosität der Flüssigkeit. Der Verf. nimmt nun an, daß bei Erdbeben im Innern der Erde eine Bewegung des Wassers durch zahlreiche feine Kanäle erfolgt. Hierdurch würde entsprechend der obigen Gleichung eine elektrische Spannung entstehen. Es wird gesetzt für  $\varphi = 0,05$  Volt, für  $D = 81$ , für  $\sigma = 1000$  Ohm/cm<sup>3</sup>, für  $\eta = 10^{-3}$  CGS und für  $p = 3 \cdot 10^{10}$  CGS. Für  $E$  ergibt sich dann der Wert  $E = 3 \cdot 10^6$  Volt. In der Atmosphäre in einer Höhe von 5 km würde bei Annahme von kugelförmigen Äquipotentialflächen ein Feld von 0,165 Volt/cm herrschen. Im allgemeinen reichen 0,165 Volt/cm nicht zur Funkenbildung aus. In der Atmosphäre sind aber die Funkenbildung begünstigende Umstände vorhanden, und dem Verf. erscheint es sehr wohl möglich, daß bei 0,165 Volt/cm eine Funkenbildung auftritt. Eine Entscheidung über die Ursache der bei Erdbeben auftretenden Lichterscheinungen kann auf Grund der bisherigen Untersuchungen noch nicht getroffen werden. Viele Beobachtungen sprechen dafür, daß es sich um elektrische Entladungen handelt. W. Schneider.

**Naomi Miyabe.** Blocks in the Earth's Crust and their Movements. Part I. Bull. Earthq. Res. Inst. 9, 256—270, 1931, Nr. 3. Der Verf. hat die Messungsergebnisse in den japanischen Distrikten, in denen mehr als zweimal Triangulationen und Nivellements ausgeführt worden sind, einer besonderen Durchsicht unterzogen. Zwei Triangulationspunkte seien in einem Abstände  $s$  voneinander gelegen. In dem Zeitintervall zwischen zwei Triangulationen werden die beiden Punkte sich bewegen. Es sei nur die vertikale Bewegung betrachtet. Die Differenz zwischen der vertikalen Verrückung der beiden Punkte wird mit  $\delta h$  bezeichnet und  $\delta h/s = tg \Phi$ . Wenn ein Block in der Erdkruste sich als Ganzes neigt, dann besteht zwischen  $tg \Phi$ , der Neigung in einer beliebigen Richtung, und dem Azimut  $\theta$  dieser Richtung eine besondere Beziehung.  $\theta_m$  sei das Azimut, in dem die Neigung des ganzen Blockes erfolgt und  $tg \Phi_m$  die Größe der Neigung in diesem Azimut. Dann ist für ein beliebiges Azimut die Neigung  $tg \Phi = tg \Phi_m \cdot \cos(\theta - \theta_m)$ . Alle Triangulationspunkte, zwischen deren Vertikalbewegung diese Beziehung erfüllt ist, liegen auf demselben Block. Diese Methode erlaubt also die Grenzen der einzelnen Blöcke der Erdkruste zu bestimmen. Der Verf. hat diese Bestimmung auf der Halbinsel Bôsô durchgeführt, und die Grenzen der einzelnen Blöcke und die Größe und Richtung der Neigung dieser Blöcke in eine Karte eingetragen. W. Schneider.

**Katsutada Sezawa.** A Kind of Waves transmitted over a Semi-infinite Solid Body of Varying Elasticity. Bull. Earthq. Res. Inst. 9, 310—315, 1931, Nr. 3. Der Verf. untersucht die Wellen, die sich in einem unendlichen Halbraum, dessen elastische Eigenschaften mit der Tiefe veränderlich sind, ausbreiten. Es werden dilatationsfreie Wellen betrachtet, deren Verrückung in der Vertikalen  $z$  Null ist. Es gelten also die beiden Bedingungen  $\Delta = 0$  und  $w = 0$ . Die Veränderlichkeit des Schubmoduls ( $\mu$ ) mit der Tiefe wird nach der Gleichung  $\mu = c(d+z)$  angenommen.  $c$  und  $d$  sind Konstanten;  $d$  ist so gewählt, daß  $z = d$  der freien Oberfläche entspricht. Unter den angenommenen Bedingungen gelten die folgenden Schwingungsgleichungen:

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = -\frac{2\mu}{r} \cdot \frac{\partial \omega_z}{\partial \theta} + 2 \frac{\partial (\mu \omega_\theta)}{\partial z},$$

$$\rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = -2 \frac{\partial (\mu \omega_r)}{\partial z} + 2\mu \frac{\partial \omega_z}{\partial r}.$$

Zwischen den Komponenten der Verrückung und denjenigen der Drehung bestehen folgende Beziehungen:

$$2\omega_r = -\frac{\partial v}{\partial z}, \quad 2\omega_\theta = \frac{\partial u}{\partial z}, \quad 2\omega_z = \frac{1}{r} \left( \frac{\partial(rv)}{\partial r} - \frac{\partial u}{\partial \theta} \right).$$

Eliminiert man  $u$  und  $v$ , so erhält man drei Differentialgleichungen zwischen  $\omega_r$ ,  $\omega_\theta$  und  $\omega_z$ . Die Lösungen dieser Differentialgleichungen sind.

$$\begin{aligned} \omega_z &= B_m \Phi(z) H(kr) \frac{\sin}{\cos} \left. \vphantom{\frac{\sin}{\cos}} \right\} m \Theta e^{ipt}, \\ \omega_r &= \frac{B_m}{k^2} \cdot \frac{\partial \Phi(z)}{\partial z} \cdot \frac{\partial H(kr)}{\partial r} \frac{\sin}{-\cos} \left. \vphantom{\frac{\sin}{-\cos}} \right\} m \Theta e^{ipt}, \\ \omega_\theta &= \frac{B_m m}{k^2} \cdot \frac{\partial \Phi(z)}{\partial z} \frac{H(kr)}{r} \frac{\cos}{\sin} \left. \vphantom{\frac{\cos}{\sin}} \right\} m \Theta e^{ipt}. \end{aligned}$$

$p$  ist die Frequenz der Wellen,  $2\pi/k$  die Wellenlänge,  $B_m$  eine Konstante und  $\Phi(z)$  eine Funktion, die unter Berücksichtigung von  $\mu = c \cdot z$  der folgenden Gleichung genügt:

$$z \frac{d^2 \Phi(z)}{dz^2} + \frac{d\Phi(z)}{dz} + \left( \frac{\rho p^2}{c} - k^2 z \right) \Phi(z) = 0.$$

Wird  $\Phi(z) = e^{kz} \cdot \Phi_1(z)$  gesetzt, so erhält man

$$z \frac{d^2 \Phi_1(z)}{dz^2} + (1 + 2kz) \frac{d\Phi_1(z)}{dz} + k \left( 1 + \frac{\rho p^2}{kc} \right) \Phi_1(z) = 0.$$

Führt man  $\left( 1 + \frac{\rho p^2}{kc} \right) = 2\alpha$  ein, so erhält man als Lösung für

$$\Phi_1(z) = \left( 1 - \frac{\alpha}{1,1} (2kz) + \frac{\alpha(\alpha+1)}{1,2 \cdot 1,2} (2kz)^2 - \dots \right) = F(\alpha, 1 - 2kz).$$

Für die freie Oberfläche  $z = d$  wird gesetzt

$$\frac{\partial v}{\partial z} = 0; \quad \frac{\partial \mu}{\partial z} = 0 \quad \text{und} \quad \left[ \frac{d\Phi(z)}{dz} \right]_{z=d} = 0.$$

Es ist deshalb  $\frac{d}{dz} [e^{kz} \cdot F(\alpha, 1 - 2kz)]_{z=d} = 0$ .

Für  $z = d$  folgt hieraus, wenn  $kd$  klein ist, als erste angenäherte Lösung  $2\alpha = 1$ , als zweite  $2\alpha = 1 + \frac{1}{2}kd$  und als vierte  $2\alpha = 1 + \frac{1}{2}kd - \frac{1}{18}(kd)^3$ . Aus der vierten angenäherten Lösung folgt in Verbindung mit  $1 + \frac{\rho p^2}{kc} = 2\alpha$ .

$$\left( \frac{p}{k} \right)^2 = \frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{1}{24} (kd)^2 \right] \frac{cd}{\rho}.$$

Setzt man den Schubmodul an der freien Oberfläche  $c \cdot d = \mu_0$ , so erhält man für ein Medium, dessen Schubmodul sich nach der Formel  $\mu = cz$  mit der Tiefe ändert, als Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen an der Oberfläche

$$V = \sqrt{\frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{1}{24} (kd)^2 \right] \cdot \sqrt{\frac{\mu_0}{\rho}}}.$$

W. Schneider.

V. C. Stechschulte. Deep-Focus Earthquakes. Nature 128, 673—674, 1931, Nr. 3233. Der Verf. nimmt Bezug auf die von F. J. Scrase verfaßten Abhand-



lungen über sehr große Herdtiefen bei Erdbeben. Die zusätzlichen Phasen  $pP$ , die bei großen Herdtiefen auftreten, können dazu verwendet werden, das Minimum der Herdtiefe zu bestimmen, und zwar ohne Bezugnahme auf irgendwelche Laufzeit-tabellen oder auf die Zeit des Bebens. Es ist nur nötig, aus einzelnen guten Seismogrammen das Zeitintervall zwischen dem Einsatz der  $pP$ - und  $P$ -Phase zu bestimmen. Dieses Zeitintervall wächst mit der Epizentralentfernung, anfangs schnell, bei größeren Epizentralentfernungen nur noch wenig. Bei  $180^\circ$  Epizentralentfernung ist dieses Zeitintervall konstant, die Laufzeitkurven für die  $pP$ - und  $P$ -Phasen laufen einander parallel. Dieses konstante Zeitintervall bei  $180^\circ$  ist die doppelte Zeit, die erforderlich ist, damit eine  $P$ -Welle vom Herd zum Epizentrum gelangt. Nun ist es schwierig, gute Seismogramme in  $180^\circ$  Epizentralentfernung zu erhalten. Da aber die Laufzeitkurven für die  $pP$ - und  $P$ -Wellen schon von etwa  $90^\circ$  ab nur noch wenig gegeneinander geneigt sind, so kann man schon aus Seismogrammen, die in Epizentralentfernungen kleiner als  $180^\circ$  gewonnen sind, ein Minimum für die Herdtiefe angeben, wenn man für die Geschwindigkeit der Wellen auf dem Wege vom Herd zum Epizentrum einen mittleren Wert annimmt. Für die transversalen Wellen  $sS$  und  $S$  gilt Entsprechendes. W. Schneider.

**Teturô Inui, Masao Kotani and Zyurô Sakadi.** On the Motion of the Earth's Surface under the Influence of a Heavy Moving Body. Proc. Phys.-Math. Soc. Japan (3) 13, 223—252, 1931, Nr. 8. Die Verff. untersuchen die Bewegung der Erdoberfläche, die entsteht, wenn sich ein schwerer Körper auf ihr bewegt. Die Erde wird als ein elastisch homogener unendlicher Halbraum angesehen. Der schwere Körper soll eine gleichförmige geradlinige Bewegung mit der Geschwindigkeit  $v$  ausführen und nur Normalspannungen an der Erdoberfläche erzeugen. Für die mathematische Behandlung des Problems wird sich auf solche Lösungen ( $\xi$ ,  $\eta$ ,  $\zeta$ ) der allgemeinen Bewegungsgleichungen beschränkt, in denen  $x$  und  $t$  nur in der Kombination  $x - vt$  vorkommen. Durch diese Einschränkung gehen die allgemeinen Bewegungsgleichungen für einen homogenen elastischen Körper über in

$$\begin{aligned} \mu \Delta^2 \xi + (\lambda + \mu) \frac{\partial \Theta}{\partial x} &= \rho v^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}, \\ \mu \Delta^2 \eta + (\lambda + \mu) \frac{\partial \Theta}{\partial y} &= \rho v^2 \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2}, \\ \mu \Delta^2 \zeta + (\lambda + \mu) \frac{\partial \Theta}{\partial z} &= \rho v^2 \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2}. \end{aligned}$$

Diese Gleichungen haben die folgenden drei Systeme von partikulären Lösungen:

$$\begin{aligned} \xi_1 &= \alpha e^{i(\alpha x + \beta y + \gamma z) - i \alpha v t}, & \xi_2 &= \gamma' e^{i(\alpha x + \beta y + \gamma' z) - i \alpha v t}; \eta_2 = 0, \\ \eta_1 &= \beta e^{i(\alpha x + \beta y + \gamma z) - i \alpha v t}, & \xi_2 &= \alpha e^{i(\alpha x + \beta y + \gamma' z) - i \alpha v t}; \Theta_2 = 0, \\ \zeta_1 &= \gamma e^{i(\alpha x + \beta y + \gamma z) - i \alpha v t}, & \xi_3 &= 0; \eta_3 = \gamma' e^{i(\alpha x + \beta y + \gamma' z) - i \alpha v t}, \\ \Theta_1 &= \frac{i \rho v^2 \alpha^2}{\lambda + 2\mu} e^{i(\alpha x + \beta y + \gamma z) - i \alpha v t}, & \Theta_2 &= 0; \zeta_3 = -\beta e^{i(\alpha x + \beta y + \gamma' z) - i \alpha v t}. \end{aligned}$$

Für das erste System der Lösungen gilt noch die Gleichung

$$(\lambda + 2\mu)(\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2) = \rho v^2 \alpha^2$$

und für das zweite und dritte die Gleichung

$$\mu(\alpha^2 + \beta^2 + \gamma'^2) = \rho v^2 \alpha^2.$$

Das allgemeine Integral der obigen Differentialgleichungen kann geschrieben werden:

$$\begin{aligned}\xi &= \iint (P \xi_1 + A \xi_2 + B \xi_3) d\alpha d\beta, \\ \eta &= \iint (P \eta_1 + A \eta_2 + B \eta_3) d\alpha d\beta, \\ \zeta &= \iint (P \zeta_1 + A \zeta_2 + B \zeta_3) d\alpha d\beta.\end{aligned}$$

$P$ ,  $A$  und  $B$  sind willkürliche Funktionen von  $\alpha$  und  $\beta$ . Als Grenzbedingungen werden eingeführt für  $t = 0$ ;  $z = 0$ :

$$\begin{aligned}Z_x &= \mu \left( \frac{\partial \xi}{\partial z} + \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) = 0, \quad Z_y = \mu \left( \frac{\partial \eta}{\partial z} + \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right) = 0, \\ Z_z &= \lambda \Theta + 2\mu \frac{\partial \zeta}{\partial z} = F(x, y).\end{aligned}$$

Durch Differentiation werden aus den partikulären Lösungen die entsprechenden Spannungskomponenten

$$(Z_x)_i, (Z_y)_i \text{ und } (Z_z)_i \quad (i = 1, 2, 3)$$

abgeleitet. Die „allgemeinen“ Spannungskomponenten lassen sich in derselben Form wie die allgemeinen Integrale schreiben, z. B.

$$Z_x = \iint [P(Z_x)_1 + A(Z_x)_2 + B(Z_x)_3] d\alpha d\beta.$$

Die Bedingungen  $Z_x = 0$ ,  $Z_y = 0$  werden erfüllt durch die Gleichungen

$$\begin{aligned}P(Z_x)_1 + A(Z_x)_2 + B(Z_x)_3 &= 0, \\ P(Z_y)_1 + A(Z_y)_2 + B(Z_y)_3 &= 0.\end{aligned}$$

Aus diesen beiden Gleichungen kann das Verhältnis von  $P:A:B$  bestimmt werden. Es ist

$$\frac{2\gamma P}{\alpha^2 + \beta^2 - \gamma^2} = \frac{A}{\alpha} = \frac{B}{\beta} = Q.$$

Führt man diese Ausdrücke für  $P$ ,  $A$  und  $B$  in die allgemeinen Integrale für  $\xi$ ,  $\eta$  und  $\zeta$  ein, so erhält man für  $t = 0$ ,  $Z = 0$

$$\begin{aligned}\xi_0 &= \iint \frac{\alpha}{\gamma} (C + \gamma\gamma') Q e^{i(\alpha x + \beta y)} d\alpha d\beta, \\ \eta_0 &= \iint \frac{\beta}{\gamma} (C + \gamma\gamma') Q e^{i(\alpha x + \beta y)} d\alpha d\beta, \\ \zeta_0 &= -\frac{\rho V^2}{2\mu} \iint \alpha^2 Q e^{i(\alpha x + \beta y)} d\alpha d\beta, \\ Z_z &= \frac{2\mu}{i} \iint \frac{1}{\gamma} [C^2 + \gamma\gamma'(\alpha^2 + \beta^2)] Q e^{i(\alpha x + \beta y)} d\alpha d\beta = F(x, y).\end{aligned}$$

Mit Hilfe des Fourier-Integrals kann die letzte Gleichung umgewandelt und  $Q$  bestimmt werden. Der Normaldruck soll über einen Kreis mit dem Radius  $a$  gleichmäßig verteilt sein. Innerhalb dieses Kreises soll der Gesamtdruck den Wert  $A$  haben. Dann ist

$$F(x, y) = \begin{cases} 0 & \text{für } x^2 + y^2 > a^2, \\ \frac{A}{a^2 \pi} & \text{für } x^2 + y^2 < a^2. \end{cases}$$

Unter dieser weiteren Annahme und durch Einführung von Polarkoordinaten ( $r, \Phi$ ) wird die Integration der Gleichungen für  $\xi_0, \eta_0$  und  $\zeta_0$  ausgeführt. Wird mit  $V$  die Geschwindigkeit des sich auf der Erdoberfläche bewegendem schweren Körpers bezeichnet und wird  $c_1 = \rho V^2/\lambda + 2\mu$  und  $c_2 = \rho V^2/\mu$  gesetzt, ferner  $1/c_1 = \cos^2 \omega_1, 1/c_2 = \cos^2 \omega_2$ , so werden für  $\xi_0, \eta_0$  und  $\zeta_0$  folgende Ausdrücke gefunden:

A.  $1 < c_1 < c_2$ .

I.  $0 < \Phi < \frac{\pi}{2} + \omega_1,$

$$\xi_0 = \eta_0 = \zeta_0 = 0.$$

II.  $\frac{\pi}{2} + \omega_1 < \Phi < \frac{\pi}{2} + \omega_2,$

$$\xi_0 = -\frac{1}{\pi \mu} \cdot \frac{A}{r} \cdot \frac{\sin \Phi \left(1 - \frac{c_2}{2} \sin^2 \Phi\right) \left(1 - \frac{c_2}{4} \sin^2 \Phi\right) \sqrt{1 - c_1 \sin^2 \Phi} \cdot \sqrt{c_2 \sin^2 \Phi - 1}}{\left(1 - \frac{c_2}{2} \sin^2 \Phi\right)^4 + (1 - c_1 \sin^2 \Phi)(c_2 \sin^2 \Phi - 1)},$$

$$\eta_0 = \xi_0 \cotg \Phi,$$

$$\zeta_0 = -\frac{c_2}{4 \pi \mu} \cdot \frac{A}{r} \cdot \frac{\sin^2 \Phi \sqrt{1 - c_1 \sin^2 \Phi} \left(1 - \frac{c_2}{2} \sin^2 \Phi\right)^2}{\left(1 - \frac{c_2}{2} \sin^2 \Phi\right)^4 + (1 - c_1 \sin^2 \Phi)(c_2 \sin^2 \Phi - 1)}$$

III.  $\frac{\pi}{2} + \omega_2 < \Phi < \pi,$

$$\xi_0 = \eta_0 = 0,$$

$$\zeta_0 = -\frac{c_2}{4 \pi \mu} \cdot \frac{A}{r} \cdot \frac{\sin^2 \Phi \sqrt{1 - c_1 \sin^2 \Phi}}{\left(1 - \frac{c_2}{2} \sin^2 \Phi\right)^2 - \sqrt{1 - c_1 \sin^2 \Phi} \cdot \sqrt{1 - c_2 \sin^2 \Phi}}$$

B.  $1 > c_2 > c_1$ .

I.  $\xi_0$  und  $\eta$  können ohne Einschränkung nicht in endlicher Form ausgedrückt werden.

$$\zeta_0 = -\frac{c_2}{8 \pi \mu} \cdot \frac{A}{r} \cdot \frac{\sin^2 \Phi \sqrt{1 - c_1 \sin^2 \Phi}}{\left(1 - \frac{c_2}{2} \sin^2 \Phi\right)^2 - \sqrt{1 - c_1 \sin^2 \Phi} \cdot \sqrt{1 - c_2 \sin^2 \Phi}}$$

II. Ist  $v$  sehr klein, dann gilt angenähert

$$\xi_0 = \frac{1}{4 \pi \mu} \cdot \frac{A}{y} \left[ a_0 \sin \Phi \cos \Phi + \frac{a_1}{2} \sin \Phi (\cos \Phi + \sin \Phi \sin^2 \Phi) \right],$$

$$\eta_0 = \frac{1}{4 \pi \mu} \cdot \frac{A}{y} \left[ a_0 \sin^2 \Phi - \frac{a_1}{2} \sin \Phi (\sin \Phi - \cos \Phi \sin^2 \Phi) \right],$$

$$\zeta_0 = \frac{1}{8 \pi \mu} \cdot \frac{A}{y} [b_0 \sin \Phi + b_1 \sin^3 \Phi].$$

Die  $a$  und  $b$  sind nur von  $c_1$  und  $c_2$  abhängig.

W. Schneider.

**H. Landsberg.** Das Saarbeben vom 1. April 1931. Gerlands Beitr. z. Geophys. 31, 240–258, 1931, Nr. 1/3. Die Abhandlung zerfällt in zwei Hauptteile: 1. Makro-, 2. Mikroseismisches. Im ersten Teil wird das eingelaufene Beob-

achtungsmaterial einer sehr gründlichen und vielfach originellen Diskussion unterzogen. Die hier dargestellten Beziehungen des Isoseistenbildes zum geologischen Aufbau sind von großem Interesse. Der Herd wird auf Grund der Beobachtungen festgelegt. Im zweiten Teil wird der Herd mikroseismisch bestimmt und eine gute Übereinstimmung mit der makroseismischen Festlegung gefunden. Sehr wertvoll ist die Aufstellung der Laufzeiten für eine große Reihe von Raum- und Oberflächenwellen. Während der Ref. der Ansicht ist, daß  $iL = \bar{S}$  ist und dies bei zwei Beben bestätigt gefunden hat, glaubt der Verf. es doch mit zwei verschiedenen Wellenarten zu tun zu haben, deren Laufzeiten freilich nur sehr kleine Differenzen aufweisen. Die Herdtiefe wird größenordnungsmäßig mit 0 bis 10 km rechnerisch abgeschätzt.

*Conrad-Wien.*

**E. Kraus.** Die Seismotektonik der Tiroler Alpen. Gerlands Beitr. z. Geophys. 30, 96—135, 1931, Nr. 1/2. Kraus findet auf Grund zahlreicher Einzel-tatsachen eine ausgeprägte Abhängigkeit der Bebenlinien von der Tektonik der Tiroler Alpen. Er erkennt zweierlei Arten von Herdlinien: 1. Parallel zum Hauptstreichen der Alpen verlaufende, an die nord- und südalpinen Narben gebunden. Diese Linien verraten, daß die Bewegungstendenzen bis jetzt noch nicht zur Ruhe gekommen und die im Streichen verlaufenden „Verschluckungszonen“ noch in Weiterbildung begriffen sind. 2. Mit weitaus größerer Zahl verlaufen aber die Herdlinien quer zum Streichen des Alpenkörpers, obwohl die große Zahl der Querzertrümmerungen, Radial- und Blattverschiebungen auf die Fortpflanzung der Erschütterungen hemmend einwirken. Als Ursache für dieses Übergewicht der quer zum Streichen verlaufenden Bebenlinien trotz Vorhandensein von zahlreichen Längsstörungszonen erklärt Kraus, daß die Haupttendenz der zu seismischen Begleiterscheinungen führenden Bewegung nicht westöstliche Richtung, sondern quer zum Streichen verlaufende, nichtalpine Bewegungstendenz besitzt. Als Resultat dieser zwei tektonischen Grundtendenzen ergibt sich, daß die Alpen ein „ruinenhaftes Großschollenfeld“ darstellen. Weiter wurden miteinander abwechselnde bandförmige Zonen gesteigerter Beben-tätigkeit und fast nichtseismische Zonen gefunden. Die Bänder mit stärkerer Seismotektonik werden als Erzeugnisse der in der Tiefe wirkenden geosynklinalen, trogbildenden Kräfte der Gegenwart gedeutet. Für die Westalpen wurde gefunden, daß das linienhafte Auftreten von Bodenbewegungen wie in den tirolischen Alpen nicht vorhanden ist, sondern ein mehr diffus verteiltes.

*H. Tollner.*

**Immanuel Friedlaender.** Vulkanologie und Geophysik. Gerlands Beitr. z. Geophys. 32, 113—133, 1931. Es wird eine Übersicht gegeben über Probleme der Vulkanologie, zu deren Aufklärung geophysikalische Mittel und Methoden dienen können. Eine Anzahl von Problemen wird angeführt, die durch gravimetrische und magnetische Messungen, durch meteorologische, seismologische, akustische, thermische, spektrometrische, photometrische und elektrische Untersuchungen zu klären wären.

*F. Steinhäuser.*

**H. P. Berlage jr.** Über die dreijährige Klimaschwankung in der Jahresringbildung des Djatiholzes auf Java. Gerlands Beitr. z. Geophys. 32, 223—225, 1931. Der Verf. hat Messungen der Dicke der Jahresringe von bis zu 400 Jahre alten Djatibäumen auf Java durchgeführt, aus 10 bis 90 Messungen Mittelwerte gebildet und diese in Prozenten von „Normalwerten“ — das ist das Mittel aus fünf Jahren vor bis 5 Jahre nach dem untersuchten Jahr — ausgedrückt. Dabei zeigte sich die Existenz einer durchschnittlich 3,32 jährigen Schwankung seit 1519. Da die Breite der Djatiringe der Dauer der Regenzeit

annähernd proportional ist, ist damit auch eine Periode der Andauer der Regenzeiten festgestellt. Über die Totalsumme der Niederschläge läßt sich nichts aussagen, da diese für die Ringbreite nicht ausschlaggebend ist. Diese Periode kommt auch einer aus meteorologischen Elementen in diesen Gebieten gefundenen 3,4 jährigen Schwankung nahe.

*F. Steinhäuser.*

**Symposium on geophysics in S. Antonio la. Tulsa Okt. Bull. Amer. Assoc. of Petroleum Geologists 15, 1931, Nr. 11.** Das Heft ist Abhandlungen aus der praktischen Geophysik gewidmet. 1. **Eugene McDermott**, Anwendung der Seismographie auf geologische Probleme, der die Anwendungsbereiche von Mintrops Methode und das Echoverfahren elementar behandelt. Letzteres erfordert geringere Sprengmassen als ersteres. In der Diskussion erörtert **G. H. Westby** eingehend quantitativ die Fehlerquellen für beide Methoden in der Midcontinentgegend der Ver. St. und zeigt quantitativ, daß die Fehler größer sind, als der Verf. angeben ( $< 0,5\%$ ). — 2. **Donald C. Barton** bespricht die Ausmessung mit Drehwaage nach **Eötvös** einer Gegend in Louisiana über einem Salzdom, dessen Ausdehnung größer vermutet und aus den Messungen berechnet wurde, als man nach den Aufschlüssen annahm. Die Berechnung konnte mit den späteren Bohrungsergebnissen verglichen werden, wobei die Dichte des Salzes und der über dem Salz liegenden Deckschicht (cap. rock.) aus Schwefel und der umgebenden tertiären Sedimente gegeben war. Die Terrainkorrekturen waren in der ebenen sumpfigen Gegend sehr klein. Die Tiefe der oberen Grenze des Caprock war im Durchschnitt auf etwa 25 % richtig, während die Dicke dieser Deckschicht nur auf etwa 58 % richtig berechnet werden konnte. 3. **Edward D. Lynton**, Einige Ergebnisse magnetometrischer Ausmessungen in Kalifornien. Dadurch, daß die magnetische Suszeptibilität  $\approx$  in einer Hauptschicht  $= 1,4 \cdot 10^{-5}$  ist, dagegen in einem vivianitischen Sandstein des Pliozän  $412 \cdot 10^{-5}$  und überhaupt starke Verschiedenheit in  $\approx$  der Schichten auftreten, außerdem einige Schichten durch bestimmte stark magnetische Eruptiva (Serpentine, Gabbro) charakterisiert sind, war die Gegend für eine magnetische Untersuchung der geologischen Struktur des Untergrundes besonders geeignet. Am besten erwies sich die übliche Darstellung der Ergebnisse durch Isogammen von  $z$ , als magnetische Höhenlinien die Messungsergebnisse wiederzugeben. Im wesentlichen scheinen nur positive Anomalien vorzukommen. Es wird aber nicht angegeben, ob die Differenzen gegen den normalen Wert der Gegend oder gegenüber einem beliebigen Nullpunkt genommen sind. Die geologischen Dome, Aufwölbungen, bei denen magnetische Eruptiva in die Höhe gekommen sind, prägen sich magnetisch stark aus, wobei die Vivianit unregelmäßig führenden stark magnetischen Schichten stören. **William M. Barret**, Magnetische Störungen durch vergrabene Eisenröhren. Theoretisch und experimentell wird die Einwirkung von eingegrabenen Eisenrohren untersucht. 4. **John H. Wilson**, Ein Zusatz zu dem Bruntonkompaß, um die magnetische Horizontalintensität zu messen. Die Vorrichtung ist ähnlich wie die an dem Thalen-Tiberg-Magnetometer: Ein Ablenkungsmagnet unter  $120^\circ$  gegen Nord-Süd, dessen Abstand auf einen Maßstab verändert wird, so daß die Nadel jedesmal um  $30^\circ$  abgelenkt wird.

*J. Koenigsberger.*

**Wilhelm Halbfass**. Ein Beitrag zur Lösung der Frage: „Trocknet die Erde aus?“ Gerlands Beitr. z. Geophys. 32, 173—191, 1931. Für die Austrocknung der Erde kommt in erster Linie eine Abnahme der Niederschläge in Betracht. Aber auch ohne Verminderung der Niederschläge kann eine Austrocknung eintreten, die sich im Sinken des Grundwasserspiegels und der See Spiegel, im Versiegen oder Zurückgehen von Flüssen und in der Folge in Vegeta-

tionsänderungen zeigt. Durch den Verwitterungsfortschritt dringt mehr Wasser in größere Tiefen und geht so für den allgemeinen Kreislauf verloren. Bei Konstanz der Niederschlagsmenge begünstigt eine Zunahme der starken Niederschläge, die beobachtet wurde, einen raschen Abfluß. Der Verf. zeigt an vielen Beispielen, wie aber hauptsächlich durch die Tätigkeit der Menschen die Austrocknung vieler Gebiete gefördert wird: Ablöse des Ackerbaues durch Viehzucht in Nordafrika, Überhandnehmen des Nomadenwesens über die sesshafte Bevölkerung in Inner-Asien und damit ein allmählicher Verfall der Bewässerungsanlagen, Abmähen der Steppen in Südost-Rußland, Umwandlung von Baum- in Nadelwälder, von Wiesen in Äcker, Regulierung von Flüssen im Interesse der Schifffahrt, Konzentrierung der Trinkwasserversorgung von Großstädten und vieles andere haben schon weitgehende Austrocknung bewirkt. *F. Steinhäuser.*

**Coching Chu.** Climatic changes during historic time in China. Gerlands Beitr. z. Geophys. 32, 29—37, 1931. Der Verf. stellt aus alten bis zum Beginn der christlichen Zeitrechnung zurückreichenden chinesischen Büchern Beiträge zu Klimaschwankungen in China in geschichtlicher Zeit zusammen. Aus einem Vergleich der Aufzeichnungen über das Aufblühen der Pfirsichbäume, den ersten Kuckucksruf und das Erscheinen der Hausschwalben aus der Zeit um Christi Geburt mit Beobachtungen aus der Gegenwart wird geschlossen, daß im Gebiet des Gelben Flusses damals milderer Klima war als heute. Chroniken von Hochwasser und Trockenperioden zeigen, daß in China das 4., 6., 7. und 15. Jahrhundert trocken, das 12. und 14. aber feuchter war. Die Zahl strenger Winter nimmt vom 6. bis zum 8. Jahrhundert ab, dann wieder zu bis zum Maximum im 14. Jahrhundert, worauf wieder eine Abnahme erfolgt. Ein Vergleich der meteorologischen Beobachtungen in Peking 1841—1874 mit 1915—1924 läßt eine Zunahme der Kontinentalität Nordchinas in den letzten 90 Jahren wahrscheinlich erscheinen. *F. Steinhäuser.*

**J. Koenigsberger.** Remanenter Magnetismus und Gesteinsfluidität. ZS. f. prakt. Geol. 39, 1 S., 1931, Nr. 2. Die Quotienten  $Q$  der natürlichen remanenten Magnetisierung  $J_r$  durch die vom gesamten Erdfeld induzierte Magnetisierung  $J_k$ , wobei das Erdfeld = 0,5 Oe angenommen wird, sind für Tiefen- und Ganggesteine nach dem Verf. im Mittel 0,55. Puzicha hatte  $Q$  für eine nicht bekannte Komponente von  $J_r:J_k$  im Mittel etwa 0,4 gefunden, was zu obiger Zahl stimmt. Für Ergußgesteine finden beide Autoren viel höhere Werte,  $Q = 2—10$ , was Puzicha durch Blitzschlag zu erklären versuchte, während der Verf. aus zwei Messungen an größerer Zahl von Ergußgesteinen schließt, daß die Ergußgesteine, und zwar je näher an der Oberfläche sie erstarrt sind, um so höhere  $Q$  ergeben. Durch Erhitzungsversuche konnte der Verf. nachweisen, daß alle Gesteine ähnlich hohe  $Q$ -Werte im Erdfeld bei Durchgang durch die kritische Temperatur des Magnetit (585° C) erhalten wie die Ergußgesteine im natürlichen Zustand. Die niederen Werte bei verschiedenen Gesteinen beruhen, wie Versuche durch Zerschneiden zeigten, teilweise auf ungeordneten Bewegungen unter 570° C: Basalt, Diabas war da also noch unter 570° C fluid, plastisch beweglich.

*J. Koenigsberger.*

**J. Koenigsberger.** On Observations of magnetic anomalies with a variometer. Terrest. Magnetism. 1931, S. 243—249, September. Die Genauigkeit der Bestimmung von magnetischen Anomalien von  $H$  und  $Z$  mit dem Variometer des Verf. ist jetzt so gut wie bei absoluten Messungen. Das Variometer kann, ohne anders eingestellt zu werden, für Bestimmungen auf Linien von über 400 km Länge in der Nord-Südrichtung verwandt werden. Gemessen wurde ein magnetisches Profil in der Rheinebene, längs des Schwarzwalds durch die Alpen,

von Offenburg bis Chiasso. Die Frage, ob lokale Anomalien durch die Säkularvariation beeinflusst werden, wird theoretisch diskutiert; man könnte dabei durch Messungen in verschiedenen Jahren entscheiden, ob die Anomalien durch remanenten oder induzierten Magnetismus bedingt sind. Die hier vorliegende Prüfung durch Beobachtungen gab noch keine ausreichende Sicherheit, da die vor etwa 40 Jahren angestellten Messungen von Batelli und van Rijkevorsel und van Bemmelen in  $Z$  wegen der Unsicherheit im Inklinationswinkel zur Vergleichung nicht genau genug sind; die Messungen in  $H$  stimmen wesentlich besser, sie zeigen 1895 wie 1930 geringe Unterschiede gegen die normalen Werte. Also ließ sich hier die Theorie noch nicht prüfen. *J. Koenigsberger.*

**Gerhard Neumann.** Magnetische Untersuchungen bei Berggiesshübel in Sachsen. Ergänz.-Hefte f. angew. Geophys. 2, 22—68, 1931, Nr. 1. *H. Ebert.*

**E. Mathias.** Sur les éclairs fulgurants ascendants. C. R. 193, 909—912, 1931, Nr. 20. An atmosphärischen elektrischen Entladungen werden verschiedene Merkmale, die aus Beobachtungsangaben zusammengestellt sind, geprüft. Je nach der Entladungsrichtung unterschiedene aufsteigende und absteigende Blitze können mit der Verzweigungsrichtung in Zusammenhang gebracht werden. *Schmerwitz.*

**A. Røstad.** Über magnetische Störungen, die an südnorwegischen Nordlichttagen in Potsdam beobachtet wurden. Geofys. Publ. Oslo 9, Nr. 3, 31 S., 1931. Die Abhandlung enthält die Ergebnisse umfangreicher Versuche, deren erster Teil sich mit den Beziehungen der gemessenen Nordlichtabstände vom magnetischen Achsenpunkt der Erde zur magnetischen Störungsintensität, deren zweiter sich mit speziellen Eigenschaften der magnetischen Störungen beschäftigt. *Schmerwitz.*

**J. Imbrecq.** Sur une foudre globulaire à éclatements multiples. C. R. 193, 949, 1931, Nr. 20. Durch eine ähnliche Mitteilung angeregt, wird hier eine sehr gut beobachtete Erscheinung eines Kugelblitzes (von etwa 20 cm Durchmesser) geschildert, die während eines heftigen Gewitters im Juni 1914 in einer Verkehrsstraße in Paris aufgetreten ist. *Schmerwitz.*

**Juro Asakura.** On the results of the continuous record of atmospheric. Rep. Radio Res. and Works, Japan 1, 113—126, 1931, Nr. 2. Radioempfangsstörungen wurden über einen Zeitraum von etwa 3 Jahren dauernd registriert. Die Apparatur ist beschrieben und das gemessene Material in Kurven und Tabellen wiedergegeben. Zum Vergleich mit Zahl und Intensität der Störungen werden Luftdruckschwankungen, Temperatur und Gewitterhäufigkeit herangezogen. Die täglichen Variationen weisen im Durchschnitt immer je zwei Maxima und Minima auf; besonders ausgeprägt an sehr warmen Tagen. Zur Diskussion werden noch weitere meteorologische Elemente herangezogen, da man hofft, durch eine geregelte Beobachtung der atmosphärischen Störungen eine wertvolle Hilfe für die Wettervorhersage zu erhalten. *Schmerwitz.*

**Atsushi Kimpara.** Correlation of atmospheric with thunderstorms. Rep. Radio Res. and Works, Japan 1, 127—150, 1931, Nr. 2. Die Veröffentlichung enthält kurzgefaßte Erläuterungen zu einem sehr reichlichen Material von Tabellen und Diagrammen zum Studium der atmosphärischen Radioempfangsstörungen. In besonderer Anwendung auf die geographischen Verhältnisse Japans beschäftigen sich die Untersuchungen mit dem Einfluß der Gewitter, der Teifune und anderem. *Schmerwitz.*

**Ekkehard Schmid.** Der Gehalt der Freiluft an Radiumemanation und deren vertikale Verteilung in der Nähe des Erdbodens (nach Beobachtungen in St. Peter bei Graz im Jahre 1930). Wiener Anz. 1931, S. 18—19, Nr. 2. Bereits berichtet nach Wiener Ber. 140 [2a], 27—48, 1931; vgl. diese Ber. 12, 2211, 1931. *Scheel.*

**James A. Hootman.** Determination of the radioactivity of natural waters and some results for flowing artesian wells. Sil. Journ. (5) 22, 453—463, 1931, Nr. 131.

**D. Burnett.** The Propagation of Radio Waves in an Ionised Atmosphere. Proc. Cambridge Phil. Soc. 27, 578—587, 1931, Nr. 4. *H. Ebert.*

**Hrishikesh Rakshit.** On an Estimation of the Height of the Heaviside Layer in Bengal. Phil. Mag. (7) 12, 897—907, 1931, Nr. 80. Der Verf. bestimmt die Höhe der Heavisideschicht in Indien. Um die Zeit des Sonnenuntergangs wurde sie im Februar 1930 zu etwa 60 km Höhe gemessen. Die Höhe nimmt mit fortschreitender Nacht zu und erreicht schließlich einen Mittelwert von 85 km. Hinsichtlich der Nachtfadings werden drei Typen näher beschrieben. In den Morgenstunden nimmt die Höhe der ionisierten Schicht bis zum Sonnenaufgang wieder ab. Die Zahl der Fadings war 15 bis 20 Minuten nach Sonnenaufgang am geringsten. *Blechschildt.*

**Ivo Ranzi.** Osservazioni sulla stratificazione della regione di Heaviside. Nuovo dispositivo sperimentale. Cim. (N. S.) 8, 258—263, 1931, Nr. 7. Es wird eine Versuchsanordnung beschrieben, um die Schichtenbildung der Heavisideschicht zu beobachten. Die Anordnung besteht aus einer Senderöhre, die gesteuert wird durch die Spannungsimpulse eines 50 Perioden-Wechselstromes, der durch eine Spule mit Eisenkern geschickt wird. Auf diese Weise wird die Emission periodischer Signale von  $\frac{1}{1000}$  sec erzeugt. Dem Empfänger ist ein Kathodenoszillograph angeschlossen, dessen Elektronenstrom durch denselben 50 Perioden-Wechselstrom abgelenkt wird. Indem die reflektierten Wellen mit den lokalen Schwingungen vom Empfänger interferieren, werden die Schwingungskurven beobachtet, die den verschiedenen Echos entsprechen. Auf diese Weise werden die relativen Verzögerungen der letzten bestimmt. Außerdem liefern die Phasenänderungen der reflektierten Wellen — entsprechend den Bewegungen des reflektierenden Mediums — eine Verschiebung der Kurven der Impulse. Die Versuche, die mit 3000 Kc gemacht wurden, bestätigten die Existenz zweier ionisierter Schichten, der Schichten *E* und *F* von Appleton. Die Schicht *E* ist etwa 95 km, die Schicht *F* 225 km hoch. Außerdem wurde gezeigt, daß die scheinbar großen Höhenunterschiede der Reflexion in der *F*-Schicht während der Nacht hervorgerufen werden durch schnelle Zustandsänderungen und nicht durch eine weitere Schichtung der *F*-Schicht selbst. *Tollert.*

**Gennosuke Hara.** Effect of the earth on the natural wave-length, impedance and admittance of a single horizontal wire. Mem. Ryojun Coll. Eng. 4, 185—207, 1931, Nr. 3. Es wird der Einfluß der Erde auf die Wellenlänge eines einfachen horizontal ausgespannten Drahtes untersucht. *L* bedeutet die Induktivität, *C* die Kapazität, *R* den Ohmschen Widerstand und *l* die Länge des Drahtes. Die natürliche Wellenlänge  $\lambda$  eines horizontalen Drahtes ist, wenn  $\omega L$  und  $\omega C$  ( $\omega$  = Kreisfrequenz) groß sind gegenüber *R*:  $\lambda = 2l\sqrt{L.C}$ . Für einen unendlich langen Draht, der sich horizontal über einem unendlichen,



vollkommen leitenden Halbraum befindet, haben Pollaczek und Carson die Impedanz abgeleitet. Diese Formel ist aber sehr umständlich. Ein angenäherter Ausdruck wird abgeleitet; er lautet:

$$Z_{\infty} = R_{\infty} + j \omega L_{\infty},$$

$$L_{\infty} = 2 \log \frac{2h}{r} - \log 9,60 \sqrt{\sigma f h} + \sqrt{(\log 9,60 \sqrt{\sigma f h})^2 + 1,47} \text{ cm},$$

$$R_{\infty} = \omega \left[ \frac{\pi}{2} \varepsilon^{-0,526} [(\log 9,60 \sqrt{\sigma f h}) + \sqrt{(\log 9,60 \sqrt{\sigma f h})^2 + 1,47}] \right] e. m. E.$$

Auch für einen Draht mit endlicher Länge kann nach den Untersuchungen des Verf. die Impedanz durch die oben angegebene Formel ausgedrückt werden, wenn man  $L_{\infty}$  durch  $L$  ersetzt.  $L$  hat folgenden Wert:

$$L = 2 \left( \log \frac{2l}{r} - 1 \right) + \left[ \log \frac{0,877 \sqrt{h}}{l \sqrt{\sigma f}} + \frac{1}{2} \sqrt{(\log 9,60 \sqrt{\sigma f h})^2 + 1,47} \right] - \sqrt{\left[ \log \frac{0,877 \sqrt{h}}{l \sqrt{\sigma f}} + \frac{1}{2} \sqrt{(\log 9,60 \sqrt{\sigma f h})^2 + 1,47} \right]^2 + 1,47}.$$

In den angegebenen Formeln bedeutet  $\sigma$  die spezifische Leitfähigkeit des unendlichen Halbraums (in el.-magn. Einh.),  $h$  ist die Höhe, in der der Draht horizontal gespannt ist, und  $f = c/\lambda$ , wo  $c$  die Lichtgeschwindigkeit bedeutet. *W. Schneider.*

**J. J. Nolan and P. J. Nolan.** Observations on atmospheric ionisation at Glencree, Co. Wicklow. Proc. Roy. Irish Acad. (A) 40, 11—59, 1931, Nr. 2. Beobachtungen über kleine Ionen und Kondensationskerne wurden von Zeit zu Zeit in Glencree, 18 km südlich von Dublin, zwischen Oktober 1928 und Dezember 1930 ausgeführt. Die Kernkonzentrationen ( $Z$ ) schwankten zwischen 40 bis 43 000 im  $\text{cm}^3$ . Hierbei entstammen die hohen Werte der Luft, die aus der Richtung von Dublin kam. Die Schwankung der Ionenkonzentration war sehr viel geringer. Die durchschnittliche Konzentration betrug für  $n_+ = 495$  und für  $n_- = 369$ . Durch Regen wurden die Werte von  $n_+$  vermindert, die von  $n_-$  vermehrt. Auf die Kernkonzentration ( $Z$ ) wurde kein merklicher Einfluß festgestellt. Es wurden regelmäßige tägliche Schwankungen von  $n_+$ ,  $n_-$  und  $Z$  gefunden. Das Verhältnis  $n_+/n_-$  zeigte eine tägliche Variation, die der des Potentialgradienten entsprach. Das für die Messungen in Glencree verwendete Ionenzählinstrument wurde mit einem Ebert-Instrument verglichen, wobei sich einige Abweichungen herausstellten. Beobachtungen mit beiden Apparaten zeigten, daß die relative Konzentration mittelgroßer Ionen mit abnehmendem Anteil kleiner Ionen zunahm. Die Anwendbarkeit theoretischer, teils empirischer Formeln wird erörtert. Das sehr umfangreiche gemessene Material ist zum Schluß in viele Seiten langen Tabellen angefügt. *Schmerwitz.*

**C. Le Camus et F. de Saint-Just.** Observations magnétiques et électriques au Sahara. C. R. 193, 600—601, 1931, Nr. 15. Im Verlauf einer Saharareise wurden an drei Orten Messungen der Deklination, Inklination und der Horizontalintensität vorgenommen. An zwei dieser Stellen wurden solche Bestimmungen zum ersten Male durchgeführt. Zugleich sind elektrische Feldstärkemessungen der Atmosphäre ausgeführt worden. Das Zahlenmaterial ist wieder gegeben. *Schmerwitz.*

**Jean Chevrier.** Recherches sur le champ électrique de l'air en Djesireh. C. R. **193**, 741—742, 1931, Nr. 17. Mit einem Wulfschen Elektrometer wurden hier Potentialmessungen angestellt. Sehr starke Störungen ließen es nicht zu, die tägliche Variation zu bestimmen. Der mittlere Potentialgradient ergab sich zu 28 Volt für ein Meter. *Schmerwitz.*

**B. F. J. Schonland** and **T. E. Allibone.** Branching of Lightning. Nature **128**, 794—795, 1931, Nr. 3236. Aus den Beobachtungen im Laboratorium, daß die von einer positiven Elektrode ausgehende Blitzenladung stets verästelt ist, schloß man, daß mindestens 80 % aller natürlichen Blitze von positiv geladenen Wolken ausgehen. Verff. haben diesen Schluß durch Messungen der elektrischen Feldänderungen, verursacht durch Verschwinden von Ladungen, auf der Erde geprüft. Die Messungen wurden während vieler Gewitterstürme in Südafrika ausgeführt und ergeben, daß wenigstens 95 % von 404 Blitzenladungen trotz Verästelung von negativen Wolken ausgehen. Die elektrischen Messungen wurden mit dem Kapillarelektrometer nach der von C. T. R. Wilson angegebenen Weise ausgeführt. Die Verästelung des Blitzschlages scheint somit für die Polarität der Wolke unwesentlich zu sein. Zur Erklärung dieser Beobachtungen, die mit allen im Laboratorium verfolgten Erscheinungen bisher in Widerspruch steht, führen Verff. als Hauptursache die Unebenheiten der Erde, Bäume, Häuser usw. an, die zu Raumladungen Anlaß geben. Künstliche Blitzversuche mit photographischen Aufnahmen mit einem Stoßgenerator von 1 Million Volt zwischen Platte und Spitze ergaben ähnliche Blitzverästelungen bei negativer Spitze, je nachdem kleine Gegenstände auf der Platte aufgebaut waren oder nicht, wie bei natürlichen Blitzschlägen. *Pfesterf.*

**Joseph Kaplan.** The light of the night sky. Phys. Rev. (2) **38**, 1048—1051, 1931, Nr. 5. Die Linien 4416 Å und 4168 Å im Lichte eines sehr hellen nächtlichen Himnells wurden als  $O_{II}$ -Linien identifiziert. Es wurde eine Theorie aufgestellt, welche die starke Anregung der grünen Nordlichtlinie sowohl am nächtlichen Himmel als auch im Nordlicht erklärt. Die Theorie gibt Aufschluß darüber, warum im Nordlicht keine  $O_2$ -Banden gefunden werden, während  $N_2$ -Banden stark ausgebildet sind. *F. Seidl.*

**A. Dauvillier.** Synthèse de l'aurore polaire. C. R. **193**, 946—948, 1931, Nr. 20. Es wird kurz eine Apparatur beschrieben, die zur Synthese des Nordlichtes benutzt wurde (Angabe des Maßstabs, Materials, der Achsen und der Elektronengeschwindigkeit). Die experimentellen Untersuchungen zeigen Übereinstimmung mit den an Kronen und Bögen gemachten Beobachtungen bezüglich des Auftretens in verschiedenen Breiten, Tages- und Jahreszeiten. Die plötzlichen Helligkeitsschwankungen rühren besonders von Schwankungen im elektrischen Erdfeld her. *Sättele.*

**E. Brüche.** Some new Theoretical and Experimental Results on the Aurora Polaris. Terrest. Magn., March 1931, S. 41—52 (auch Jahrb. d. AEG.-Forschungsinst. **2**, 159—165, 1931). Der Verf. berichtet über diejenigen seiner Elektronenstrahlexperimente, die er speziell im Zusammenhang mit den letzten Veröffentlichungen Störmers über periodische Raumbahnen (ZS. f. Astrophys. **2**, 30, 1931) durchgeführt hat. Der Vergleich zwischen errechneten und experimentellen Bahnen zeigt Übereinstimmung. *Brüche.*

**Henry E. Armstrong.** Cosmic Evolution and Earthly Needs. Nature **128**, 761, 1931, Nr. 3235. *H. Ebert.*

**Heinz Schindler.** Übergangseffekte bei der Ultrastrahlung. ZS. f. Phys. **72**, 625—657, 1931, Nr. 9/10. Es wird das Verhalten der in einem räumlichen Winkel von  $\pm 30^\circ$  einfallenden Höhenstrahlen gegenüber Hg, Pb, Fe, Al, H<sub>2</sub>O. Paraffin untersucht. Die Messungen sind mit der Differentialapparatur von Steinke (zwei Ionisationskammern in Gegenschaltung) ausgeführt. Die früheren experimentellen Ergebnisse von Hoffmann, Steinke, Myssowsky und Tuwim werden in dieser Arbeit bestätigt und weiter entwickelt. Die seinerzeit von Steinke an Eisen gefundenen „Buckel“ werden an Al, Hg, Pb sowie auch an den Übergangskurven (Al—Pb), Al—Fe), (Fl—Pb) beobachtet. Die Meßergebnisse sind nur rein beschreibend wiedergegeben. Die Erörterung diesbezüglicher theoretischer Fragen ist einer besonderen Arbeit vorbehalten. *L. Tuwim.*

**W. S. Pforte.** Zur Struktur der Ultrastrahlung. II. (Vergleichende Messungen an zwei Hochdruckionisationskammern.) ZS. f. Phys. **72**, 511—527, 1931, Nr. 7/8. Mit der vom Verf. (ZS. f. Phys. **65**, 92, 1930) bereits beschriebenen Apparatur sind Versuche über die Gleichartigkeit der Schwankungen der Höhenstrahlung in zwei verschiedenen Hochdruckionisationsgefäßen hinter 10 cm Bleipanzer an gemeinsamer Kompensation ausgeführt worden. Stehen die beiden langen zylindrischen Ionisationskammern vertikal etwa 1,5 m voneinander entfernt, so ergibt sich keine oder nur eine ganz geringe zeitliche Übereinstimmung in den Schwankungen (Korrelation  $+0,12$ ). Liegen sie dagegen horizontal und dicht übereinander, so ist die zeitliche Übereinstimmung in den Schwankungen bedeutend größer (Korrelation etwa  $0,5$ ). Die Ergebnisse wurden mit dem Barometerkoeffizienten  $-1,25\%$ /cm Hg korrigiert. Die Höhenstrahlung hat also korpuskularen Charakter, es handelt sich nicht um eine Art Störungsfront. Die Strahlung fällt in einem Kegel von relativ großem Öffnungsverhältnis ein. Die mittlere Schwankungsgröße ist für vertikale und horizontale Lage der Ionisationsgefäße nahe gleich ( $\pm 0,55\%$ ), die Schwankungen folgen im wesentlichen statistischen Gesetzen. Bei horizontal übereinanderliegenden Ionisationsgefäßen zeigt sich deutlich ein geringer sonnenzeitlicher Einfluß, bei vertikaler Lage der Gefäße tritt dagegen kein ausgeprägtes Maximum zum Mittag auf. Über die sternzeitliche Abhängigkeit der Höhenstrahlungsintensität werden Bemerkungen gemacht, von einer Veröffentlichung der ausgeführten Reihen wird, da größere Meßreihen im Gange sind, Abstand genommen. Eine sternzeitliche Abhängigkeit läßt sich bisher nicht feststellen. *Kolhörster.*

**R. D. Bennett, J. C. Stearns and A. H. Compton.** The Constancy of Cosmic Rays. Phys. Rev. (2) **38**, 1566, 1931, Nr. 8. Mit einem kugelförmigen Ionisationsgefäß von 10 cm Durchmesser, 30 at Ü. Luft, das mit 5 cm Blei geschirmt war, wurden 240 Stunden lang Beobachtungen der Höhenstrahlung auf dem Mount Evans, Colorado, in der Nähe des Summit Lake (3980 m über dem Meere) ausgeführt. Die Intensität der Höhenstrahlung wurde stündlich mit der eines Radiumpräparates verglichen, so daß Einflüsse durch Temperaturänderungen auf die Ionisierungsstärke vermieden werden konnten. So ließen sich keine Intensitätsschwankungen auffinden, welche den statistischen Fehler übertrafen, der für ein Vierstundenintervall etwa  $0,15\%$  betrug. Wahrscheinlich sind Änderungen in der Temperatur des Füllgases, die bei hohen Drucken hervortreten, für die sonst beobachteten Schwankungen der Intensität der Höhenstrahlung verantwortlich. *Kolhörster.*

**L. M. Mott-Smith and G. L. Locher.** A new experiment bearing on cosmic-ray phenomena. Phys. Rev. (2) **38**, 1399—1408, 1931, Nr. 8. Es wird über Versuche berichtet, die Stöße in einem Zählrohr mit Bahnspuren in einer

Wilsonkammer zu vergleichen, also Koinzidenzen zwischen Wilsonkammer und einem Zählrohr zu erzielen. Es bestätigt sich, daß die Koinzidenzen erzeugenden Strahlen ionisierende Korpuskeln sind. Zur Erhöhung der Stoßzahl wurden zwei Zählrohre gemeinsam über einer Nebelkammer beobachtet, während diese gerade wirksam ist (0,05 sec nach der Expansion). Zu gleicher Zeit wurden die Bahnsuren der die Stöße erzeugenden Strahlen zweifach photographiert. Durch eine mechanisch-elektrische Koppelung des Expansionsmechanismus der Nebelkammer mit dem Verstärker kann zwischen Aufnahmen unterschieden werden, bei welchen die Zähler angesprochen hatten (*C*-Aufnahmen) und bei welchen nicht (*N*-Aufnahmen). Wegen fehlender magnetischer Ablenkung der Bahnsuren werden diese nach ihrem Aussehen auf den Aufnahmen, ihrer Richtungsverteilung und den geometrischen Bedingungen (dem durch die Zählrohre bedingten Raumwinkel) als Höhenstrahlensuren identifiziert. Auch die von der Höhenstrahlung selbst in den ungeschirmten Zählrohren erzeugten Stöße werden indirekt bestimmt. Aus der gesonderten Bestimmung der Stoßzahl bei Abschirmung durch Blei und Annahmen über den Nulleffekt der Messingrohre ergibt sich, daß  $(30 \pm 5) \%$  der Stoßzahl bei ungeschirmten Rohren auf Höhenstrahlung entfallen. Aus 137 *C*- und 1107 *N*-Aufnahmen wurde dann die Wahrscheinlichkeit bestimmt, daß Bahnsuren der erforderlichen Art vorhanden waren. Für *C*-Aufnahmen ergab sie sich zu  $0,088 \pm 0,017$ , für *N*-Aufnahmen zu  $0,024 \pm 0,003$ , die Differenz  $0,064 \pm 0,017$  ist also nicht zufällig. Stöße von Höhenstrahlen im Zählrohr koinzidieren mit Bahnsuren, die etwa wie diejenigen schneller  $\beta$ -Strahlen radioaktiver Substanzen aussehen. Diese Koinzidenzen werden also von ionisierenden Korpuskeln, wahrscheinlich hochgeschwinden Elektronen herrühren. Eine Erklärung durch Photonen erscheint ausgeschlossen.

*Kolhörster.*

**W. M. H. Schulze.** Short Wave Reception and Ultra-Radiation. Nature 128, 837—838, 1931, Nr. 3237. Die Kurzwellenempfangsstärke über große Entfernungen nimmt allmählich Tag für Tag vor einer magnetischen Störung ab und wird am Tage der Störung selbst ganz gering. Nachher nimmt sie wieder langsam normale Werte an. Die Intensität der Höhenstrahlung verhält sich nach *Corlins* Beobachtungen in Äbisko ähnlich. Auch sie nimmt vor der Störung langsam ab, springt beim Impetus auf höhere Werte und verläuft dann langsam wieder normal. Vielleicht liegt hier ein Zusammenhang vor.

*Kolhörster.*

**W. Kolhörster und L. Tuwim.** Die spezifische Ionisation der Höhenstrahlung. ZS. f. Phys. 73, 130—136, 1931, Nr. 1/2. Naturw. 19, 917, 1931, Nr. 45. Die von der Höhenstrahlung mit dem Absorptionskoeffizienten  $\mu$  in einem zylindrischen Ionisationsgefäß vom Radius  $r$  und Länge  $l$  erzeugten Ionenpaare/sec lassen sich darstellen durch

$$J = J_0 \cdot \pi r^2 l 2 \pi \cdot \Phi(\mu H).$$

Die Anzahl der in einem zylindrischen Zählrohr von der Höhenstrahlung in der Zeiteinheit herrührenden Stöße ist

$$N_{\mu H}(\alpha) = N_0 \cdot r l \cdot \left[ f_1(\mu H, \alpha) + \frac{r}{l} \cdot f_2(\mu H, \alpha) \right],$$

wo  $\alpha$  den Winkel der Zählrohrachse mit der Vertikalen,  $f_1(\mu H, \alpha)$  und  $f_2(\mu H, \alpha)$  die Wand- und Deckelintegrale,  $H$  das Wasseräquivalent der Atmosphäre bedeuten. Es wird nun gezeigt, daß die spezifische Ionisation, d. h. die Anzahl der Ionenpaare auf die Weglänge 1 cm bei Normalluft,  $k = J_0/N_0$  ist. Sie errechnet sich, obwohl nur einige aus anderen Messungen erhaltene Daten benutzt werden konnten, zu

$k = 135 \text{ Ionen} \cdot \text{cm}^{-1}$  (Fehler  $\pm 10\%$ ) für Normalluft. Unter Verwendung des Ionisationspotentials von 16 e-Volt als unterer Grenze für die Ablösearbeit  $A$  wird dann die Energie  $E$  des einzelnen Höhenstrahles

$$E > \frac{J_0}{N_0} \cdot \frac{A}{\mu} > 2 \cdot 10^{-9} \text{ e-Volt}$$

bestimmt. Die Bedeutung dieser Energiebestimmung wird in der Unabhängigkeit von hypothetischen Formeln (Klein-Nishina) und von speziellen Annahmen über die Natur der Höhenstrahlung erblickt. Falls es sich um Elektronen bei der Höhenstrahlung handelt, sollte die spezifische Ionisation in der Nähe der Lichtgeschwindigkeit mit wachsender Geschwindigkeit durch ein Minimum gehen, welches bei geringerer Geschwindigkeit liegen würde, als sie den Höhenstrahlen zukommt.

*Kolhörster.*

**B. Rossi.** Assorbimento e diffusione della radiazione corpuscolare penetrante nel piombo e nel ferro. Lincei Rend. (6) 13, 600—606, 1931, Nr. 8. Verf. berichtet über Absorption und Diffusion durchdringender korpuskularer Strahlung bei Blei und Eisen. Zur Messung werden Geiger-Müllersche Zählrohre verwendet. Der Autor gibt an, daß seine Resultate in guter Übereinstimmung sind mit denen von Bothe und Kolhörster. Im Vergleich zu den Meßergebnissen von Steinke sind jedoch Unterschiede bemerkbar und zwar derart, daß die vom Verf. gemessenen Werte kleiner sind als jene von Steinke.

*F. Seidl.*

**René Leonhardt.** Neuartige Geräte zur Bestimmung von Meeresströmungen. ZS. d. Ver. d. Ing. 75, 1444—1446, 1931, Nr. 47.

*H. Ebert.*

**Stillmann Wright.** Bottom temperatures in deep lakes. Science (N.S.) 74, 413, 1931, Nr. 1921. Enthält eine Zusammenstellung von Messungen der Temperaturverhältnisse am Boden von Seen und eine Diskussion der Ergebnisse. Bei zunehmendem Druck muß der Temperaturpunkt der maximalen Dichtigkeit sinken. Dieser Einfluß wird bei einer Reihe von Messungen nachgewiesen.

*Schmerwitz.*

**H. Wattenberg.** Über die Löslichkeit von  $\text{CaCO}_3$  im Meerwasser. Naturwissensch. 19, 965, 1931, Nr. 48. Nach Versuchen ist das Ozeanwasser, besonders in den Oberflächenschichten der warmen Zonen, sehr an  $\text{CaCO}_3$  übersättigt, das Tiefenwasser dagegen nach den Untersuchungen der „Meteor-Expedition“ ungesättigt, da dicht über dem Boden der Kalkgehalt des Wassers zunimmt. In 6000 m Tiefe ist nämlich die Kohlensäure eine doppelt so starke Säure als bei gewöhnlichem Druck und damit wächst die Löslichkeit des  $\text{CaCO}_3$  im kohlensäurehaltigen Seewasser, und es bleibt in großen Tiefen an Kalk ungesättigt.

*Blaschke.*

**Kerr Grant.** Rhythmic Breaking of Ship-waves. Nature 128, 838, 1931, Nr. 3237. Verf. berichtet von einem Phänomen auf seiner Australienreise, das in Zusammenhang stand mit den Schiffswellen, und das in der Literatur noch keine Erwähnung gefunden hat (auch nicht im Buch „Waves of the Sea“ von Dr. Vaughan Cornish). Er beobachtete nämlich, daß die Divergenz der Wogen, verursacht durch die Bewegung des Schiffes, mit ihrer Höhe zunahm und ihre Steilheit mit der Entfernung vom Schiffe abnahm, wenn sich die Wogen vom Schiffe weg bewegten, um dann nach demselben zu gebrochen zu werden. Dies geschah unter günstigen Bedingungen in regelmäßigen Zwischenräumen. In Aufnahmen dieser Vorgänge lassen sich parallele Schaumbänder erkennen (oft bis zu einem halben Dutzend).

*Blaschke.*

**W. Pepler** und **F. W. P. Götz**. Pilotballonvisierungen in Arosa im Winter 1929/30. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre 18, 81—128, 1931, Nr. 2. Verf. haben durch Vergleiche mit Pilotvisierungen in Arosa (1870 m) und dem Alpenvorland das Strömungssystem in der freien Atmosphäre über den Zentralalpen und außerdem die orographisch bedingten Strömungseigenheiten im Arosaer Hochtal studiert. Die orographischen Einflüsse überwiegen bis in 300 bis 400 m Höhe über den Kammlinien der umliegenden Berglehnen, also bis in 3000 bis 3500 m Höhe. Darüber können die Beobachtungen als solche in der freien Atmosphäre über den Alpen angesprochen werden. Eine Reihe von Tabellen und Figuren geben Aufschluß über die verschiedensten Strömungserscheinungen über Arosa verglichen mit denselben in Friedrichshafen und München. Von speziellem Interesse für die Luftfahrt sind die Ergebnisse der Messungen von Windstärke und Windrichtung über den Zentralalpen gegenüber dem Alpenvorland. Für das Alpengebiet einschließlich seiner Vorländer ergibt sich ein Strömungssystem mit drei singulären Zonen, zwei einseitigen Konvergenzlinien am Nord- und Südennde der Alpen und einer Divergenzzone über den Zentralalpen. In Arosa scheint diese Divergenzlinie bereits südlich der Station zu verlaufen. Das Vorherrschen von Winden, die mehr längs als quer zu den Alpenketten verlaufen, bewirkt auch die Beobachtungstatsache, daß in über 3000 m Seehöhe die Windstärken über den Zentralalpen geringer sind als über den Vorländern. Zum Schluß wird die Abhängigkeit des Strömungssystems von der Wetterlage an Hand von Mittelwerten behandelt. Die Originalergebnisse der Pilotvisierungen in Arosa sind an gleicher Stelle publiziert.

*P. Duckert.*

**N. Kotschin**. Über die Stabilität von Marguleschen Diskontinuitätsflächen. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre 18, 129—164, 1931, Nr. 2. Helmholtz und Margules haben die Bedingungen aufgestellt, unter denen durch eine Diskontinuitätsfläche getrennte geradlinige horizontale stationäre Luftströme möglich sind. Verf. erweitert diese Überlegungen durch Erfassung von kleinen Schwingungen um diese Margulesche Bewegung, sucht also das Verhalten nichtstationärer Strömungen zu erfassen. Sei  $z$  die Höhe und  $x$  die Richtung der Grundströmungen des einfachen Marguleschen Problems, so betrachtet Verf. zunächst „zonale“ Störungen, die definitionsgemäß in Anfangszustand und Grenzbedingungen unabhängig von  $x$  sind, danach auch „nichtzonale“, also solche, die von der Koordinate  $x$  abhängig sind. Bei den zonalen Störungen ist es zulässig, sich auf den Fall zu beschränken, in dem die Komponente der Geschwindigkeit parallel zur  $Y$ -Achse gleich Null ist. Die Gleichungen reduzieren sich hierdurch auf eine nebst allen Grenzbedingungen exakt auflösbare partielle Differentialgleichung zweiter Ordnung. Die Lösungen ergeben verschiedene periodische Schwingungen deren größte Periode gleich  $1/2 \cdot \sin \varphi$  Tage wird, also in meteorologischem Sinne kurz ist. Der Fall der nichtzonalen Störungen ergibt die Lösung der Frage nach der Stabilität der Marguleschen Bewegung in bezug auf Störungen der verschiedensten Typen. Die Grundbewegung ist in bezug auf zonale Störungen stets stabil, während sie bei nichtzonalen Störungen meist labil wird. Für alle möglichen Wellenlängen der Störungen gibt Verf. im folgenden die Bedingungen für Stabilität oder Labilität der Grundbewegung an. Er benutzt weiter die abgeleitete Theorie zur Begründung der Bjerknesschen Theorie der Zyklonenbildung, die ja die Zyklonenbildung der Labilität der Diskontinuitätsfläche zuschreibt, welche die kalte polare Luftmasse von der warmen äquatorealen trennt.

*P. Duckert.*

**Rudolf Meyer**. Klima und Klimaänderungen. Gerlands Beitr. 32 (Köppen-Band I, 418—427, 1931. Es handelt sich in der vorliegenden Arbeit darum, den Begriff Klima neu zu beleuchten, neu festzulegen. Eine große Wissenschaft ist um den Begriff

geworden, der es noch nicht zu einer einheitlichen Auffassung hat bringen können. Was den Verf. und jeden, der darüber nachdenkt, irritiert, ist der Widerspruch zwischen der Beständigkeit des Klimas, ohne die es wieder kein Klima gibt, und der Klimaänderung. Der Verf. kommt so zu einer Lösung, die auch dem Ref., ohne daß er von der vorliegenden Arbeit hätte Kenntnis haben können, vorgeschwebt hat, als er gezwungen war, anlässlich der Niederschrift einer Klimatologie sich mit dem Klimabegriff zu befassen, die im Grunde ganz banal und naheliegend ist. Es gibt nur ein Klima, das einer bestimmten Örtlichkeit und einer bestimmten Zeit zugeordnet werden kann. Jedenfalls ist es sehr verdienstlich, durch strengere Kritik veraltetes Denken zu läutern.

Conrad-Wien.

**M. Robitzsch.** Unter welchen Bedingungen ist die Verdunstungsgröße der psychrometrischen Differenz proportional? Gerlands Beitr. 32, 202—204, 1931. Für den Zusammenhang von Verdunstungsgröße und psychrometrischer Differenz  $T - T'$  stellt der Verf. die Gleichung auf:

$$\frac{dV}{dt} = \frac{dm}{dt} \frac{622}{B} (E_w - E') + \frac{dm}{dt} \frac{c_p}{L} (T - T').$$

( $d m/d t$  = Ventilationsgröße,  $B$  = Luftdruck,  $E_w$  = Sättigungsdruck des Wasserdampfes bei der Temperatur der Wasseroberfläche und  $E'$  dasselbe bei der Temperatur  $T'$  des feuchten Thermometers,  $L$  = Verdampfungswärme.) Daraus ergibt sich, daß Proportionalität zur psychrometrischen Differenz nur besteht, wenn  $E_w = E'$ , was beim Piche'schen Evaporimeter erfüllt erscheint. Daher kann man die physiologisch sehr wichtige Ventilationsgröße  $d m/d t$  bestimmen, wenn man  $d V/d t$  mittels aus Draht gefertigter und mit einer Musselinhülle überzogener Verdunstungskugeln in Verbindung mit einem Piche-Rohr mißt und zugleich die psychrometrische Differenz feststellt.

F. Steinhäuser.

**A. N. Livathinos.** Zur Klassifikation der Klimate. Gerlands Beitr. 32, 95—99, 1931. In Anlehnung an die Klassifikation der Klimate von Köppen versucht der Verf. ein zur Behandlung kleinerer Gebiete geeignetes Schema aufzustellen, in dem nach Art der Chiffren der Wetterdepeschen Intervallwerte der charakteristischen Klimaelemente angegeben werden. Dieses Schema wird auf eine klimatische Einteilung Griechenlands angewendet.

F. Steinhäuser.

**A. Wigand.** Beobachtung einer Trombe. Gerlands Beitr. 32, 434—436, 1931. Der Verf. hat auf Mallorca eine interessante Trombe beobachtet. Aus einem Cuni sprang plötzlich ein dolchartiges Wolkengebilde nach unten hervor, das sich dann zu einem Wolkenschlauch entwickelte, der immer breiter wurde, worauf im Innern ein zweiter Wolkenschlauch auftauchte, rasch in die Länge wuchs und sich schließlich von der Wolke loslöste, während der erste Schlauch wieder zurückging.

F. Steinhäuser.

**A. Schmauss.** Zeitabschnitte selbständiger und unselbständiger Witterung. Gerlands Beitr. 33 (Köppen-Band II), 1—15, 1931. Untersuchungen der Singularitäten im Temperaturverlauf am hohen Peissenberg gaben dem Autor Veranlassung zur Unterscheidung von selbständiger und unselbständiger Witterung. In Abschnitten selbständiger Witterung eines Gebietes zeigen sich vorwiegend Einflüsse der geographischen Breite und lokaler Faktoren auf ruhende Luftkörper. Von unselbständiger Witterung wird gesprochen, wenn durch wandernde Luftkörper die lokalen Faktoren unterdrückt werden und Witterungseinflüsse anderer Gebiete sich geltend machen. Die Singularitäten der Temperaturkurven sind Zeiten unselbständiger Witterung. Die Untersuchung der

Häufigkeitsverteilung der Temperaturwerte in den einzelnen Pentaden zeigt nur selten eine Gaußsche Verteilung. Der Verf. zeigt verschiedene Typen dieser Verteilung und weist darauf hin, daß mehr aus diesen Untersuchungen als nach Tagesmitteln der Temperatur die Auswirkung verschiedener Luftkörper ersichtlich wird. *F. Steinhäuser.*

**J. Keränen.** Über die Temperaturverhältnisse in Finnland während der Vegetationszeit an den Nordgrenzen der wichtigsten Kulturpflanzen. Gerlands Beitr. 33 (Köppen-Band II), 261—267, 1931. Der Verf. gibt eine Zusammenstellung und Diskussion der Temperaturverhältnisse und des Beginns der Frühjahrsperioden für die Nordgrenze verschiedener Kulturpflanzen Finnlands. Eine Karte zeigt die Nordgrenze des allgemeinen Anbaues dieser Pflanzen und die Beziehung zu den Temperatursummen der entsprechenden Sommerperioden. *F. Steinhäuser.*

**W. Hartmann.** Untersuchung über die Lage und Entstehung einer Nebeldecke im Küstengebiet der Nordsee. Gerlands Beitr. 33 (Köppen-Band II), 365—369, 1931. Es werden die Beobachtungen mitgeteilt, die über die Lage einer Nebel-Hochnebeldecke auf einem Flug von Bremen nach Hannover gemacht wurden. Die 50 bis 100 m dicke Wolkendecke stieg vom Meer gegen das Binnenland unter einem Winkel von  $1/2^{\circ}$  an und wird durch Aufgleiten von Seeluft über einer durch Ausstrahlung abgekühlten Luftschicht erklärt. *F. Steinhäuser.*

**Gerhard Castens.** Wetterhaftigkeit. Gerlands Beitr. 33 (Köppen-Band II), 268—285, 1931. Wetterhaftigkeit nennt der Verf. das Maß der unperiodischen Änderungen der meteorologischen Elemente. Sie wird durch die interdiurne Temperaturveränderlichkeit nicht genügend charakterisiert, die zum Beispiel gerade im April die niedersten Werte aufweist. Es werden daher Temperaturänderungen in kürzeren und längeren Zeiträumen untersucht. Ein Vergleich der nach Ausschaltung des Tagesganges übrigbleibenden einstündigen Temperaturänderungen in Hamburg und Daressalam (ehemals Deutsch-Ost-Afrika) zeigt im allgemeinen in beiden Gebieten Werte von derselben Größenordnung und gibt also nicht die zonalen Wetterhaftigkeitsunterschiede. In Hamburg hat ihre 24-stündige Tagessumme Maxima im April und Oktober und kennzeichnet also unser „Aprilwetter“. 2- bis 48-stündige Temperaturänderungen zeigen in beiden Gebieten nur geringe Unterschiede. Erst aus elf- und mehrtägigen Änderungen wird der zonale Unterschied der Wetterhaftigkeit ersichtlich. Für beide Orte werden auch die Monatsschwankungsgrößen des Luftdrucks und der Temperatur nach dem „Katana“-Verfahren — mittlere Differenzen der monatlichen Spitzenwerte für jede Tagesstunde — untersucht. *F. Steinhäuser.*

**Eugenie Rubinstein.** Zur Frage der thermischen Struktur „normaler“ und „anormaler“ Monate. Gerlands Beitr. 33 (Köppen-Band II), 305—312, 1931. Die Berechnung der Korrelation zwischen der Temperatur und der interdiurnen Temperaturveränderlichkeit an 40 russischen Stationen aus 30-jährigen Beobachtungszeiten (1881—1910) zeigt, daß vom November bis März im westlichen Teil der Union größere Temperaturveränderlichkeit bei erniedrigter mittlerer Monatstemperatur (negative Korrelation bis zu  $r = -0,7$ ) und im östlichen Teil eine größere Temperaturveränderlichkeit bei erhöhter mittlerer Monatstemperatur (positive Korrelation bis zu  $r = +0,6$ ) zu finden ist. Die Grenzlinie zwischen beiden Gebieten rückt mit Wintereinbruch von Osten nach Westen vor und zieht sich im Februar und März wieder nach Osten zurück. Im April weist der äußerste Osten und Westen positive Korrelation auf, während das mittlere



Gebiet nur ganz schwache negative Korrelation zeigt. Zur physikalischen Erklärung dieser Verhältnisse wird die mehr oder minder große Stabilität der asiatischen Antizyklone herangezogen. *F. Steinhäuser.*

**S. Róna.** Berechnung der Regenmenge bei Geländeregen. Gerlands Beitr. 33 (Köppen-Band II), 177—180, 1931. Es wird die aus einem unter dem Winkel  $\alpha$  aufgleitenden Luftstrom ausfallende Niederschlagsmenge zu  $W = q_0 c_1 \sin \alpha \cdot (q_0 - q_1)$  berechnet, ( $q_0$  = Masse eines Kubikmeters der aufströmenden gesättigten Luft,  $c_1$  = Geschwindigkeit längs der Aufgleitfläche,  $q_0$  bzw.  $q_1$  = Wassergehalt eines Kilogramms gesättigter Luft am unteren bzw. oberen Rand der Kondensationsschicht). Beim Aufgleiten ergibt sich also dieselbe Niederschlagsmenge, wie bei einem vertikalen Aufsteigen mit einer Geschwindigkeit  $c_1 \sin \alpha$ . *F. Steinhäuser.*

**H. Friedrichs.** Über die Luftkörper. Gerlands Beitr. 28, 59—100, 1930, Nr. 1/3. Die vorliegende Arbeit beabsichtigt, den Luftkörperbegriff einer genaueren Untersuchung zu unterziehen. Als Material wurden die in den Jahren 1928 und 1929 gemachten Beobachtungen zweier Stationen, und zwar von Wyk auf Föhr und dann die des Tanusobservatoriums verwendet, die sich sowohl durch ihre Lage zum Meer als auch durch ihre Seehöhe unterscheiden und daher Schlüsse aus dem Verhalten der Luftkörper in verschiedenen Klimagebieten und Höhenlagen zu ziehen gestatten. Im ersten Teil der Arbeit werden die Mittelwerte verschiedener meteorologischer Elemente (Feuchtigkeit, Temperatur, Äquivalenttemperatur, Licht, Himmelsbläue, Trübungsfaktoren) für die einzelnen Luftkörper an beiden Stationen zusammengestellt und miteinander verglichen. Es zeigt sich, daß sowohl an der Nordsee als auch im Mittelgebirge die einzelnen Luftkörper gleichartiges Verhalten aufweisen. Einzelne geringere Abweichungen erklären sich ohne weiteres aus der verschiedenen Höhenlage. Die Klassifizierung der Luftkörper erfolgte nach einem Vorschlag von F. Linke. Von den Trübungsfaktoren wurden sowohl die für die Gesamtstrahlung, als auch die für die Rot- und Kurzstrahlung verwendet. Bei der Betrachtung der Trübungsfaktoren ergibt sich auch, daß an beiden Stationen im Juni 1929 ein Ansteigen zu ungewöhnlich hohen Werten stattfindet, das mit dem Vesuvausbruch vom 2. Juni 1929 in Zusammenhang gebracht wird. Vom Verf. wird weiter noch der Zusammenhang der Trübung mit den meteorologischen Elementen, der jährliche Gang der einzelnen Wetterfaktoren für die verschiedenen Luftkörper auf Wyk angegeben. Die Ergebnisse beweisen die Brauchbarkeit der Luftkörper zur Darstellung von Wetterzuständen in einheitlicher, geschlossener Form.

*M. Toperczer-Wien.*

**A. R. Hogg.** Aitken Condensation Nuclei. Nature 128, 908, 1931, Nr. 3239. Die Kondensationskerne in Luft kann man hinsichtlich ihrer elektrischen Ladung in folgende drei Gruppen einteilen: 1. solche mit kleiner elektrischer Ladung ( $N_A$ ), 2. solche mit großer elektrischer Ladung ( $N_B$ ) und 3. ungeladene Kerne ( $N_0$ ). Aus theoretischen Gründen müßte das Verhältnis der Zahl der geladenen zu der Zahl der ungeladenen Kerne konstant sein. Im Commonwealth Solar Observatory auf dem Mount Stromlo wurden zur Bestimmung dieser Kernzahlen Versuche angestellt, indem ein Luftstrom durch einen zylindrischen Kondensator geblasen und die Änderung des Kerngehalts mit einem etwas geänderten Aitkenzähler bestimmt wurde. Das Ergebnis war (die Zahlen beziehen sich auf  $1 \text{ cm}^3$ ):  $N_A = 975$ ;  $N_B = 385$  und  $N_0 = 810$ . Diese Resultate können auch durch die Formel  $2 N_0 = 1.12 N_A + 1.37 N_B$  dargestellt werden, wobei die Form dieser Formel aus theoretischen Gründen folgt. *Fuchs.*

**F. Diénert.** Contribution à l'étude de l'origine des eaux souterraines. C. R. 192, 1402—1403, 1931, Nr. 22.

**F. Diénert.** De la condensation de la vapeur d'eau dans le sol. C. R. 193, 872—873, 1931, Nr. 19. Verf. glaubt aus den von ihm angestellten Versuchen schließen zu können, daß der Regen die unterirdischen Wasserbehälter der Natur speisen kann. Dadurch wäre die französische These gegenüber der deutschen und schweizerischen stark gestützt. — Im zweiten Aufsatz wird über Versuche berichtet, nach denen Sand oder ähnliche Stoffe die Kondensation der Luftfeuchtigkeit unter dem Erdboden nicht beeinflussen. *H. Ebert.*

**W. Pepler.** Windrichtung und relative Feuchtigkeit in der freien Atmosphäre über dem Bodensee. Meteorol. ZS. 48, 382—386, 1931, Nr. 10. Der Verf. untersucht an Hand des Beobachtungsmaterials der Drachenstation Friedrichshafen den Zusammenhang zwischen relativer Feuchtigkeit und Windrichtung in den drei Höhen 1000, 2000 und 3000 m und gibt das Zahlenmaterial. Im 1000 m-Niveau liegt das Maximum der relativen Feuchtigkeit im Jahresmittel bei Nord-, das Minimum bei Südwinden. Die Differenz zwischen Maximum und Minimum ist 35 bis 54 %, also erheblich. Östliche und westliche Winde unterscheiden sich wenig voneinander. Im Frühling, Herbst und Winter tritt ein sekundäres Maximum bei WNW-Winden hervor. Im 2000 m-Niveau liegen die Verhältnisse ähnlich, doch liegt das Maximum mehr nach WNW, das Minimum nach ESE zu, der Unterschied in der Feuchtigkeit östlicher und westlicher Winde wird also größer. Die Differenz zwischen Maximum und Minimum wird geringer. Im 3000 m-Niveau werden die Verhältnisse anders: das Maximum liegt für das Jahr bei WSW-, das Minimum bei E- und ESE-Winden. Die Extreme liegen also bei westlichen und östlichen Winden, während nördliche und südliche Winde sich wenig voneinander unterscheiden. Die Differenz der Extreme ist viel geringer als in 1000 oder 2000 m Höhe. Dieses Ergebnis zeigt, daß die Alpen auf die relative Feuchtigkeit einen erheblichen Einfluß haben (Föhn und Stauwirkung), der sich im 3000 m-Niveau verringert. Eine Zusammenstellung der Jahresmittel des Dampfdrucks für die drei genannten Niveaus und die verschiedenen Windrichtungen beschließt die Arbeit. *K. Keil.*

**H. Hergesell.** Über das Aufsteigen von Registrierballonen. Gerlands Beitr. 33 (Köppen-Band II), 439—451, 1931. Der Verf. behandelt die Frage, ob ein Registrierballon mit nahezu konstanter Geschwindigkeit steigt, oder ob er schließlich eine Höhe erreicht, in der seine Vertikalgeschwindigkeit gleich Null wird, vorausgesetzt, daß er nicht platzt und kein Gas verliert, und kommt zu dem Resultat, daß theoretisch für jeden Gummiballon eine Abnahme der Steigkraft in sehr großen Höhen eintritt, die in der Schwimmhöhe gleich Null wird, jedoch wird diese Schwimmhöhe bei den jetzt gebräuchlichen Ballonen nie erreicht, da sicher vorher ein Platzen des Ballons eintritt. Weiter macht der Verf. auf die Tatsache aufmerksam, daß theoretisch eine dauernde Zunahme der Vertikalgeschwindigkeit bis zu sehr großen Höhen eintreten soll, diese Zunahme tritt praktisch nicht ein, der Grund dieser Abweichung muß weiter untersucht werden. Im Verlauf der Untersuchung ergab sich die Hautdicke der normalen Ballone zu  $\frac{1}{30}$  bis  $\frac{1}{100}$  mm, während die berechnete Schwimmhöhe bei einer Hautdicke von rund 0,0013 mm liegen würde. *K. Keil.*

**H. Arakawa.** On the Movement of Cyclonic and Anticyclonic Centres. Geophys. Magazine Tokyo 4, 117—123, 1931, Nr. 2. Mit Bezug auf Arbeiten Overbecks, Diro Kitao und auf eigene Arbeiten abstrahiert der

Verf. die Zyklonen und Antizyklonen der Atmosphäre zu Wirbelgebieten in einer ebenen Strömung einer inkompressiblen Flüssigkeit, in denen auch Vertikalströmungen auftreten (im wirbelnden Teil der ebenen Strömung sind also Quellen oder Senken vorhanden); diese Vertikalbewegungen folgen dem Gesetz  $w = cz$ , wenn  $w$  die Vertikalkomponente der Geschwindigkeit und  $c$  eine Konstante ist. Unter diesen Annahmen kommt der Verf. zu dem Resultat, daß die Abweichung der Bahn der Zyklonen und Antizyklonen von der Richtung der Luftbewegung im Cirrusniveau im wesentlichen abhängig ist von der Verteilung der „vorticity“ ( $\zeta = \text{rot } v$ ,  $v =$  Geschwindigkeitsvektor) im Wirbelgebiet und von dem Gradienten  $c$  des Vertikalstromes. Außerdem ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Zyklonen und Antizyklonen abhängig von der Verteilung, nicht abhängig von der Intensität der „vorticity“.

*W. Schwerdtfeger.*

**V. Doraiswamy Iyer.** The Bengal Cyclone of September 1919. *Scient. Notes India Meteorol. Dep.* 3, 121—129, 1931, Nr. 29. Der Verf. behandelt die in Bengalen besonders verheerende Zyklone des Septembers 1919 auf Grund alles erreichbaren Beobachtungsmaterials. Die Verwüstungen, die damals eintraten (3500 Menschen verloren das Leben, der Schaden im Bereich der indischen Telegraphenverwaltung betrug allein 110 000 Rupien), gehen auf eine Sturmzyklone zurück, die sich bis weit in den Stillen Ozean, in das Gebiet der Karolinen verfolgen läßt. Der ursprüngliche Taifun trat nach seinem Absterben westwärts ziehend als Depression in die Andamanensee ein, wo sie erneut an Stärke zunahm, um schließlich, nachdem sie die Küste östlich von Kalkutta verwüstet hatte, in dem nördlichen Bergland zu verschwinden. Auf die Ähnlichkeiten mit früheren großen Zyklonen und die Unterschiede wird hingewiesen.

*K. Keil.*

**Weickmann und Moltehanoff.** Kurzer Bericht über die meteorologisch-aerologischen Beobachtungen auf der Polarfahrt des „Graf Zeppelin“. *Meteorol. ZS.* 48, 409—414, 1931, Nr. 11. Den an der Arktisfahrt des Luftschiffs „Graf Zeppelin“ teilnehmenden Meteorologen fielen zwei Aufgabenkreise zu, Wetterberatung der Schiffsleitung an Hand der regelmäßig eingehenden funktelegraphischen Wettermeldungen und Messungen der meteorologisch-aerologischen Verhältnisse unter, bei und über dem Luftschiff. Die Verf. geben eine Darstellung der in beiden Gebieten geleisteten Arbeit. Besonders behandelt werden die Aufgaben des zweiten Kreises, die Messungen der atmosphärischen Verhältnisse unter (wichtig für die Landung), bei und über dem Luftschiff, an welcher letzteren die Aerologie im ganzen erheblich interessiert ist. Mit Hilfe von Radiosonden, d. h. Meteorographen, die an Gummiballonen aufgelassen, ihre Meßdaten regelmäßig funktelegraphisch übermitteln, konnten vier Aufstiege durchgeführt werden. Von diesen erreichten drei eine Höhe von 16 bis 17 km und zeigten die Stratosphäre mit Temperaturen um  $-50^{\circ}$  bei 10 bis 11 km Höhe. In den bodennahen Schichten zeigten sich, wie auch früher bereits festgestellt worden ist, starke Bodeninversionen.

*K. Keil.*

**D. C. Rose.** Humidity measurements in the slip stream of flying aircraft. *Canad. Journ. Res.* 5, 482—489, 1931, Nr. 4. Zur Messung der Luftfeuchtigkeit in Höhen von etwa 1500 bis 5000 m dienen Haarhygrometer und Psychrometer (Widerstands- und Quecksilberthermometer). Durchgeführt sind die Beobachtungen während vier Flügen. Es zeigte sich, daß die Haarhygrometer für diese Zwecke nicht geeignet sind. Auch die beiden Psychrometer zeigten nach jeder Seite beträchtliche Abweichungen, die im wesentlichen behoben wurden, sobald auf gute Befeuchtung und bequemes Ablesen achtgegeben wurde. Die

Verteilung der Feuchtigkeit ist insofern überraschend, daß innerhalb der Wolken kein Maximum gefunden wurde, sondern erst ein gut Teil höher. Überhaupt wurden 100 % Feuchtigkeit nie gemessen, ein Umstand, der mit der Anwesenheit des Flugzeugs erklärt wird, wodurch die Temperatur höher wird. Weitere Versuche sollen diese Frage klären. *H. Ebert.*

**Gerhart Schinze.** Zur Diagnose der Juni-Kälterückfälle mittels aerologischer Synoptik. *Meteorol. ZS.* 48, 369—374, 1931, Nr. 10. Die außerordentlich interessante Erscheinung der Junikälterückfälle wird vom Verf. darauf zurückgeführt, daß gerade in der ersten Juniwoche Kaltluftmassen aus arktischen Gebieten Mitteleuropa überfluten und mit klarem Himmel zwar am Tage verhältnismäßig mildes Wetter, in der Nacht aber empfindliche Abkühlung verursachen. An Hand des aerologischen Beobachtungsmaterials wird die Wetterlage des 6. Juni 1931 untersucht und unter Benutzung von äquivalent-potentiellen Temperaturen zur Definition der Luftmassen deren Verteilung über den Kontinent bestimmt. Als besonders typisch wird bezeichnet das Nebeneinanderlagern von arktischer, subpolarer und subtropischer Luft, das ähnlich auch zu Beginn des Altweibersommers im September einzutreten pflegt. *K. Keil.*

**C. Dorno.** Über die Erwärmung von Holz unter verschiedenen Anstrichen. *Gerlands Beitr.* 32, 15—24, 1931. Es wurde die Überwärmung von vier zylindrischen Holzklötzchen von etwa 2,5 cm Durchmesser und etwa 3 cm Höhe durch die Sonnenbestrahlung studiert. Das eine Klötzchen war weiß gestrichen (Bleiweiß), ein zweites rosa (Zinkweiß mit Dammarlack), das dritte gelb (Ocker) und das vierte rot (Caput mortuum). Ein fünftes schließlich war mit Ruß geschwärzt. Alle waren mit einer quecksilbergefüllten Höhlung versehen, in welche Thermometer versenkt werden konnten. Bei größter Windstille betrugen die Temperaturerhöhungen über die Lufttemperatur pro 1 cal Sonnenstrahlungsintensität beim weißen Klötzchen 10,8°, beim rosa 11,0°, beim gelben 14,8°, beim roten 15,7° und beim schwarzen 16,9°. Die Sonnenhöhe variierte hierbei zwischen 20 und 30°. Diese Übertemperaturen stellten sich ziemlich unabhängig von dem Betrag der Lufttemperatur ein. Bemerkenswert ist die Tatsache, daß auch das weißgestrichene Klötzchen sich sehr beträchtlich überwärmen kann. Bei geringer Luftbewegung gehen etwa 30 % von der Überwärmung verloren (bei Beaufortgrad 1 bis 3), bei stärkerer Luftbewegung (Beaufort 4 bis 5) etwa 60 %. Interessant ist, daß noch eine Stunde nach Sonnenuntergang die Klötzchen um etwa 1 bis 1½° wärmer waren als die Luft. *Friedrich Lauscher-Wien.*

**F. W. Paul Götz.** Zum Strahlungsklima des Spitzbergensommers. Strahlungs- und Ozonmessungen in der Königsbucht 1929. *Gerlands Beitr.* 31, 119—154, 1931, Nr. 1/3. Die Intensität der Sonnenstrahlung in Spitzbergen bei 30° Sonnenhöhe ist etwa 1,2 cal/cm<sup>2</sup> min, in Potsdam nur 0,98, und in unseren Breiten erst in der Seehöhe des Feldberges wieder höher als in Spitzbergen im Meeresniveau (1,22). Dem entspricht der sehr kleine Trübungsfaktorwert Spitzbergens von etwa 2,0 im Sommer, speziell an gelben Strahlen ist die arktische Sonne relativ reich. Die Blauviolett-Tagessummen Spitzbergens halten dank des 24-stündigen Tages im Juli gut die Mitte zwischen den Werten des deutschen Flachlandes und denen des Alpengebirges. Dagegen ist nach Messungen mit der Hillischen Methylenblaumethode die ultraviolette Strahlung in der Königsbucht sogar geringer als in der Großstadt London. Den Hauptteil der Arbeit nimmt der Bericht über die vielfältigen Bestimmungen der Gesamtmenge des atmosphärischen Ozons und seiner Höhenlage ein. Der wahrscheinlichen sommerlichen

Abnahme der Stärke der Ozonschicht vom 60. zum 70. Breitengrad folgt ein erneuter Anstieg vom 70. zum 80. Breitengrad. Die Höhe der Ozonschicht über Spitzbergen ist etwa 15 bis 20 km tiefer als über der Breite von Arosa und beträgt etwa 30 bis 35 km. In einem Einzelfall wurde sogar eine extrem niedrige Höhenlage von nur 11 km gefunden. Die Methode der Endwellenlängen bewährte sich sehr gut, während die Methode von Cabannes und Dufay als revisionsbedürftig gefunden wurde. Es sind dann noch spektral scharf definierte Transmissionskoeffizienten im Ultraviolett für Spitzbergen, Arosa und Kodaikanal (Indien) angegeben. Auch aus diesen Tabellen ersieht man, daß der mehrfach behauptete „Ultraviolett-reichtum des hohen Nordens“ keine Berechtigung hat.

*Friedrich Lauscher-Wien.*

**Wladyslaw Gorczyński.** Über die Berechnung der Durchlässigkeitsprozentage für die Sonnenstrahlung. Mit einigen Beispielen für verschiedene Erdgebiete. Gerlands Beitr. 32, 47—62, 1931. Der Verf. schlägt zur Charakterisierung der Strahlungsverhältnisse die Berechnung von Durchlässigkeitsprozenten vor, die nach folgender Formel zu berechnen sind:  $P = 100 \cdot (Q_0 - Q_{\text{trocken}}) : (Q_0 - Q_{\text{beob.}})$ .  $Q_0 = 1,94$  ist die Solarkonstante,  $Q_{\text{trocken}}$  ist die Strahlungsintensität in trockener, reiner Luft bei der bestimmten durchstrahlten Luftmasse  $m$ .  $Q_{\text{beob.}}$  muß zunächst auf mittlere Sonnenentfernung reduziert werden. Da die Erdatmosphäre nie vollkommen trocken ist, kann man außer den bei obigem Verfahren verwendeten Höchstwerten noch konventionelle Höchstwerte der Sonnenstrahlung einführen, die dem kleinen, erfahrungsgemäß immer vorhandenen Wasserdampfgehalt der Atmosphäre gerecht werden. Gorczyński gibt die folgenden Sonnenstrahlungswerte in ganz reiner und trockener Luft ( $Q_{\text{trocken}}$ ) und die folgenden konventionellen Abzugswerte an ( $A_m$ ):

$m$ . . . . .	0,5	1	2	3	4	5
$Q_{\text{trocken}}$ . . . . .	1,84	1,76	1,62	1,57	1,43	1,30
$A_m$ . . . . .	0,04	0,06	0,08	0,10	0,12	0,16

Die relativen Durchlässigkeitsprozentage werden dann berechnet nach der Gleichung:

$$P_{\text{rel.}} = 100 \cdot (Q_0 - Q_{\text{rel.}}) : (Q_0 - Q_{\text{beob.}}), \text{ wobei } Q_{\text{rel.}} = Q_{\text{trocken}} - A_m.$$

Es folgen Berechnungsbeispiele, die Höchstwerte für  $P_{\text{rel.}}$  von etwa 80 bis 90 % ergeben, sowie eine Zusammenstellung von verschiedenen Durchlässigkeitsprozenten, die für verschiedene Erdgebiete gewonnen wurden. Durchschnittlich erhält man folgende Werte: Höhere Breiten 59 %, Atlantik 48 %, Indischer Ozean 43 %, Europa, Niederung 39 %, 1000 m Höhe 50 %, 2000 m Höhe 62 % und in Äquatorgegenden 34 %.

*Friedrich Lauscher-Wien.*

**Ladislav Gorczyński.** Quelques mesures du rayonnement solaire diffusé par la voûte céleste obtenues avec les solarimètres dans les Alpes-Maritimes. C. R. 192, 1119—1121, 1931, Nr. 18. Es wird berichtet über Messungen der diffusen Sonnenstrahlung an sehr klaren Tagen (Februar—März 1931) in Thorenc (43°, 8 N, 6°. 7 E Greenwich; Höhe 1,2 km; Alpes maritimes) und (Februar 1929 bis April 1930) in Nizza. Die Resultate sind in Tabellenform angeführt. Die erhaltenen Werte sind von derselben Größenordnung wie in Paris und Washington unter gleichen Bedingungen.

*L. Turim.*

**Friedrich Wünschmann.** Über die Konstitution der Aerosphäre und die astronomische Inflexion in ihr. Gerlands Beitr. 31, 83—118, 1931. Nr. 1/3. Der Verf. berechnet nach aerologischen Angaben Isopyknenflächen,

zeichnet für verschiedene Höhen Karten, leitet daraus die Neigung der Flächen ab und vergleicht sie mit den Angaben Harzers, der eine zonale Schichtung angenommen hatte. Dabei zeigt sich eine ungefähre Übereinstimmung zwischen 7 und 13 km Höhe, weil hier der Aufbau gleichmäßig ist, während darüber und darunter Harzer größere Werte findet. Für astronomische Beobachtungen fällt aber neben den Änderungen der Strahlenablenkung durch die Konstitution der Atmosphäre mehr noch ins Gewicht der Einfluß der Bodenunruhe und strömende Luft als Ursache für Instrumentenerschütterung. Auch Temperaturunruhe und der Einfluß der im Fernrohr eingeschlossenen Luft ist von Bedeutung und noch zu untersuchen.

*F. Steinhäuser.*

**A. Wagner.** Zur Aerologie des indischen Monsuns. Gerlands Beitr. 30, 196—238, 1931, Nr. 1/2. Aus den Ergebnissen von Pilotierungen an 46 Stationen in Indien, Burma, Persischem Golf, Mesopotamien, Syrien und Ägypten wurden mittlere Windrichtungen bzw. Windvektoren für Winter und Sommer getrennt berechnet und damit Strömungskarten für verschiedene Niveaus gezeichnet. (0,5, 1, 2, 3 km Höhe für den Winter, und 0,5, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 8, 10 km Höhe für den Sommer.) Danach ergibt sich ein neuer Einblick in den Mechanismus des indischen Monsuns. Für den winterlichen NE-Monsun zeigt sich folgendes Bild: Von den Höhen des Himalaya fließt ein bis zu 1500 m hoher Luftstrom gegen S und biegt dann gegen SW um. Darüber streicht in den nördlichen Teilen eine W-Strömung, während im S die NE-Strömung auch über 3 km Höhe hinauf noch anhält, welche Strömung hier aber in diesen Höhen nicht mehr dem Monsun zugeschrieben werden kann, sondern offenbar der diesen Breiten entsprechende NE-Passat ist. Die Grenzfläche zwischen W- und NE-Strömung steigt gegen den Äquator sehr steil an und ist über Südindien in 17° nördl. Breite bei 2 km zu finden, während sie in 12½° nördl. Breite schon in 6 km Höhe liegt. Gegen NW hin ist das Gebiet des NE-Monsuns durch eine scharfe Front von einem Gebiet mit W- und NW-Winden westlich der Randgebirge von Belutschistan abgetrennt. Der Luftnachschiebung erfolgt nicht aus Innerasien über den Himalaya, sondern aus Westen. Ein Antimonsun wurde über Indien nicht gefunden. Der SW-Monsun stellt ein zyklonales Strömungssystem über Indien dar, das bis in mittlere Himalayahöhen reicht. Ein trockener kontinentaler Luftstrom, der aus dem erhitzten Persien herkommt, hebt sich in Indien über der kälteren maritimen SW-Monsunströmung ab und tritt daher erst in 1 km Höhe in Erscheinung. Beim Aufsteigen kühlt diese trockene Luft aber stärker ab als die feuchte maritime, die durch Kondensation Wärme erhält und bildet daher in diesen Höhen den kalten Sektor der Zyklone, dessen N-Grenze als Aufgleitfläche wirkt, während die südliche Begrenzung durch Vermischung mit maritimer Luft verwischt ist. Über der Kammhöhe des Himalaya hat die von W nachströmende Luft freien Lauf nach E und die Zyklone löst sich in diesen Höhen auf, da hier der kalte Sektor nicht mehr in Erscheinung tritt. Im W trennt eine Front die SW-Strömung gegen das Gebiet mit N-Winden über der Arabischen See und Persien, die sich mit der Höhe gegen E hin verschiebt. Der Nachschiebung in südliche Breiten erfolgt daher nicht als Antimonsun, sondern westlich in gleicher Höhe mit der SW-Strömung. Über Belutschistan und ostwärts über den Indus hinaus fließt oberhalb 500 m Luft südwärts, und damit ist auch erklärt, daß dort der SW-Monsun keine Niederschläge bringt. Zwischen 8 und 10 km Höhe wehen W-Winde nördlich und E-Winde südlich eines Hochdruckrückens in 28—30° nördlicher Breite, der zwischen 60—80° östlicher Länge eine Senke aufweist und die Grenze zwischen N- und S-Zirkulation in Indien darstellt. Die Niederschlagsverhältnisse Indiens erklären sich nun auch teils als Geländeregen und in den Gangesniederungen als Zyklonenregen. *F. Steinhäuser.*

**Henryk Arctowski.** Sur les discontinuités dans la marche des phénomènes météorologiques. Gerlands Beitr. 32, 301—311, 1931. Es werden Beispiele von Unstetigkeiten im mittleren täglichen Druck- und Temperaturverlauf einzelner Stationen gezeigt. Im mittleren jährlichen Temperaturverlauf von Warschau und Melbourne kommen solche sprunghafte Änderungen mit einer merkwürdig regelmäßigen Verteilung vor. Auch in langjährigen Temperaturreihen findet man Unstetigkeiten, die den Typus des Verlaufes ändern und daher beim Aufsuchen von Perioden und Korrelationen besonders beachtet werden sollten.

*F. Steinhäuser.*

**St. Hanzlik.** Der Temperatureffekt der Luftschichten über der Erde in seiner Beziehung zu der Sonnenfleckenperiode. Gerlands Beitr. 32, 226—230, 1931. Um den Einfluß der Sonnenflecken auf die Temperaturschwankung über der Erde festzustellen, wurden für 53 Stationen, die höher als 300 m über dem Meere liegen, und für möglichst benachbarte Basisstationen Luftdruckmittel aus den drei Jahren um das Sonnenfleckenmaximum bzw. -minimum berechnet, davon für jedes Stationspaar die Differenzen von Hoch- und Basisstation und davon wieder die Differenzen vom Fleckenmaximum und -minimum gebildet. Diese wurden als Maß für die Temperaturänderung der Luftschicht zwischen Hoch- und Basisstation gewählt. Die stark gestreuten Werte werden in Höhenstufen von 500 zu 500 m gemittelt. Damit wird für jede der vier untersuchten Sonnenfleckenperioden eine graphische Darstellung gegeben, aus der der Verf. eine Schwankung der Temperatur in der Schicht unterhalb 3000 m nach der doppelten Sonnenfleckenperiode ablesen will. Er glaubt daher auch, daß der Sitz der Hale-schen Periode in dieser Schicht zu suchen sei.

*F. Steinhäuser.*

**Otto Tetens.** Über den meteorologischen Äquator. Gerlands Beitr. 32, 336—345, 1931. Der Verf. will einen meteorologischen Äquator ähnlich dem geographischen Äquator festlegen durch die Forderung:

$$\chi = \frac{15}{112} \sum_n = 0,$$

wo

$$\begin{aligned} \sum_n = & - (I \cos 0^\circ + II \cos 30^\circ + III \cos 60^\circ + IV \cos 90^\circ + V \cos 120^\circ \\ & + VI \cos 150^\circ + VII \cos 180^\circ + VIII \cos 210^\circ + IX \cos 240^\circ \\ & + X \cos 270^\circ + XI \cos 300^\circ + XII \cos 330^\circ) \end{aligned}$$

und die römischen Zahlen die entsprechenden Monatsmittel der Temperatur bezeichnen. Danach findet er als ausgeglichenen thermischen Äquator einen Kreis 1° nördlich des Kreises, der den geographischen Äquator 90° westlich und östlich von Greenwich unter einem Winkel von 5° schneidet.

*F. Steinhäuser.*

**K. Stumpff.** Systematische Untersuchungen über die periodischen Eigenschaften des Luftdrucks. Gerlands Beitr. 32, 379—411, 1931. Im Anschluß an eine frühere Arbeit gibt hier der Verf. das Ergebnis der harmonischen Analyse des Luftdruckes von 34 europäischen Stationen, für den Zeitraum vom 1. VII. 1925 bis 28. VI. 1926. Die Berechnung erfolgte nach dem Darwinschen Schema für das 6. bis 25. Fourierglied. Wenn sich auch ein zeitlich und örtlich so wechselnder Vorgang, wie es die Luftdruckschwankungen sind, nur sehr schwierig mit mathematischer Analyse richtig erfassen läßt und durch die Wahl eines bestimmten Intervalls vielfach verwischt wird, so ergeben sich doch sehr interessante Tatsachen, die in Isophasen- und Isoamplitudenkarten anschaulich dargestellt sind. Während die Verteilung der Amplituden nicht so bedeutungsvoll erscheint, zeigt sich als besonders charakteristisch für die einzelnen

Schwingungen der Isophasenverlauf, der in verschiedenen Typen immer wiederkehrt. Es sind dies folgende: 1. Geradlinige Wellenfronten (für  $n = 8, 15, 22$ ). 2. Einzelne Amphidromie ( $n = 7, 12$ ). 3. Zwei Amphidromien mit entgegengesetztem Umlaufsinn ( $n = 14, 18, 19$ ). 4. Zwei Amphidromien mit gleichem Umlaufsinn ( $n = 6, 13, 20$ ). 5. Rinne kleiner Amplituden ( $n = 10, 11, 17$ ). Die Zentren der Amphidromien sind immer Gebiete mit kleinen Amplituden, während die Gebiete mit konstanten Phasen große Amplituden zeigen. Für  $n = 18$  wurde auch das vorhergehende und das nachfolgende Jahr untersucht und für jede Epoche gänzlich verschiedenes Verhalten gefunden, woraus zu schließen ist, daß sich der Schwingungszustand sehr schnell und gründlich von Jahr zu Jahr ändert. Um diese zeitliche Änderung zu studieren, wurde die Untersuchung der 20-tägigen Welle in Analysenintervallen von 120 Tagen für 5 Jahre vom 1. VII. 1924 an durchgeführt. Die Darstellung der Ergebnisse in Isophasen- und Isoamplitudenkarten zeigt im allgemeinen einen Wechsel von Ost—West- und West—Ost-Wanderung der 20-tägigen Welle. Der Vorgang entwickelt sich allmählich und scheint seinen Höhepunkt in der Ausbildung einer ausgebreiteten stehenden Schwingung zu finden, um dann wieder umzuschlagen. Dazwischen gibt es Zeiträume, in denen die 20-tägige Welle nicht deutlich hervortritt.

*F. Steinhäuser.*

**B. Gutenberg and C. Richter.** Pseudoseismas caused by abnormal audibility of gunfire in California. Gerlands Beitr. 31, 155—157, 1931, Nr. 1/3. Die Verff. berichten von Klirren und Springen von Fensterscheiben, Rütteln von Türen und anderen Geräuschen, die in der Nacht vom 27./28. Januar 1930 von vielen Orten Südkaliforniens gemeldet wurden und zunächst für Auswirkungen eines Erdbebens gehalten wurden. Da aber die seismischen Stationen in diesen Gebieten keine Beben zur fraglichen Zeit verzeichneten, andererseits aber festgestellt wurde, daß in 110 km Entfernung von der Küste ein Kriegsschiff Schießübungen hielt, liegt die Annahme nahe, daß es sich hier um abnormale Schallwellen handelt, die in einer Zone von 150 bis 300 km von der Schallquelle gehört wurden. Für ungefähr 260 km Entfernung betragen die Laufzeiten  $12\frac{1}{2}$  bis 13 Minuten in guter Übereinstimmung mit ähnlichen Beobachtungen in Europa.

*F. Steinhäuser.*

**Rudolf Geiger und Hermann Zierl.** Köppens Klimazonen und die Vegetationszonen von Afrika. Gerlands Beitr. 33 (Köppen-Band II), 292—304, 1931. Geiger und Zierl wenden sich gegen folgende Einwände, die gegen die Klimaklassifikation von Köppen erhoben werden: 1. Zu kompliziertes System. 2. Geographische Breite und Seehöhe lassen sich nicht in ein Schema bringen. 3. In kleineren Gebieten trifft die Klassifikation nicht ganz zu. Es wird hingewiesen, daß die Köppensche Klimateilung, die zwar auf pflanzengeographischen Verhältnissen beruht, nicht überall vollständig übereinstimmen kann, weil außer dem Klima noch andere Einflüsse wirksam sind, wie Mikroklima und Boden, Menscheneingriffe u. a. m. Die Verff. geben die Anregung, die von Köppen aufgestellten gut umrissenen und definierten Klimazonen der Erde als Grundlage großklimatischer Untersuchungen anzunehmen und „die Erforschung der Beziehung zwischen Köppenschen Klimazonen und Vegetation als eine neue gegebene Aufgabe“ zu betrachten. Als Beispiel wird ein Vergleich der Klima- und Vegetationszonen von Afrika angeführt, der eine überaus befriedigende Übereinstimmung zwischen Köppenschemata und Natur ergibt. Ermöglicht wurde diese Betrachtung durch eine von H. L. Shantz und C. F. Marbut (The vegetation and soils of Africa. Americ. Geogr. Soc. Res. Ser. No. 13. New York 1923) erschienene vorzügliche, detaillierte Vegetationskarte im Maßstab 1:10 Millionen, welche die Vegetation nach ihrem augenblicklich angetroffenen Zustand ohne Rücksicht auf spezielle



klimatische Fragen klassifiziert. Als Ergebnis dieses Vergleiches wurde gefunden, daß die Klimate mit sehr viel Wärme und Feuchtigkeit und die Klimate mit geringer Wärme und Feuchtigkeit überall gleiche Vegetationsverhältnisse aufweisen, während Klimate mit starken jährlichen Niederschlagsschwankungen mehr Verschiedenheit im Pflanzenwuchs aufweisen, was Geiger und Zierl auf eine unter diesen Verhältnissen stärkere Auswirkung des Bodens zurückführen.

*H. Tollner.*

**Filippo Eredia.** Sull' umidità relativa in Italia. Gerlands Beitr. 33 (Köppen-Band II), 286—291, 1931. Eredia gibt für die Periode 1880—1929 eine monatweise Zusammenstellung der relativen Feuchtigkeit an 25 über ganz Italien ziemlich gleichmäßig verbreiteten Stationen. Während in Mitteleuropa das Maximum im Sommer, das Minimum der relativen Feuchtigkeit im Winter auftreten, ist in Italien das Minimum im Sommer und das Maximum im Winter. Die jahreszeitliche Amplitude der relativen Feuchtigkeit ist im Innern Italiens größer als an den Küsten, wo geringe Winterwerte höheren Sommerwerten gegenüberstehen. Die größten Unterschiede der Feuchtigkeit zeigen Foggia und Bologna mit 32 bzw. 30 % im 50-jährigen Mittel. Die mittlere Amplitude der relativen Feuchtigkeit aller 25 von Eredia angeführten Stationen beträgt 20 %. Die Erklärung des Ganges der relativen Feuchtigkeit in den einzelnen Monaten des Jahres hängt mit dem Regime Italiens zusammen (Maximum im Herbst—Frühling, Maximum im Frühwinter). Einen vollständig anderen Gang der relativen Feuchtigkeit als Italien als Ganzes besitzt die ligurische Küste mit einem Maximum im Sommer, Minimum im Winter und einer Amplitude von bloß 5 %. Die Ursache dieser großen winterlichen Lufttrockenheit (rund 60 %) ist auf die adiabatische Erwärmung der von den ligurischen Alpen und vom ligurischen Apennin im Winter herabkommenden Kaltluft zurückzuführen.

*H. Tollner.*

**Alexander Dieckmann.** Schneefall und Schneedecke im singulären Gang. Meteorol. ZS. 48, 175—179, 1931, Nr. 5. Die bisherigen Untersuchungen über Schneeverhältnisse sind darauf beschränkt, zwischen extremen oder mittleren ersten und letzten Terminen Zahlenwerte entweder nur für das ganze Jahr, oder für einzelne Monate oder Dekaden zu geben. Wie aber gestaltet sich im einzelnen außerhalb dieser Grenzen der jährliche Gang von Schneefall und Schneedecke, wie verhält sich ihr Kurvenverlauf zueinander, und wie macht sich die Abhängigkeit vom Gange der Lufttemperatur bemerkbar? Wenn die Verschiebung der Luftmassen über einer Gegend einer gewissen Periodizität nicht entbehrt, dann sollten die in großer Regelmäßigkeit eintretenden Wärmerückfälle in den täglichen Häufigkeitswerten der Schneedecke, zumindest in der mittleren Schneedeckenhöhe zum Ausdruck kommen. Verf. unternimmt nun den Versuch, in täglichen Häufigkeits- und Mittelwerten die gestellten Fragen für Potsdam zu beantworten, wobei die Beobachtungen des Potsdamer Observatoriums aus dem 30-jährigen Zeitraum von 1896/97 bis 1925/26 verwendet werden, um zur Prüfung der Methode gänzlich gesichertes Material zur Grundlage zu haben. Die Auflösung nach täglichen Werten und gleichzeitige Interpretation der gegenseitigen Abhängigkeiten der Kurven zeigt eine außerordentliche Mannigfaltigkeit der Schneeverhältnisse.

*L. Tuwim.*

**Heinz Runge.** Zur Frage der Umwandlung einer kalten Antizyklone in eine warme. Meteorol. ZS. 48, 375—382, 1931, Nr. 10. Verf. verweist auf die demnächst erscheinende Dissertation „Stationäre warme und kalte Antizyklonen in Europa“ auf Grund von Untersuchungen über Höhenlage und Temperatur der Stratosphäre in Hoch- und Tiefdruckgebieten, auf die Antizyklonenuntersuchungen Palméns, auf die voneinander abweichenden Erklärungen von

Mügge, Emden und Simpson hinsichtlich der relativ hohen Temperaturen und der geringen Höhe der polaren Stratosphäre wie der niedrigen Temperaturen und hohen Lage der Stratosphäre in südlichen Breiten. An einem Beispiele zeigt er dann, daß das dynamische Absinken in der unteren Troposphäre die Luftmassen in der oberen Troposphäre nicht beeinflußt, vielmehr dürfte die Absenkung einem Fortspülen der oberen Massen zuzuschreiben sein. Wandert eine polare Antizyklone nach Süden, so suchen sich ihre Luftmassen in ihren Temperaturen denen der südlicheren anzupassen, wobei es besonders viel auf die Strahlung ankommt; die polaren Luftmassen „assimilieren“ sich also den südlicheren Temperaturen je nach der geographischen Breite und der Geschwindigkeit der Luftmassen untereinander. So liegen oft die Temperaturen der Zyklonenrückseiten höher als die der südlich wandernden polaren Antizyklone, in hochreichenden Antizyklonen beginnt das Windmaximum schon erheblich unterhalb der Stratosphäre. *Blaschke.*

**W. Mörikofer.** Zu Prof. Kestners Föhnbegriff. Meteorol. ZS. 48, 395—396, 1931, Nr. 10. Verf. nimmt Stellung zu einer Arbeit von Prof. Kestner und seiner Mitarbeiter in der „Strahlentherapie“ 41, 171, 1931: „Über eine physiologische Einwirkung des Föhns“. Er beanstandet die Art und Weise, wie Kestner die Temperaturverhältnisse des Föhns ermittelt und daraus den Schluß zieht, daß bei Föhn der Blutdruck beim Menschen auffallend niedrig ist. Mörikofer vermag nämlich an Hand amtlichen meteorologischen Beobachtungsmaterials nachzuweisen, daß an den in Frage stehenden Tagen zu Muottas Muragl gar kein Föhn herrschte, sondern Kaltlufteinbrüche bzw. eine instabile Gewittersituation. Die beobachteten Blutdrucksenkungen dürften demnach eher eine Folge schneller Luftdruckschwankungen gewesen sein, wie sie an den Grenzflächen verschiedenartiger Luftkörper auftreten können. *Blaschke.*

**R. Streiff-Becker.** Warum steigt der Föhn in die Täler herab? Meteorol. ZS. 48, 393—394, 1931, Nr. 10. Verf. widerlegt die Einwendungen von v. Ficker gegen seine Föhntheorie, die nicht mit „Leewirbeltheorie“, sondern eher mit „Vakuumentheorie“ zu bezeichnen wäre. Die Erscheinungen beim echten Talföhn widersprechen nicht seiner Theorie, im Gegensatz zu früheren Anschauungen nach Billweilersen. Die „Innsbrucker Föhnstudien“ v. Ficker stehen nicht im Widerspruch zu den Beobachtungen des Verf., da sie sich auf die Ostalpen, die Beobachtungen des Verf. aber auf die echten Talföhne der zentralschweizerischen Alpen beziehen. Es ist ein Unterschied zu machen zwischen dem Tiefdruckföhn und dem Hochdruckföhn, eine Unterteilung jenes in den Alpentäl- und den Vorlandföhn, denn beide sind zwei verschiedene Winde, die allerdings gemeinsamen Ursprungs sind. Jedenfalls weht bei echtem Talföhn immer Sturm über dem Gebirge und der plötzliche wie heftige Höhenwind über der trägen Kaltluft des Talgrundes erzeugt einen luftverdünnten Raum und die Folge ist ein Föhneinbruch mit seinen Begleiterscheinungen. *Blaschke.*

**H. v. Ficker.** Bemerkung zur vorstehenden Mitteilung. Meteorol. ZS. 48, 394, 1931, Nr. 10. Infolge des scharfen Unterschiedes von R. Streiff-Becker zwischen ostalpinem Föhn und echtem Talföhn der zentralschweizerischen Alpen (Fickers „Innsbrucker Föhnstudien“ beziehen sich auf die Verhältnisse in den Ostalpen) besteht für den Verf. keine Diskussionsmöglichkeit mehr mit oben genanntem Forscher. *Blaschke.*

**W. Smosarski.** Polarisationsgrad des Himmelslichtes und Lage des neutralen Punktes von Arago. Gerlands Beitr. 27, 426—436, 1930, Nr. 3/4. Vom Verf. wurden Messungen der Polarisation des Himmelslichtes im

Zenit zur Zeit des wahren Unterganges oder Aufganges des Sonnenmittelpunktes bei ganz wolkenlosem Himmel angestellt und daneben auch die Lage des Aragosen Punktes ermittelt. Der Grad der Polarisation wurde mit einem Photopolarimeter von Cornu, die Lage des neutralen Punktes mit einem Pendelquadranten von Busch-Jensen und einem Polaroskop von Savart gemessen. Der Beobachtungsort liegt einige Kilometer nordwestlich der Stadt Posen, die Beobachtungen selbst reichen von August 1927 bis Juli 1930. Die einzelnen Monate haben ein ungleiches Gewicht, verursacht durch die verschiedene Anzahl heiterer Tage. Ferner konnten Morgenbeobachtungen nur im Jahre 1927/28 ausgeführt werden. Die Lage des Aragosen Punktes weist eine jährliche Doppeländerung auf, die nicht für alle Sonnenhöhen gleich ist. Die Extremwerte fallen auf die Solstitien bzw. Äquinoktien; bei einer Sonnenhöhe von etwa  $-2,2^\circ$  verschwindet dieser jährliche Gang, um sich bei noch kleineren Werten der Sonnenhöhe rasch ins Gegenteil des bei Sonnenschein herrschenden zu verkehren. Diese Eigentümlichkeit des jährlichen Ganges für verschiedene Sonnenhöhen in der Nähe des Horizonts ist übrigens eine normale Erscheinung und konnte auch für die Jahre 1917—1927 festgestellt werden. Der Polarisationsgrad weist ebenso einen jährlichen Gang auf, der dem des neutralen Punktes bei tieferen Sonnendepressionen parallel verläuft. Der Verf. gibt auch noch die Korrelationskoeffizienten zwischen dem Gang der Polarisation und dem der Lage des neutralen Punktes an, die den engen Zusammenhang beider Erscheinungen bestätigen. Während die Tatsache, daß der neutrale Punkt bei höherem Polarisationsgrad, also reinerer Luft, sinkt, wie es bei Sonnenhöhen über  $-2,2^\circ$  der Fall ist, sich ohne weiteres aus der Theorie von Rayleigh erklären läßt, führt der Verf. das gegensätzliche Verhalten bei negativen Sonnenhöhen unter  $-2,2^\circ$  auf die sekundäre Diffusion des Lichtes im beschatteten Raum der Erdatmosphäre zurück. Optisch reinere Luft scheint also nach den Beobachtungen die Wirkung der sekundären Diffusion im beschatteten Raum zu begünstigen. Außer dem jährlichen Gang wird auch noch die aperiodische Änderung der Lage des neutralen Punktes und der Polarisation während des Beobachtungszeitraumes untersucht. Es zeigte sich, daß nach anfänglich hohen Werten der Polarisation eine starke Abnahme eintritt, die auf eine besondere Trübung der Atmosphäre hinweist. Diese Trübungserscheinungen werden vom Verf. in Zusammenhang gebracht mit Störungen der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre, wie sie durch die seit Herbst 1928 aufgetretenen Witterungsanomalien angezeigt werden.

*M. Toperczer-Wien.*

**B. Sandmann.** Beiträge zur Schallfortpflanzung, im besonderen zur Schallbeugung und anomalen Schallfortpflanzung. Gerlands Beitr. 28, 241—278, 1930, Nr. 1/3. Die vorliegende Arbeit liefert einige Beiträge zur Frage der anomalen Schallfortpflanzung, indem zur Erklärung besonders das Phänomen der Schallbeugung in der freien Atmosphäre herangezogen wird. Nach einleitenden Betrachtungen, die sich an die Theorie der Schallbeugung von Rayleigh anschließen, wird auf die Ausbreitungsverhältnisse des Schalls in der Atmosphäre eingegangen. Es werden die drei wesentlichen Fälle der Schallgeschwindigkeitsverteilung behandelt, daß diese nämlich entweder in allen Höhen gleich ist, mit wachsender Höhe zu- oder abnimmt. Verschiedene Beispiele liefern dann eine Ergänzung der dargelegten Ansichten. Zur Stützung der im übrigen nicht quantitativ durchgeführten theoretischen Ansichten werden noch die Erfahrungen, die anlässlich von Sprengversuchen über die Ausbreitung des Schalls gewonnen wurden, herangezogen.

*M. Toperczer-Wien.*

**E. V. Newnham.** Measurement of Pressure and Temperature in the Upper Atmosphere. Nature 128, 878—879, 1931, Nr. 3238. *H. Ebert.*

**A. Piccard und P. Kipfer.** Eisnadelwolken in der Stratosphäre. *Helv. Phys. Acta* 4, 374, 1931, Nr. 6.

**R. Mecke.** The photochemical ozone equilibrium in the atmosphere. *Trans. Faraday Soc.* 37, 375—377, 1931, Nr. 8 (123). *H. Ebert.*

**Louis Baudin.** Variation des échanges respiratoires des poissons en fonction de la pression atmosphérique et de la température. *Mém. soc. vaud.* 4, 1—40, 1931, Nr. 1 (Nr. 24). Verf. geht erst auf Methoden (Fällen 1. der ganzen  $\text{CO}_2$  des Wassers durch ammoniakalisches  $\text{BaCl}_2$ , 2. Methode von Nicloux in *Bull. Soc. Chim. biol.* 9, 758, 1927, Nr. 7, 3. durch Barium) der Bestimmung von Sauerstoff und Kohlensäure in Wasser ein. Dann sucht er die Schwankungen des Austausches wie des Atmungskoeffizienten von Fischen als Funktion des atmosphärischen Druckes aufzufinden. Aus seinen graphischen Darstellungen dieser Vorgänge ergibt sich, daß Fische gegen Unterdruck empfindlicher als gegen Überdruck sind. Schwankungen des Luftdrucks empfinden sie, bei niedriger Temperatur (zwischen 3 und 8°) innerhalb 48 Stunden, bei höherer dagegen in kürzerer Zeit. Bei Überdruck ist erst eine stärkere  $\text{CO}_2$ -Produktion (gegenüber einem geringeren  $\text{O}_2$ -Verbrauch) als Zeichen einer inneren Oxydation zu beobachten, bei Unterdruck aber eine größere Absorption von  $\text{O}_2$ . Es stellen sich mit der Temperatur Veränderungen im Atmen ein, und zwar sehr geringe gegen 0°, maximale gegen 30°. *Blaschke.*

**Helge Petersen.** Über die Ursache der engen Korrelation des atmosphärischen Ozongehaltes zu den meteorologischen Verhältnissen. *Gerlands Beitr.* 32, 428—433, 1931. Die große Korrelation zwischen Ozongehalt und Luftdruck in der Tropopause sucht der Verf. durch zyklonale bzw. antizyklonale Strömung in der Ozonschicht zu erklären. Eine Senkung der Niveaufläche in der Troposphärenengrenze bewirkt eine zyklonale Strömung, die sich zufolge der geringen kinematischen Zähigkeit, die in dieser Schicht nach Chapman und Milne sehr klein ist und erst in 60 km Höhe wieder die Bodenwerte annimmt, bis in die Ozonschicht fortsetzen kann und dort im Zentrum der Zyklone Ozon ansaugt. Den entgegengesetzten Effekt mußte natürlich eine Hebung der Niveaufläche an der Troposphärenengrenze bewirken. Dies scheint eine Erklärung der negativen Korrelation zwischen Ozongehalt und Luftdruck in der Tropopause zu geben. *F. Steinhäuser.*

**Friedrich Lauscher.** Ein Beitrag zur Anwendung des projizierten Trübungsfaktors. *Gerlands Beitr.* 30, 136—141, 1931, Nr. 1/2. Der Linke'sche Trübungsfaktor gibt an, um wieviel mal die wasserdampfhaltige, getrübe Luft strahlungsschwächend wirkt als ganz reine und wasserdampf-freie Luft von der gleichen durchstrahlten Luftmasse  $m$ . Er ist also ein durchschnittliches Maß für die spezifische Trübung der Luft über dem Beobachtungsniveau. Will man die Trübung in einem absoluten Maß, also vergleichbar für alle Seehöhen festlegen, so nimmt man nach Feussner und Dubois als Vergleichsgrundlage für Messungen in beliebigen Seehöhen die bei gleicher Sonnenhöhe und ganz reiner Luft im Meeresniveau (760 mm Luftdruck) geltenden Extinktionskoeffizienten. Man denkt sich zu diesem Zweck die über einem Niveau liegende Trübung über die ganze Lufthöhe vom Meeresniveau bis zur Atmosphärenengrenze irgendwie eingelagert und erhält so eine „projizierte Sonnenstrahlungsintensität“, deren Größe man sich dadurch ermitteln kann, daß unterhalb des Messungsniveaus nur mehr die

Zerstreuung ganz reiner Luft wirksam ist. Behandelt man diese projizierte Intensität wie eine im Meeresniveau gemessene Intensität, so entspricht ihr ein „projizierter Trübungsfaktor“ nach Feussner und Dubois. Ein Rechenverfahren für den projizierten Trübungsfaktor wird angegeben und mit Hilfe von Beobachtungen auf der Kanzelhöhe einige Beispiele berechnet. Es ergeben sich Unterschiede zwischen den gewöhnlichen Trübungs Faktoren und den projizierten von etwa 0,06 bis 0,10. Schließlich wird eine Tabelle der Sonnenstrahlungsintensitäten in Abhängigkeit von der Sonnenhöhe und dem projizierten Trübungs faktor gegeben.

*F. Lauscher-Wien.*

**Friedrich Lauscher.** Himmelsblau und Trübungs faktor. Gerlands Beitr. 32, 106—112, 1931. Auf Grund von 704 Messungen der Sonnenstrahlung im Jahre 1930 in Mitteleuropa an den Stationen Breslau, Taunus, Potsdam, Wyk auf Föhr, Wahnsdorf bei Dresden, Schömberg und Wien findet man eine ganz befriedigende Übereinstimmung der Beziehung zwischen Himmelsblau (nach Ostwald-Linke) und Trübungs faktor, die man durch die Formel  $B = 15,3 - 18,2 \log T$  darstellen kann. (*log* bedeutet den Zehnerlogarithmus!) Man erhält eigentlich zwei verschiedene Beziehungen, je nachdem, ob man Gruppenmittel nach Blaustufen oder nach Trübungs faktorstufen bildet. Beispielsweise entspricht einem Blau 10 der Trübungs faktor 2,0, einem Trübungs faktor 2,0 aber ein Blauwert 7 bis 8. Der Autor hält die Ordnung nach den Blaustufen für die zweckmäßigere. Für obige Formel sind die älteren Trübungs faktoren nach F. Linke zugrunde gelegt zu denken. Bei der Abänderung der Formel wegen der Erhöhung der Trübungs faktoren nach Feussner und Dubois um etwa 25 % ist leider ein Rechenfehler unterlaufen. Die richtige Formel muß lauten  $B = 17,1 - 18,2 \log T'$ , wobei hier der neuere Trübungs faktor einzusetzen ist. Für  $T' = 1$  würde nun bei allerdings nicht als begründet erwiesener Extrapolation der Formel ein weit höherer Blauwert, als er nach Ostwald anzunehmen ist, resultieren, was mehr mit den Ergebnissen von H. Lipp übereinstimmt, der auf der Zugs Spitze (3000 m) fast immer ein höheres Blau als 14 schätzte.

*Friedrich Lauscher-Wien.*

**Herbert H. Kimball.** Solar radiation intensities in arctic regions. Gerlands Beitr. 32, 100—105, 1931. Eine Zusammenstellung der meisten bisherigen Strahlungsmessungen in arktischen Gegenden. Bisher beobachteten in Abisko (Schweden) Lindholm und Funke, in Jokkmokk (Schweden) Stenz, in Rovaniemi (Finnland) Lunelund, auf dem Mount Evans (Grönland) Kallquist und andere, auf Green Harbor (Spitzbergen) Sverdrup. Die älteste Messungsreihe stammt von Westman und wurde in Treurenberg auf Spitzbergen gewonnen. Trotz des niedrigen Sonnenstandes bewegen sich die gefundenen Sonnenstrahlungsintensitäten auf die zu den Strahlen stets senkrechte Fläche ganz innerhalb der Grenzen, die auch in den gemäßigten Breiten gefunden werden. Dies spricht für Luftreinheit. Nur etwa 3 % der Solarkonstante scheinen in den arktischen Gegenden auf die Strahlungsschwächung durch die Dunst- und Staubpartikel zurückzuführen zu sein. Registrierungen der Gesamtstrahlung auf die Horizontalfläche in Green Harbor ergaben weit geringere Schwankungen als in mittleren Breiten. (Dies gilt für Wochen-, eventuell auch für die Tagessummen. Die höchste Tagessumme war 652 cal, die Monatssumme im Juni etwa 16 500 cal).

*Friedrich Lauscher-Wien.*

**Anton Huber.** Sonnenschein an Niederschlagstagen. Gerlands Beitr. 33 (Köppen-Band II), 118—124, 1931. Da die Angabe der monatlichen Niederschlagstage oft dazu führt, sich ein falsches Bild von den Sonnenscheinverhältnissen bestimmter Orte zu machen, wird vorgeschlagen, das Verhältnis der Sonnenscheindauer an Niederschlagstagen zur Sonnenscheindauer des betreffenden

Monats zu bilden. Dieses Verhältnis setzt uns in Verbindung mit der Anzahl der Niederschlagstage in Kenntnis, wie der wirkliche Wettercharakter des Monats war, ob Landregen oder böiger Regen vorherrschten. *F. Steinhäuser.*

**R. Spitaler.** Über die solare Bestrahlung der Erde. Gerlands Beitr. 31, 281—290, 1931, Nr.1/3. Die Formel  $S_m = S/B$  gibt gegenüber der Formel  $S_m = S/U$  die richtigen Werte der mittleren Bestrahlung eines Breitenkreises ( $S$  = Gesamtbestrahlung des bestrahlten Teiles eines Breitenkreises an einem Tag,  $B$  = Länge des bestrahlten Bogens,  $U$  = Umfang des Breitenkreises.) Die Bestrahlungsverhältnisse nach diesen und nach Hopfners Formeln werden für verschiedene Breitenkreise diskutiert. *F. Steinhäuser.*

**E. Zinner.** Die Durchsichtigkeit der Luft zu Bamberg, Davos, Muottas Muraigl und Gornergrat. S.-A. Astr. Nachr. 243, 262—279, 1931, Nr. 5825. *H. Ebert.*

**W. Külb.** Die Schwächung sichtbarer und ultraroter Strahlung durch künstliche Nebel und ihre Wirkung auf die Sicht. Ann. d. Phys. (5) 11, 679—726, 1931, Nr. 6. Gemessen wird die Lichtschwächung in künstlichen Nebeln (Säurenebel, Chlorzinknebel, Schwarznebel, Silicium- und Titanetetrachloridnebel, Kalizuckerrauch) in Abhängigkeit von der Wellenlänge im Spektralbereich 0,4 bis 4  $\mu$ . Dabei wurde ermittelt, wie sich die Gesamtschwächung auf Streuung und Absorption verteilt. Die Schwächungskoeffizienten sämtlicher untersuchter Nebel haben ein Minimum bei etwa 2,8  $\mu$ ; bei dieser Wellenlänge ist für Säurenebel die Schwächung rund 20 mal kleiner als für sichtbares Licht; bei den anderen Nebeln ist der Unterschied etwas geringer. Die Meßergebnisse werden mit den Forderungen der Theorie verglichen, und weiterhin wird eingehend besprochen, welche praktischen Folgerungen für die Verbesserung der Sicht in Nebeln aus ihnen gezogen werden können. *Gudden-Erlangen.*

**Fernando Sanford.** On a possible explanation of the difference in wave-lengths of the spectral lines of a given element produced on the sun and on the earth. Science (N. S.) 74, 412—413, 1931, Nr. 1921. Ein Versuch, die Verschiedenheit der Wellenlängen von der Sonne stammender Spektrallinien durch ein dort herrschendes elektrostatisches Feld zu erklären. *Schmerwitz.*

**F. Schembor.** Ergebnisse von Helligkeitsmessungen mit der Kaliumzelle in der Dämmerung. Gerlands Beitr. 28, 279—292, 1930, Nr.1/3. Vom Verf. wurden im Jahre 1928 auf der Stolzalpe in Steiermark ( $\varphi = +47^{\circ} 8'$ ,  $\lambda = -14^{\circ} 12'$ ,  $h = 1160$  m) mit einer filterlosen Kaliumzelle Messungen der wirksamen Lichtintensität in der Zeit der Abenddämmerung durchgeführt. Während in anderen Meßreihen Beobachtungen bis höchstens  $-8^{\circ}$  vorgenommen wurden, gelang es, mittels der Kaliumzelle die Messungen bis zu Sonnenhöhen von  $-14^{\circ}$  auszudehnen. Die Ergebnisse der Messungen lassen sich in der Form:  $\log J = a(1 + \sin^2 z) + b$  darstellen, worin  $J$  die Helligkeit,  $z$  die Zenitdistanz der Sonne bedeuten. Auch die Messungen anderer Autoren passen gut in diese Darstellung. Weitere Versuche nach einer photographischen Methode sind im Gange.

*M. Toperczer-Wien.*

## Geophysikalische Berichte

**P. Heidke.** Umkehr und Wende. Meteorol. ZS. 48, 432, 1931, Nr. 11. Die mathematisch bekannten Definitionen für Maxima, Minima, hier Umkehrpunkte genannt, und Wendepunkte der Funktion  $y = f(x)$ , die sich aus den  $n$  Ableitungen ergeben,  $d^i y/dx^i = 0$  ( $i = 1, 2, \dots, n$ ), wobei  $i$  ganze positive Zahlen sind und die Umkehrpunkte den ungeraden, die Wendepunkte den geraden Werten von  $i$  entsprechen, werden anschaulich dargestellt. Bei einer Parallelverschiebung des Koordinatensystems bleibt die Lage der Umkehr- und Wendepunkte auf der Kurve unverändert. Eine Drehung des Koordinatensystems ändert die Lage der Umkehrpunkte auf der Kurve, nicht die der Wendepunkte. Den Meteorologen wird die Unterscheidung der Begriffe „Umkehr“ und „Wende“ in dieser mathematischen Schärfe anempfohlen.

*Tollert.*

**O. Baschin.** Die Arktisfahrt des Luftschiffes „Graf Zeppelin“. Naturwissensch. 20, 6—13, 1932, Nr. 1. Diese Arbeit ist bereits nach der Meteorol. ZS. besprochen.

*H. Ebert.*

**H. v. Ficker.** Von Hann bis Exner. Meteorol. ZS. 48, 454—461, 1931, Nr. 12. Festvortrag auf der 17. Versammlung der D. meteorologischen Ges., Wien, Sept. 1931.

*Scheel.*

**Rolin Wavre.** Del'échelle humaine à l'échelle terrestre (à propos des courants de sima). Arch. sc. phys. et nat. (5) 13, 1931, Juli/Aug. (C. R. Genève 48, 71—73, 1931, Nr. 2.)

*H. Ebert.*

**P. Sawicky.** Die Schwere und Geologie in Kaukasien. ZS. f. Geophys. 7, 318—323, 1931, Nr. 7/8.

*Scheel.*

**Mituo Syôyama.** A Method of Laboratory Device to Record the Period of a Pendulum Motion. Science Rep. Tokyo Univ. Phys. Inst. 1, 145—147, 1931, Nr. 12. Zur Registrierung der Schwingungen eines Pendels wird ein neues Verfahren mitgeteilt. Das Pendel schwingt zwischen zwei Flachspulen; besteht die vertikal angenommene Pendellinse aus Metall oder ist sie mit einem metallischen Überzug versehen, so werden durch die Schwingungen des Pendels Induktionsänderungen erzeugt, die mit Hilfe einer geeigneten, ausführlich beschriebenen Funkapparatur und eines Postrelais zur Betätigung der Federn eines Schreibchronographen verwendet werden. Im Vergleich zu der von Lejay angegebenen Registrierung mittels sogenannter kapazitiver Kontakte, d. h. mittels hochfrequenter elektrischer Schwingungen, besitzt das vom Verf. angegebene Verfahren den Vorzug, daß keine Stifte, Platten und dergl. am Pendel angebracht zu werden brauchen. Über die Genauigkeit bzw. über die Stabilität der Registrierungen werden keine Angaben gemacht.

*Schmehl.*

Beobachtungsverfahren und Apparaturen für sehr genaue relative Schwere- und Zeitmessungen. Ergänzt.-Hefte f. angew. Geophys. 2, 131—307, 1931, Nr. 2/3. I. O. Meisser. Pendel und Schwingungsdauer-Beobachtungsverfahren. S. 131—204. II. H. Martin. Das photographische Koinzidenzverfahren und das Pendel als Zeitmesser. S. 204—265. III. Th. Gengler. Das freie Pendel als Zeitnormale äußerster Präzision. S. 266—307. Die Genauigkeit von  $10^{-6}$  der Pendelmessungen reicht für viele Fragen der Geophysik und Astronomie nicht aus, es ist eine Genauigkeit von  $10^{-7}$  zu erstreben. In Umfang und Darstellungsweise einer Monographie wird über das Instrumentelle und Beobachtungstechnische sehr genauer Pendelmessungen berichtet, insbesondere über die in der Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Jena, entwickelten Apparaturen. Über Schweremessungen im Felde werden keine Angaben gemacht. Inhalt: I. Pendel

und Schwingungsdauer-Beobachtungsverfahren (Anwendungsgebiete, Pendelform, Minimalpendel, bewegliche Massen, Abgleichen, Pendelschneide, Temperaturkoeffizient, Schwingungsdauer-Beobachtungsverfahren, Pendelapparat). II. Das photographische Koinzidenzverfahren und das Pendel als Zeitmesser (Vergleichung zweier Schwingungsdauern, Schwebungs- und Koinzidenzverfahren, Apparatur, Auswertung, Vergleich einer Pendeluhr mit einem frei schwingenden Pendel, Amplitudenkorrektion, Einfluß eines Magnetfeldes, Bestimmung der Schwingungsdauer einer Stimmgabel, Pendel als Zeitmesser). III. Das freie Pendel als Zeitnormale äußerster Präzision (bisher erreichte Genauigkeit, Präzisionsuhren, Zeitmessungen, Chronographen hoher Präzision, berührungsfreier Kontakt, lichtelektrischer Kontakt). IV. Literaturverzeichnis. *K. Jung.*

**F. Holweck.** Nouveau modèle de pendule Holweck-Lejay. Valeur de la gravité en quelques points de la France continentale et en Corse. Journ. de phys. et le Radium (7) 2, 144 S—146 S, 1931, Nr. 12. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 315.] Siehe auch C. R. 193, 1399—1401, 1931, Nr. 26. Der wesentliche Teil des Schwereapparates von Holweck-Lejay ist ein Stabpendel, dessen unteres Ende mit einer elastischen Feder befestigt ist. Nach Ausführung einiger instrumenteller Verbesserungen ist es gelungen, die Dauer einer Beobachtung auf etwa 12 Minuten (= 300 Schwingungen) herabzudrücken, wobei eine Genauigkeit der Zeitmessung von 0,1 sec genügt, um die Schwere auf  $2 \cdot 10^{-3}$  CGS-Einheiten genau zu erhalten. Messungen auf verschiedenen Stationen von Paris bis Korsika, zum Teil auf Hin- und Rückweg, zeigen befriedigende Übereinstimmung untereinander und mit früheren Pendelbeobachtungen. *K. Jung.*

**J. Haag.** Sur le pendule de gravité. C. R. 193, 1391—1393, 1931, Nr. 26. Theoretische Untersuchungen über die Schwingungsdauer des an einer elastischen Feder aufgehängten oder mit einer elastischen Feder an seinem unteren Ende befestigten Pendels. *K. Jung.*

Casella's improved Fortin Barometer. Journ. scient. instr. 8, 360—361, 1931, Nr. 11. *H. Ebert.*

**W. Marten.** Ein Vorschlag zur Verbesserung des Glaskugelaufographen Campbell-Stokes. Meteorol. ZS. 48, 504—506, 1931, Nr. 12. *Scheel.*

**Jörgen Rybner.** Investigations on the theory of the Galitzin seismograph. A preliminary account. Gerlands Beitr. 31, 259—281, 1931, Nr. 1/3. Der Verf. untersucht die von Wenner angegebene erweiterte Differentialgleichung für den Galitzin-Seismographen mittels der Heaviside-Operatorenrechnung und gibt die allgemeine Lösung für eine beliebige Bodenbewegung als bestimmtes Integral und vollständige Lösungen für Bodenbewegungen von der Form  $x = \sin \omega t$  und  $x = e^{at} \sin \omega t$  beginnend zur Zeit  $t = 0$  mit graphischer Darstellung der Resultate und Anweisung zur raschen Auswertung der Registrierung. *F. Steinhäuser.*

**J. Wilip.** A galvanometrically registering vertical seismograph with temperature compensation. Acta Dorpat (A) 20, Nr. 6, 54 S., 1931. Es wird ein neuer Vertikalseismograph mit galvanometrischer Registriervorrichtung beschrieben. Es handelt sich um ein Instrument, das schon jahrelang erprobt worden ist und auf vielen seismischen Stationen (in Deutschland in Potsdam und Stuttgart) verwendet wird. Es entspricht den Anforderungen, die eine seismische Station erster Ordnung stellt. In der Konstruktion gleicht es den Apparaten von Galitzin. Das Wichtigste ist, wie bei jedem Vertikalseismographen,



die Einrichtung für die Temperaturkompensation. Diese besteht hier in zwei symmetrisch angeordneten flachen Spiralen, die bei Temperaturerhöhung besondere Gewichte nach der Drehachse des Pendels hin verschieben. Bei Temperaturerniedrigung werden die besonderen Gewichte durch die flachen Spiralen von der Drehachse entfernt. Die flachen Spiralen bestehen aus bimetallicischen Streifen von Invar und Messing. Das Messing befindet sich an der Außenseite. Die Streifen sind 4 mm dick und 13 mm breit. Die Theorie, die im Prinzip der Galitzinschen entspricht, ist speziell für den neuen Apparat ausgearbeitet worden. Die Justierung des Apparates und die Konstantenbestimmung sind eingehend behandelt.

*W. Schneider.*

**J. E. Shrader.** A three-dimensional vibrograph. Phys. Rev. (2) **38**, 1923, 1931, Nr. 10. (Kurzer Sitzungsbericht.) Einige Angaben über einen Vibrographen, der auf dem seismographischen Prinzip beruht. Konstruktionsdaten sind nicht mitgeteilt.

*W. Schneider.*

**A. Schlein.** Der „Sonnenschein-Integrator“, ein Instrument zur mechanischen Bestimmung der effektiv möglichen Sonnenscheindauer. Meteorol. ZS. **48**, 499—501, 1931, Nr. 12.

*Scheel.*

**Jean Rey.** De l'invention du périscope. C. R. **193**, 1138—1140, 1931, Nr. 23.

*H. Ebert.*

**A. Piccard.** L'Ascension du F.N.R.S. et son Programme scientifique. Journ. de phys. et le Radium (7) **2**, 148 S—149 S, 1931, Nr. 12. [Bull. Soc. Franç. de phys. Nr. 315.] Verf. berichtet von seinen Zielen beim Aufstieg in 16 000 m Höhe: 1. Beweisführung, daß sich in solchen Höhen im Freiballon mit Meßapparaten Beobachtungen nach wissenschaftlichem Programm ausführen lassen. 2. Messung der Intensität der kosmischen Strahlung in großen Höhen unter möglicher Ausschaltung der Absorption durch die Erdatmosphäre. 3. Bestimmung des elektrischen Zustandes der Atmosphäre, um daraus elektrische vertikale Konvektionsströme in ihrer Ausbreitung quer durch die Atmosphäre ermitteln zu können.

*Blaschke.*

**P. Idrac.** Sur un enregistreur des températures sous-marines. C. R. **193**, 1437—1439, 1931, Nr. 26. Der Apparat besteht aus einem Galvanometer, regelbarer Brücke (Wheatstonesches System) und einer photographischen Registriereinrichtung. Der Metallfaden der Brücke ist so gewählt, daß elektrolytische Erscheinungen dessen Verhalten bei Durchgang elektrischer Ströme im Meerwasser nicht beeinflussen, das Galvanometer ist so empfindlich, daß seine Ausschläge nicht durch Schiffsbewegungen gestört werden. Von ausgeführten Untersee-Temperaturregistrierungen auf der Reede von Villefranche werden an einer Abbildung die Wirkungen der Unterseeundulationen wie die Meerestemperaturen zwischen 0 und 100 m Tiefe gezeigt und besprochen; im Anschluß wird auf die Geeignetheit der Apparatur für derartige Messungen hingewiesen.

*Blaschke.*

**F. Steinhauser.** Beobachtungen zum Städteklima. Meteorol. ZS. **48**, 491—493, 1931, Nr. 12. Verf. berichtet über Temperaturmeßfahrten an klaren, ruhigen Tagen durch Wien, und zwar zur Tages- wie Nachtzeit, und stets über die gleiche Strecke. Das Forschungsauto besaß vor dem Kühler etwa 1 m über dem Boden ein aspiriertes Platinwiderstandsthermometer und in seinem Innern das zugehörige Stromanzeigergerät. Die Temperatur ließ sich in kürzesten Intervallen ablesen, in Kurven darstellen und daraus der Tagesgang der Temperatur in den verschiedenen Stadtgebieten ermitteln. Aus Sonnenstrahlungsuntersuchungen wurde der Einfluß des Großstadtdunstes auf die Schwächung der Strahlungsinten-

sitäten wie die Verteilung des Dunstes festgestellt. Parallelmessungen in Wien und dem Marchfeld gestatteten interessante Vergleiche des Temperaturganges, Meßfahrten durch die Stadt guten Aufschluß über Lage von Dunstmassen über der Stadt bei verschiedenen Winden und hinsichtlich der Absorption der Dunstschicht (sie ist Ursache großer Intensitätsschwankungen). *Blaschke.*

**H. Goldschmidt.** Eine einfache Registriervorrichtung für das Davoser Frigorimeter. Meteorol. ZS. 48, 435—437, 1931, Nr. 11. Das Frigorimeter der Wetterwarte zu Wahnsdorf ist mit einem Hartgummiring versehen und 12 Kontaktknöpfen in gleichem Abstand, die untereinander leitend verbunden sind. Je einen der Kontaktknöpfe berührt nun eine am großen Zeiger der Frigorimeteruhr angebrachte Kontaktfeder immer je nach 5 Minuten Heizzeit; die Kontaktknöpfe selbst sind mit einem 4 Volt-Akkumulator verbunden. In diesem Stromkreis tätigt dann noch ein Relais einen Elektromagneten mit Schreibfeder (sobald die Kontaktfeder am Uhrzeiger einen der Kontaktknöpfe berührt) und sie registriert die Angaben des Frigorimeters. Verf. gibt weiterhin auch einige beachtenswerte Winke für richtige Benutzung des Davoser Frigorimeters. *Blaschke.*

**C. W. Lutz.** Geräte zur Messung und Aufzeichnung des luftelektrischen Spannungsgefälles. Gerlands Beitr. 31, 398—425, 1931, Nr. 4. Eingehende Untersuchungen im künstlichen und natürlichen elektrischen Feld ergaben als zur bequemen und richtigen Absolutmessung des luftelektrischen Spannungsgefälles geeignete Aufstellung radioaktiver Sonden folgende: In eine senkrechte, in den Boden gesteckte Tragstange ist in  $\frac{3}{4}$  ihrer Höhe der Isolator eingebaut, und an ihrem oberen Ende wird ein wagerechter Träger von der halben Länge des senkrechten aufgebracht, der am Ende die horizontal strahlende Sonde trägt. Diese Anordnung vermeidet nicht nur die systematischen Fehler, die sonst vorkommen (verschiedener Abstand des „Bezugspunktes“ von der Sondenoberfläche, Windeinfluß), sondern gibt auch noch den Vorteil einer kleinen Kapazität und damit einer entsprechend kürzeren Ladezeit, entzieht die Isolation den Störungen durch am Boden herumkriechende Insekten und erlaubt auch eine kleinere Packung zum bequemeren Transport. Ein kleines neues Saitengalvanometer und eine leicht transportable photographische Registriervorrichtung dazu werden beschrieben. Beide scheinen für Messungen im Freien und im Flugzeug sehr geeignet.

*F. Steinhäuser.*

**Otto Basehin.** Flüsse und Erdrotation. Der „Senkungseffekt“. Naturwissensch. 20, 63—64, 1932, Nr. 4. *H. Ebert.*

**Anton Bilimović.** Über den Begriff der Erdachse. Gerlands Beitr. 33 (Köppen-Band II), 181—185, 1931. Man kann nicht in dem Sinne von einer Drehachse der Erde sprechen, wie dies bei einem starren Körper gemacht wird. Dafür kann man nach verschiedenen Gesichtspunkten neue Begriffe einführen: die Figuren achse der Erde im Sinn einer Ausgleichung nach der Methode der kleinsten Quadrate; die Trägheitsachse der Erde als Rotationsachse des der Erde angenähert entsprechenden Rotationsellipsoids; die mittlere kinematische Drehachse als Einheitsvektor einer Summe von Einheitsvektoren lokaler, für verschiedene Punkte der Erde bestimmter Drehachsen; die dynamische Erdachse als Achse eines starren Körpers, dessen Moment der Bewegungsgrößen dem des veränderlichen Systems, wie es die Erde ist, gleich wird. *F. Steinhäuser.*

**V. S. Vrkljan.** Zur Frage des neuen Hagenschen Beweises für die Drehung der Erde. ZS. f. Geophys. 7, 360—366, 1931, Nr. 7/8. Nach J. G. Hagen (Phys. Ber. 12, 116, 1931) gibt der Foucaultsche Pendelversuch zwei unabhängige Beweise für die Rotation der Erde. Der zweite Beweis besteht

in dem Auftreten der ovalförmigen Spirale Vivianis am Ende des Versuchs, wenn die Schwingung nur noch kleine Amplituden hat. Die Erklärung sucht Hagen darin, daß dem Foucaultschen Pendel beim Loslassen eine tangentielle Geschwindigkeit im Inertialsystem gegeben wird und hierdurch bei konstantem Flächeninhalt der Schwingungsfigur diese schließlich zur Vivianischen Spirale umgeformt wird. Wie der Verf. des vorliegenden Artikels an Hand theoretischer Ableitungen nachweist, ist der Flächeninhalt der Schwingungsfigur auch nicht angenähert konstant, sondern nimmt von Anfang an monoton bis zu Null ab. Die Schwingungsfigur bleibt lang gestreckt und nur die Richtung, in der sie durchlaufen wird, stimmt mit dem Umlaufssinn in der Vivianischen Spirale überein. Diese Endfigur des Foucaultschen Pendelversuchs tritt nach Versuchsergebnissen nicht immer auf. Besondere, noch unerkannte Umstände müssen ihr Auftreten herbeiführen. *K. Jung.*

**O. Baschin.** Räumliche und zeitliche Verteilung der Helligkeit auf der Erde. *Naturwissensch.* 20, 23, 1932, Nr. 1. Der von der Sonne direkt bestrahlte Teil der Erdoberfläche ist um einen erheblichen Bruchteil größer als der nicht bestrahlte, und zwar deshalb, weil uns die Sonne nicht als leuchtender Punkt, sondern als Scheibe erscheint, ferner die atmosphärische Refraktion die Bestrahlungsdauer verlängert und die Reflexion die Dämmerung verursacht. Daher ist von der gesamten Erdoberfläche stets nur etwa ein Drittel völlig dunkel und mehr als ein Siebentel im Dämmerungsgürtel gelegen. Infolge der Schiefe der Ekliptik der Erde ändern sich die Beleuchtungsverhältnisse jedes Ortes mit der Jahreszeit, am meisten in hohen Breiten. In dieser Hinsicht schuf W. Me in a r d u s graphische Tafeln für die Zonen von 50 bis 90°, S. W. B o g g s solche für die ganze Erde von 10 zu 10 Breitengraden. Dessen Tabelle 1 und 2 gibt Baschin wieder und verweist auf die anschauliche Darstellung der Helligkeitsunterschiede in Tabelle 2, welche die Dauer der Sonnenbestrahlung, Dämmerung und völliger Finsternis, sowie die Zunahme der Tageslängen polwärts zur Zeit des Äquinoktiums erkennen lassen. *Blaschke.*

**H. P. Berlage, jr.** Zur theoretischen Begründung der Lage der Rossbreiten. *Meteorol. ZS.* 48, 425—430, 1931, Nr. 11. Verf. versucht eine Grenzlösung der atmosphärischen Bewegungsgleichungen für die Oberfläche der Erde und geht dabei von den Bewegungsgleichungen von Exner aus (*Dynam. Meteorol.* 2. Aufl., S. 33). Er gelangt dabei zu Beziehungen, wie sie Oberbeck für reine Horizontalbewegungen und willkürlichen Verlauf der Isobaren ableitete, findet in mittleren Breiten die Störungszone der Depressionen, die Gleichung für die Energiemenge der Erde, wenn sie an ihrer Oberfläche gleichtemperiert wäre, und ähnliche formelmäßige Darstellungen. *Blaschke.*

**V. Chlopin.** Sur la géochimie des gazes nobles. *C. R. Leningrad* 1931, S. 296—303, Nr. 11 (russisch).

**R. Delaby, R. Charonnat et M. Janot.** La radioactivité des eaux de quelques sommets des Vosges. *C. R.* 193, 1434—1436, 1931, Nr. 26.

**C. S. Piggot and H. E. Merwin.** Radium in rocks. IV. Location and association of radium in igneous rocks. *Sill. Journ.* (5) 23, 49—56, 1932, Nr. 133. *H. Ebert.*

**A. C. Longden.** On the absolute determination of gravity. *Phys. Rev.* (2) 38, 1920, 1931, Nr. 10. (Kurzer Sitzungsbericht.) Das für absolute Schwere-messungen gebaute Pendel hat keine scharfen Schneiden, sondern rollt auf seinem Lager ab. Die Pendelstange ist aus Quarz. Die Schwingungsdauer wird nach einem nicht näher angegebenen Verfahren direkt bestimmt, und es erscheint dem

Verf. die Koinzidenzmethode als unzweckmäßig. Auch die Registrierung der Pendelschwingungen scheint ihm nicht von störenden Einflüssen frei zu sein. Eine verbesserte Methode zur Bestimmung der Pendellänge wird angedeutet. *K. Jung.*

**E. A. Glennie.** Gravity Anomalies. *Nature* **128**, 1004, 1931, Nr. 3241. Die indischen Schweremessungen deuten darauf hin, daß dort nicht strenge Isostasie nach Hayford herrschen kann. Der Verf. nimmt an, daß unkompenzierte Hebungen und Senkungen der Erdkrustenschichten vorhanden sind. Eine eingehendere Veröffentlichung in den Professional Papers of the Survey of India wird in Aussicht gestellt. *K. Jung.*

**Franz Ackerl.** Das Schwerkraftfeld der Erde. *Wiener Anz.* 1931, S. 241—242, Nr. 24. W. Schmidt legt eine Arbeit von F. Ackerl vor mit folgendem Inhalt: I. Verzeichnis der relativen Messungen der Schwerkraft mit Pendelapparaten bis Ende Juli 1931 (Stationsbezeichnung, Seehöhe, Untergrunddichte, beobachtete Schwerebeschleunigung im Wiener System, Freiluftreduktion, Bouguersche Reduktion, Reduktion nach Prey, Beobachtungsjahr, Beobachter, Quellschrift). II. Darstellung des Feldes der nach dem Verfahren von Prey reduzierten Schwere nach Kugelfunktionen bis zur 16. Ordnung. Nach Veröffentlichung dieser Arbeit wird ausführlicher referiert. *K. Jung.*

**A. Bellugi.** Sulla depressione gravimetrica di Gattatico-Parma. *Lincei Rend.* (6) **14**, 24—27, 1931, Nr. 1/2. Es wird die Lage der Stationen für Gravitationsmessungen bei Gattatico in der Nähe von Parma beschrieben. Die Messungen werden diskutiert. *Tollert.*

**Robert Schwinner.** Die Schwere am Ostrand des Fennoskandischen Schildes. *Gerlands Beitr.* **34** (Köppen-Band III), 436—472, 1931.

**Katsutada Sezawa.** The Plastico-Elastic Deformation of a Semi-infinite Solid Body due to an Internal Force. *Bull. Earthq. Res. Inst.* **9**, 398—406, 1931, Nr. 4.

**R. W. van Bemmelen.** De bicausaliteit der bodembewegingen. (Undatie en glijding.) *Natuurk. Tijdschr.* **91**, 361—412, 1931, Nr. 3. (Holländisch mit englischer Übersicht S. 363—366.)

**Nobuji Nasu.** Comparative Studies of Earthquake Motions Above-ground and in a Tunnel. Part I. *Bull. Earthq. Res. Inst.* **9**, 454—472, 1931, Nr. 4. *H. Ebert.*

**Coulomb.** Sur certaines ondes longues rapides, en particulier sur l'onde *PL* d'O. Somville. *C. R.* **193**, 1211—1214, 1931, Nr. 23. Im Anschluß an die Arbeiten von O. Somville in *Gerlands Beitr.* **27**, 437, 1930; **29**, 247, 1931 und **33**, 31, 1931 setzt der Verf. für die Verrückungskomponenten der *PL*-Welle folgende Gleichungen an:  $u = -\sqrt{3} [\cos f \cdot z/\sqrt{3} + \cos f \cdot z\sqrt{3}] \sin (pt - fx)$ ,  $v = 0$ ,  $w = [\sin f \cdot z/\sqrt{3} + \sin f \cdot z\sqrt{3}] \cos (pt - fx)$ .  $u$ ,  $v$  und  $w$  sind die Verrückungskomponenten in der  $x$ -,  $y$ - und  $z$ -Richtung,  $z$  ist die Vertikal- und  $x$  die Fortschreitungsrichtung der Wellen. Es wird gesetzt  $p/f = 6,2$ .  $u$  und  $w$  werden Null für  $fz/\sqrt{3} = n\pi/2$ . Diese Gleichung liefert für die Schichtdicke  $H$  die Gleichung  $T = 2\pi/p = 0,375 H/n$ . Für die Grundschiwingung  $n = 1$  erhält man für den wahrscheinlichsten Wert von  $H = 60$  km eine Periode von 22,5 sec. Diese Periode stimmt mit den beobachteten Perioden der *PL*-Wellen einigermaßen überein. *W. Schneider.*

**M. Lagally.** Spaltenbildung in zähflüssigen Körpern. *Verh. d. 3. Intern. Kongr. f. techn. Mech. Stockholm Bd. II*, S. 203—209, 1930. Die vor-

liegenden Untersuchungen dienen unter anderem zur Beschreibung der Gletscherbewegung und der Spaltenbildung in Gletschern. Die Gletschertheorie von *Somigliana*, die noch einmal kurz dargestellt wird, gestattet bei bekannter „Zähigkeit“ des Gletschers und bekannter Oberflächengeschwindigkeit das Sohlenprofil zu bestimmen. Interessanter ist die übereinstimmende Berechnung der Zähigkeit aus Beobachtungen in der Mitte und am Rand des Gletschers mit einem Wert  $\mu = 1,0 \cdot 10^{14} \text{ g cm}^{-1} \text{ sec}^{-1}$ . Die Kenntnis dieses Wertes gestattet wichtige Anwendungen, so z. B. Tiefenbestimmungen an Gletschern. Der Spannungszustand, der sich mit Hilfe der Zähigkeit aus den Deformationsgeschwindigkeiten berechnet, läßt nur eine Hauptgesamtspannung als reine Zugspannung zu. Ist diese größer als die Zugfestigkeit des Eises, so entstehen Spalten. Sie stehen auf der Zugrichtung senkrecht und werden nicht durch Scherkräfte erzeugt. Als weitere Anwendung der *Navier-Stokes*chen Gleichungen wird eine zähe Flüssigkeit als ebenes Problem untersucht, die in laminarer Strömung unter konstantem Druckabfall durch eine Röhre gepreßt wird. Auch hier entstehen durch den Spannungszustand Spalten, die allmählich zu einem völligen Zerfall der ursprünglich laminaren Strömung führen. In derselben Weise läßt sich eine solche Strömung durch eine kreiszylindrische Röhre behandeln. Auch bei der Strömung zwischen Lager und Welle können sich von einer gewissen Geschwindigkeit ab Spaltflächen ausbilden, die von der Welle aus unter  $45^\circ$  ins Schmiermittel eindringen. Die Zerreißerscheinungen beim Walzen sollen, ebenso wie in allen hier behandelten Fällen, durch Zugspannungen verursacht sein. Im eigentlichen Sinn ist das Gletschereis jedoch nicht als zähflüssiger Körper aufzufassen, sondern wegen des hohen „Zähigkeitswertes“ als ein elastischer Körper, bei dem die Fließgrenze dauernd überschritten ist.

*Johannes Kluge.*

**E. Seidl.** Zerreiß-Löcher und Druck-Polygonen in Eisdecken von Seen. Verh. d. 3. Intern. Kongr. f. techn. Mech. Stockholm Bd. II, S. 210—213, 1930. Es werden kritische Untersuchungen über die Bruch- und die Biegeformen, sowie über die Spannungsverhältnisse und Art der Beanspruchung der Eisdecke gebracht. Die an Eis beobachtbaren Polygonformen sind auch bei geologischen Gesteinsmassen bekannt.

*Johannes Kluge.*

**Bernhard Brockamp.** Seismische Beobachtungen bei Steinbruch-Sprengungen. ZS. f. Geophys. 7, 295—317, 1931, Nr. 7/8. Die von *Wiechert* begonnenen und nach seinem Tode von seinen Schülern und seinem Nachfolger, Professor *Angenheister*, fortgesetzten seismischen Beobachtungen von Steinbruchsprengungen werden neu ausgewertet, nachdem an den Laufzeiten eine Reduktion wegen der verschiedenen Höhe von Sprengstelle und Beobachtungsort angebracht wurde. Hierbei haben sich die bereits veröffentlichten Werte im allgemeinen nicht wesentlich geändert (vgl. Phys. Ber. 10, 2166, 1929). Es wurden drei Laufzeitkurven longitudinaler Bewegungen festgestellt. Die  $P_1$ -Wellen laufen im „Deckgebirge“ mit örtlich verschiedener Geschwindigkeit (bei Göttingen 3,5 km/sec), die  $P_2$ -Wellen durchlaufen das tiefer liegende „Grundgebirge“ mit 5,9 km/sec, die  $P_3$ -Wellen eine noch tiefere Schicht mit 6,72 km/sec. Die Geschwindigkeit der  $P_2$ -Wellen zeigt örtliche Unterschiede und deutet auf heterogenen Bau des Grundgebirges. Ferner wurden Laufzeitdifferenzen gefunden zwischen Beobachtungen, bei denen Sprengort und Seismographenstation auf Deckgebirge lagen, und Beobachtungen, bei denen einer dieser Orte auf Grundgebirge, der andere auf Deckgebirge lag. Die Laufzeitkurven in beiden Fällen sind einander parallel, im ersten Fall schneidet die Laufzeitkurve die Zeitachse bei 1,1 sec, im zweiten Fall bei 0,6 sec den verschiedenen im Deckgebirge durchlaufenen Wegstrecken entsprechend. Die  $P_2$ -Schicht wird als gefaltetes varistisches Gebirge gedeutet. Die

aus den Laufzeiten berechneten Tiefen stimmen mit Bohrergebnissen an verschiedenen Orten recht gut überein. Die  $P_3$ -Schicht hat verschiedene Tiefenlage. Südwestlich und südöstlich von Göttingen liegt ihre Oberfläche  $7\frac{1}{2}$  km tief, im Süden, 157 km von Göttingen entfernt, in 12 km Tiefe. Sie mag weiter südlich noch tiefer abfallen. Vermutlich sind die  $P_2$ - und  $P_3$ -Schichten mit den  $\bar{P}$ - und  $P^*$ -Schichten der Nahbebenseismik identisch.

*K. Jung.*

**Tokunosuke Ito.** Über Oberflächenwellen. (Erste Mitteilung.) Gerlands Beitr. 30, 366—407, 1931, Nr. 3/4. Unter der Annahme  $\lambda/\mu = \lambda'/\mu'$  wurden die Eigenschaften der Wellen in viskoelastischen Medien untersucht und im allgemeinen als die gleichen wie in elastischen Medien gefunden. Die Dämpfung verkleinert mit der Zeit die Amplitude, die Periode wird vermindert und der Dämpfungskoeffizient ist von der Periode abhängig. Zum Unterschied von der Ellipsenbewegung der Bodenteilchen in elastischen Medien beschreiben sie hier elliptische Spiralen und kehren dann wieder zu ihrem Ruhepunkt zurück. Beim Eintritt von Rayleigh-Wellen entstehen beim Mitschwingen einer trägen Rindenschicht in elastischen Medien Wellen, deren Amplitude mit der Tiefe nicht abnimmt. Wenn die Geschwindigkeiten der Scherungswellen in zwei übereinanderliegenden Schichten fast gleich sind, können beim Durchgang von Rayleigh-Wellen neue Wellen mit Geschwindigkeiten zwischen der der Rayleigh-Wellen und der der einfachen Scherungswellen entstehen. Wellenform und Spannungen wurden auch für mehrere übereinanderliegende Schichten untersucht. Wenn beim Eintritt von Oberflächenwellen Spannungen und Verrückungen mit der Tiefe entsprechend größer werden, kann ein neuer Herd für sekundäre Erdbeben entstehen.

*F. Steinhäuser.*

**E. Oddone.** Un contributo della sismometria alla storia della terra. Lincei Rend. (6) 14, 192—197, 1931, Nr. 5/6.

**Hermann Scholtz.** Die Bedeutung makroskopischer Gefügeuntersuchungen für die Rekonstruktion fossiler Vulkane. ZS. f. Vulkanolog. 14, 97—117, 1931, Nr. 2.

*H. Ebert.*

**A. Rittmann.** Vulkanische Glutwolken und Glutlawinen. Naturwissensch. 19, 1017—1020, 1931, Nr. 51. Die Glutwolken und verwandten Erscheinungen bei Vulkanausbrüchen sind durch folgende gemeinsame Eigenschaften gekennzeichnet: Sie bestehen aus einer Emulsion von festem Material in heißen Gasen, die im Mittel ein wesentlich höheres spezifisches Gewicht als Luft besitzt. Sie besitzen eine außerordentlich große Beweglichkeit, so daß sie wie Flüssigkeiten unter dem Einfluß der Schwerkraft die Berghänge meist längs vorhandener Talrinnen mit großer Geschwindigkeit herabfließen und bedeutende mechanische Wirkungen ausüben. Ihre Temperatur beträgt bis  $800^\circ$  und mehr; infolgedessen wirken sie vernichtend auf alle Lebewesen. Die von ihnen verwüsteten Gebiete sind relativ klein, meist langgestreckt und oft sektorförmig vom Ausgangspunkt aus sich verbreiternd. Neben diesen gemeinsamen Eigenschaften können Unterschiede festgestellt werden, die eine Einteilung der Glutwolken und verwandten Erscheinungen in vier Abarten rechtfertigen: 1. Absteigende Glutwolken, 2. Zurückfallende Glutwolken, 3. Primäre Glutlawinen und 4. Sekundäre Glutlawinen. Die Entstehung der absteigenden und zurückfallenden Glutwolken ist in erster Linie an das explosionsartige Freiwerden mächtiger, hochkomprimierter Gasmassen aus der Vulkanesse gebunden. Glutlawinen entstehen dadurch, daß oberflächlich bereits erstarrte Lava durch das nachdrängende Magma gehoben und zum Absturz gebracht wird. Durch die plötzliche Druckentlastung an der Abbruchstelle werden heiße Gase aus dem Innern der Lavamasse frei und vermengen sich mit den festen Lavabruchstücken aller Dimensionen zu einer den Glutwolken ähnlichen Emulsion.

*W. Schneider.*

**R. K. Boylan.** The mobilities of atmospheric large ions. Proc. Dublin Acad. (A) 40, 76—85, 1931, Nr. 4. Die Ionisation der Luft in der City von Dublin wurde mit einem Apparat nach McClelland untersucht. Aus den Meßkurven ergab sich keine Sättigung bei einer Spannung, die der Beweglichkeit der Langevin-Ionen (0,000 33) entsprach. Die Ionisation stieg um 28 bis 200 % bei entsprechender Sättigungsspannung. Weitere Messungen wurden mit einem Apparat von Zeleny angestellt. Die nach beiden Methoden ausgeführten Messungen weisen darauf hin, daß sowohl Gruppen größerer wie kleinerer Geschwindigkeit als die Langevin-Ionen existieren. *Schmerwitz.*

**John Thomson.** The Ionizing Efficiency of Electronic Impacts in Air. Proc. Edinburgh 51, 127—141, 1930/31, Nr. 2. Der Zweck der Arbeit ist die Bestimmung der Gesamtionisation, die in Luft durch ein Elektron bestimmter Energie hervorgerufen wird. Die geringe Übereinstimmung der bisher hierüber vorliegenden Versuche veranlaßte eine neue Inangriffnahme dieser Frage. Die Versuchsanordnung ist ausführlich beschrieben. Gemessen wird hier diejenige Energie, die aufgebraucht wird, um ein Ionenpaar zu erzeugen, wenn Elektronen in dem Bereich von 50 bis 270 Volt gänzlich in Luft absorbiert werden. Dieser Wert ändert sich mit der Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen; er nähert sich jedoch asymptotisch bei großen Geschwindigkeiten dem Wert 37 ( $\pm 2$ ) Volt. Dieser Wert: Volt pro Ionenpaar wird mit dem anderer Autoren verglichen. Eine Beziehung zwischen Reichweite, Ionisation pro Wegeinheit und Gesamtionisation wird aufgestellt. Es wird hieraus der Schluß gezogen, daß mit Ausnahme von sehr schnellen Kathoden- und  $\beta$ -Strahlen die Ionisation pro Wegeinheit, wie sie in Versuchen mit Ionisationskammern bestimmt wurde, keinen Sinn hat. *Schmerwitz.*

**E. Mathias.** Sur l'éclair en chapelet avec grains. C. R. 193, 1140—1143, 1931, Nr. 23. Eine Anzahl spezieller Blitzbeobachtungen werden erörtert. Es sind dieses im wesentlichen solche Erscheinungen, bei denen sich der Blitz in einzelne kugelförmige Glieder auflöst. Für diese Teile wird eine Größe von etwa  $\frac{1}{2}$  m angegeben und eine Existenzzeit von einigen Sekunden. *Schmerwitz.*

**E. Mathias.** Sur les éclairs en chapelet avec traits. C. R. 193, 1375—1377, 1931, Nr. 26. *H. Ebert.*

**J. L. P. Macnair.** Branching of Lightning. Nature 128, 969, 1931, Nr. 3240. Schonland und Allibone teilten experimentelle Ergebnisse mit, siehe Phys. Ber. 13, 476, 1932, durch die sie den Beweis erbracht glauben, daß Blitzentladungen von einer negativ geladenen Wolke ausgehen. Diese Feststellung kann auch auf optischem Wege erhalten werden durch die Beobachtung sehr entfernter Blitzschläge. Wenn die Entladung genügend weit entfernt ist, so ist nach dem Verf. die Winkelbewegung so klein, daß es möglich ist, den Weg des Blitzschlages optisch zu verfolgen. Verf. hat viele Blitze in dem subtropischen China beobachtet und in jedem Falle festgestellt, daß die Entladung von der Wolke ausgeht und gegen die Erde wächst. *Pfestorf.*

**Franz Ollendorff.** Elementare Beschreibung des statischen Gewitterfeldes. Arch. f. Elektrot. 25, 789—795, 1931, Nr. 12. Unter der Annahme einer kreisförmig begrenzten Wolkendoppelschicht, auch einer mechanisch oder elektrisch aufgerissenen, wird für das elektrische Gewitterfeld ein Vektorpotential abgeleitet, das formal mit dem magnetischen Vektorpotential eines Kreisstromes übereinstimmt. Durch Spiegelung wird die Influenzladung der Erdoberfläche berücksichtigt. Mit Hilfe der gewonnenen Gleichungen kann durch Feldmessung an der Erdoberfläche die Ladung der Wolke unter Annahme einer mittleren Entfernung

des Ladungsabstandes und eines Durchmessers der Wolke berechnet werden, woraus bei  $\frac{1}{1000}$  bis  $\frac{1}{10000}$  sec Entladungsdauer Blitzströme von 25 000 bis 250 000 A folgen würden. *Pfistorf.*

**R. S. J. Spilsbury.** Duration and Magnitude of a Lightning Discharge. Nature 128, 872, 1931, Nr. 3238. Bericht über einen seltsamen Fall eines Blitzschlages, bei dem der Blitz bei zwei als Freileitung geführten Kabeln, 0,75 mm Drahtdurchmesser und 5 mm Kabeldurchmesser, die Isolation der Länge nach aufspaltete und die Drähte herausriß, ohne wesentliche Brand- oder Schmelzstellen zu erzeugen. Offenbar floß der Blitzstrom in beiden nebeneinander geführten Kabeln in gleicher Richtung. Die dadurch hervorgerufene Anziehung war so groß, daß die Drähte die Kabelhülle durchschnitten. Als wahrscheinliche maximale Übertemperatur des Kupferdrahtes wird durch Versuche 700° C ermittelt. Dann wurde festgestellt, daß zum Durchschneiden der Isolation ein Druck von 150 kg/cm<sup>2</sup> nötig war. Wird ein Mindestabstand der Drähte von 0,5 cm angenommen, so führt das zu einem Strom von 60 000 Amp., woraus sich weiter in Verbindung mit der angegebenen Übertemperatur eine maximale Stromdauer von  $2 \cdot 10^{-7}$  sec ergibt. Die maximale Energie pro Meter Leitung betrug mindestens 150 000 kW. *Güntherschulze.*

**H. Plendl.** Über den Einfluß der elfjährigen Sonnentätigkeitsperiode auf die Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie. ZS. f. Hochfrequenztechn. 38, 89—97, 1931, Nr. 3. Während die hauptsächlichste Wirkung der elfjährigen Periode der Sonnentätigkeit bei den langen Wellen in einer im Laufe der Jahre allmählichen Veränderung der Absorptionsbedingungen liegt, ist die Wirkung auf die Kurz- und Grenzwellen in erster Linie in einer entsprechend allmählichen Veränderung der Bedingungen für die Strahlenkrümmung zu suchen. In zweiter Linie ist hierbei aber auch eine Veränderung der Absorptionsbedingungen in Betracht zu ziehen. In den Jahren starker Sonnentätigkeit wird bei den Kurz- und Grenzwellen die Strahlenkrümmung im Durchschnitt stärker und die Dämpfung größer sein als in den Jahren geringer Sonnentätigkeit. Daraus ergibt sich, daß das sogenannte Schlechterwerden der drahtlosen Verbindungen mit Kurz- und Grenzwellen im Jahre 1930, das mehrfach beobachtet wurde, nur ein scheinbares ist. Um im Jahre 1931 und in den nächsten Jahren bis etwa 1935 wieder günstige Übertragungsbedingungen zu erzielen, ist es erforderlich, etwas längere Wellen zu nehmen als die Wellen, welche in den Jahren 1927/28 als optimal befunden wurden. Man kann dann in diesem Falle sogar mit einer größeren Gleichmäßigkeit der Übertragung rechnen, indem Unterbrechungen durch anhaltenden Schwund seltener auftreten werden. *H. Plendl.*

**K. Försterling und H. Lassen.** Die Ionisation der Atmosphäre und die Ausbreitung der kurzen elektrischen Wellen (10—100 m) über die Erde. III. ZS. f. techn. Phys. 12, 502—527, 1931, Nr. 11. In Verfolgung der in Teil I und II (diese Ber. S. 119) entwickelten Gedankengänge werden für die von der oberen Heavisideschicht (H. S.) zurückgeworfenen Kurzwellen die Entfernungen der Wiederkehr zur Erdoberfläche berechnet; sie steigen bei gegebenem Ausstrahlungswinkel mit kürzerer Wellenlänge; sie fallen bei gegebener Wellenlänge mit steilerem Ausstrahlungswinkel bis zu einem Minimum, werden dann aber unendlich, d. h. die Wellen kehren gar nicht wieder. Die hieraus und aus der Tageszeitabhängigkeit der Höhe der H. S. sich ergebenden Grenzwellen der Tages- und Nachtwellenbänder werden abgeschätzt und mit Berechnungen anderer Autoren und zahlreichen Beobachtungsergebnissen verglichen. Aus der Dämpfung der Wellen auf ihrem Weg bzw. bei der Reflexion an der Erdoberfläche wird gefolgert, daß mehrfach zwischen der oberen H. S. und der Erde reflektierte Strahlen viel größere Empfangsfeldstärken liefern, als die nur einmal an der H. S. ge-



krümmten Wellenbündel. Die Anschauung wird durch das vorliegende Beobachtungsmaterial gestützt.

*H. E. Kallmann*

**Max Müller.** Eine Apparatur zur Erzeugung und Messung niederfrequenter elektromagnetischer Wechselfelder. ZS. f. Geophys. 7, 248—258, 1931, Nr. 5/6. Erzeugt man im Erdinnern durch einen elektrischen Dipol ein elektromagnetisches Feld, so wird durch die Leitfähigkeit der Erdschicht das ursprünglich linear polarisierte Feld elliptisch verzerrt, und zwar um so weniger, je niedriger die Frequenz ist. Um den daraus folgenden Komplikationen zu entgehen, ist für dieses Arbeitsgebiet der Geophysik ein handlicher Wechselstromgenerator für den Bereich 5 bis 1000 Hertz erwünscht. Verf. beschreibt dann eingehend den Aufbau eines Röhrensenders in Verbindung mit einem Kraftverstärker, der mit sechs Schirmgitterröhren von je 12 Watt Anodenverlustleistung ausgestattet ist. Dadurch wird Frequenzkonstanz unabhängig von der Belastung erzielt. Im Ausgang liegt ein geeignet abgestufter Stufentransformator. Als Empfänger dient ein dreistufiger Widerstandsverstärker und ein mit einem Glühgleichrichter verbundenes Galvanometer. Die Anwendung eines Telephons ist bei den tiefen Frequenzen nicht zu empfehlen. Der Verstärkungsgrad wird innerhalb des geforderten Bereiches von der Frequenz so gut wie unabhängig, wenn man die Widerstände und Kopplungskondensatoren geeignet wählt. Die Anwendung von Schirmgitterröhren macht den Verstärkungsgrad unabhängig von den Heiz- und Anodenspannungen.

*W. Pupp.*

**Isabel S. Bemis.** Some observations of the behavior of earth currents and their correlation with magnetic disturbances and radio transmission. Proc. Inst. Radio Eng. 19, 1931—1947, 1931, Nr. 11. Die Arbeit enthält Untersuchungen über das Verhalten von langen und kurzen Wellen während anormaler Erdstromverhältnisse, wie sie während magnetischer Stürme auftreten. Die Beobachtungen über die Störungen der drahtlosen Nachrichten wurden an den Verkehrslinien New York—London und Buenos Aires vorgenommen. Die Daten über die Erdströme wurden an Leitungen erhalten, die sich von New York aus nach Norden und Westen erstreckten. Für die kurzen Wellen ergibt sich, daß anormale Erdströme zu einer erheblichen Schwächung der Signalstärken führen, zum Teil zu völligem Aufhören jeder Verkehrsmöglichkeit. Für lange Wellen liegen die Verhältnisse bei Tageslichtsendung oft umgekehrt, d. h. die Signalstärke steigt bei Erdstromstörungen an.

*Bleichschmidt.*

**E. V. Appleton.** Polarisation of Downcoming Wireless Waves in the Southern Hemisphere. Nature 128, 1037, 1931, Nr. 3242. Der Verf. hatte vor einiger Zeit gezeigt, daß die an der oberen Atmosphäre reflektierten drahtlosen Wellen bei Versuchen in England, also auf der nördlichen Erdhalbkugel, immer linkszirkular polarisiert waren. Der Verf. war zu der Annahme gelangt, daß die beobachtete Polarisation beim Durchgang der Wellen durch den unteren Teil der brechenden Zone stattfindet, wo sich die Richtung der Ausbreitung nicht wesentlich von den Linien der magnetischen Erdfeldstärke unterscheidet. Die Theorie zeigt, daß in diesem Fall von den zwei zirkular polarisierten Komponenten die rechts polarisierte viel stärker absorbiert wird als die linkszirkular polarisierte. Ist diese Vorstellung richtig, so muß auf der südlichen Halbkugel die rechtszirkulare Polarisation bei reflektierten Wellen vorherrschen. Das ist jetzt tatsächlich von Green gefunden worden, der in Neusüdwales Messungen unter den gleichen Bedingungen wie vorher in England ausführte. Der Verf. knüpft daran auch Betrachtungen über das Zustandekommen der Nachtfehler.

*Bleichschmidt*

**T. R. Gilliland and G. W. Kenrick.** Preliminary note on an automatic recorder giving a continuous height record of the Kennelly-

**Heaviside layer.** Bur. of Stand. Journ. of Res. 7, 783—789, 1931, Nr. 5 (RP. 373). Die Verf. beschreiben eine vorläufige Apparatur, die eine automatische und kontinuierliche Aufzeichnung der virtuellen Höhen der Kennelly-Heaviside-Schicht ermöglicht. Die Anordnung erfordert den Antrieb eines Impulsgebers am Sender und eines rotierenden Spiegels am Empfänger durch Synchronmotoren, die mit der gleichen Kraftquelle verbunden sind. Angewendet wurde die Gruppenverzögerungsmethode von Breit und Tuve, die für die kontinuierliche Beobachtung brauchbar gemacht wurde. *Blechschmidt.*

**T. Nakai.** Correlation of radio atmospheric conditions with meteorological conditions. Res. Electrot. Lab. Tokyo Nr. 322, 14 S., 1931. (Japanisch mit englischer Übersicht.) Die Arbeit befaßt sich mit den Zusammenhängen zwischen den atmosphärischen Störungen und den gleichzeitigen meteorologischen Bedingungen. Als Grundlagen dienten Messungen zwischen April 1927 und März 1928 und zwischen August 1928 und Juli 1929. Es ergaben sich folgende Resultate: Atmosphärische Störungen treten in Tiefdruckgebieten, bei Zyklonen und im Gebiet sich schnell vorwärts bewegender Störzonen auf. Ein Taifun erzeugt Störungen bei niedrigem Druck. Liegt der Druck über 740 mm Hg, so treten kaum atmosphärische Störungen auf. Störungen durch Zyklone herrschen im Herbst und Winter, durch Zyklone und Diskontinuitätslinien zwischen Frühling und Frühsommer und solche durch Gewitter, Taifune und Zyklone in der Zeit von Frühsommer bis Herbst vor. In der Zeit vom Frühling bis zum Herbst variiert die Einfallsrichtung der Störungen mit der Sonnenhöhe, so daß also die atmosphärischen Störungen in irgendeiner indirekten Beziehung zur Sonne zu stehen scheinen. *Blechschmidt.*

**K. Haussmann.** Dr. Filchners erdmagnetische Beobachtungen in Zentralasien 1926 bis 1928. Bearbeitet von O. Venske. ZS. f. Geophys. 7, 355—359, 1931, Nr. 7/8. *Scheel.*

**L. F. Bates.** A simple apparatus for the measurement of the horizontal component of the earth's magnetic field. Journ. scient. instr. 8, 324—326, 1931, Nr. 10. Es wird ein einfacher Apparat zur Bestimmung der *H*-Komponente des magnetischen Erdfeldes beschrieben. Er beruht auf einer Methode, die von Schuster und F. E. Smith angewendet wurde. In der beschriebenen Form ist dieser Apparat nur für den Gebrauch in Unterrichtslaboratorien geeignet. *Schmerwitz.*

**J. Dufay.** Les bandes d'émission de l'aurore polaire dans le spectre du ciel nocturne. C. R. 193, 1106—1108, 1931, Nr. 22. Nach Untersuchungen von Lord Rayleigh und von dem Verf. tritt in dem Leuchten des Nachthimmels außer der Nordlichtlinie lediglich ein kontinuierliches Spektrum, aber nicht das im Nordlicht gefundene Stickstoffbandenspektrum auf. Inzwischen sind von Sommer in Göttingen auf 2 von 48 Aufnahmen des Nachthimmels die Stickstoffbanden gefunden worden. Der Verf. hat nun mit sehr lichtstarken Apparaten den Nachthimmel photographiert und außer den von Sommer beobachteten noch zahlreiche weitere Banden des Stickstoffs gefunden, und zwar gelang es ihm, diese Banden fast auf jeder Aufnahme zu erhalten, so daß also das Stickstoffspektrum regelmäßig im Leuchten des Nachthimmels auftritt. *Frerichs.*

**Leiv Harang.** Filteraufnahmen von Polarlicht. ZS. f. Geophys. 7, 324—336, 1931, Nr. 7/8. Verf. untersuchte mit einem kleinen Glasspektrographen die spektrale Zusammensetzung der einzelnen Nordlichter. Er benutzte für die Aufnahmen geeignete Filter und Platten. Mit Hilfe von zwei Nordlichtkameras, die mit einem gelben und violetten Filter versehen waren, wurden gleichzeitig Aufnahmen von Nordlicht in grünem und violettem Licht gemacht. Die Auswertung

der Platten wird genau beschrieben. Die Aufnahme vom 28. November 1930 zeigt starke Extinktion im Violett. Es sind auch Aufnahmen von homogenen Nordlichtbogen in Grün und Violett und die Photometerkurven wiedergegeben. Die Aufnahme der Nordlichtdraperie zeigt im Violett durch Extinktion starke Schwächung. Verf. berichtet ferner über Aufnahmen von Strahlen und diffus leuchtenden Flächen. Letztere bilden eine eigentümliche Nordlichtform, welche am Ende ungewöhnlich starker Nordlichter auftritt. Es wird schließlich versucht, eine Erklärung der Änderung der spektralen Zusammensetzung im Nordlicht unter Berücksichtigung der gegenwärtigen Vorstellungen über den physikalischen Zustand in der Nordlichtregion zu geben.

*F. Seidl.*

**Bruno Rossi.** Esperienze di deflessione magnetica sui raggi penetranti. *Cim. (N.S.)* 8, CLXXXIX—CXC, 1931, Nr. 8. Zwei übereinander befindliche Zählrohre zeigen zwischen den Impulsen, die in jedem Rohr die Höhenstrahlung hervorruft, zahlreiche Koinzidenzen, die von demselben Korpuskularstrahl herrühren, der beide Rohre durchsetzt. Verf. versuchte die Höhenstrahlen dadurch magnetisch abzulenken, daß er sie durch magnetisiertes Eisen hindurchgehen ließ. Er fand keinen Effekt, der einem früheren analogen Versuchsergebnis des Verf. mit Elektronen (oder Protonen) vergleichbar wäre. Es wird daraus geschlossen, daß entweder die Korpuskeln der Höhenstrahlung eine Energie besitzen, die viel größer ist, als sich aus ihrem Durchdringungsvermögen ergibt, oder daß sie von Natur aus etwas anderes sind als die bekannten Korpuskularstrahlenarten, oder endlich daß die Koinzidenzen beim Durchgang der Strahlen durch die beiden Zählrohre von zwei verschiedenen Teilchen herrühren, die von demselben  $\gamma$ -Strahl stammen. Diese letzte Hypothese verlangte jedoch die Annahme einer unbekanntem Eigenschaft von  $\gamma$ -Strahlen.

*Tollert.*

**Luigi Trafelli.** L'Ipotesi di raggi magnetici di Righi vigenti tra Sole e Terra. *Cim. (N.S.)* 8, CC—CCI, 1931, Nr. 8. Darstellung der Theorie von Righi über die Magnetstrahlen zwischen Sonne und Erde. Verf. hält diese Theorie für geeignet, die Theorie des Nordlichtes, die sich aus den Berechnungen von Störmer ergibt, zu vervollkommen, sowie gewisse Magneteigenschaften zu erklären (auch für das Zodiakallicht), die zwischen Sonne und Erde postuliert werden, weil das Coulombsche Gesetz in den interplanetarischen Räumen nicht anwendbar ist. Es wird auf die Theorie von Cancani und Trafelli und deren Widerspruch durch Agamennone über die Zyklen der Erdbeben (von 23 und 102 Jahren) des Marche-Romagna-Gebietes hingewiesen. Es werden maritime Ereignisse (Bildung der Wasserhose) im Golf von Guascogna besprochen. Aus diesen und anderen Beobachtungen wird auf eine kosmisch-magnetische Beziehung zwischen Sonne und Erde geschlossen.

*Tollert.*

**W. Messerschmidt und W. S. Pforte.** Über den Luftdruckkoeffizienten der harten Ultrastrahlung. *ZS. f. Phys.* 73, 677—680, 1932, Nr. 9/10. Der Luftdruckkoeffizient der durch 10 cm Blei allseitig gefilterten Höhenstrahlung ist im Mittel über ein halbes Jahr als sehr konstant gefunden worden. Für Januar bis Juni 1931 ergibt sich  $-1,78\%$ /cm Hg. Hiernach wäre der mittlere Massenabsorptionskoeffizient  $1,3 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ . Auch die Strahlungsintensität erwies sich bei Reduktion auf gleichen Barometerstand als sehr konstant. Bei drei schnell vorüberziehenden Tiefdruckgebieten ergaben sich Abweichungen vom mittleren Luftdruckkoeffizienten.

*Kolhörster.*

**D. Skobelzyn.** Répartition angulaire des rayons ultrapénétrants (rayons cosmiques). *C. R.* 194, 118—121, 1932, Nr. 1. Aus 1100 stereoskopischen Aufnahmen mit einer Wilsonkammer fand Verf. in Paris 146

Höhenstrahlungselektronen, die nach ihrer Richtungsverteilung statistisch bearbeitet wurden. Verf. schließt, daß die korpuskulare Sekundärstrahlung ganz gleichmäßig über das Himmelsgewölbe verteilt ist, und stellt die Hypothese auf, daß die beobachteten Bahnsuren von sekundären Strahlen (einer elektromagnetischen oder korpuskularen Strahlung) herrühren, deren Richtungen mehr oder weniger unabhängig von der Richtung der primären sein sollen. Es scheint nicht möglich, dies Verhalten auf Grund des bekannten Absorptionsmechanismus gewöhnlicher korpuskularer oder elektromagnetischer Strahlen zu erklären. *Kolhörster.*

**E. G. Steinke und H. Schindler.** Über die Ionisation in Druckkammern. *Naturwissensch.* **20**, 15—16, 1932, Nr. 1. Es wurden Versuche über die bekannte Abhängigkeit der Ionisation vom Gasdruck im Bereich von 1 bis 12 Atm.  $\text{CO}_2$  gemacht. Das Nachbleiben der Ionisation hinter dem Druckanstieg wird auf mangelnde Sättigung zurückgeführt. Der geringe Nulleffekt bei Druckionisationskammern dürfte auf der Begünstigung der Rekombination der von den  $\alpha$ -Teilchen der Wandungen erzeugten Ionen beruhen. *Kolhörster.*

**Bruno Rossi.** Absorptionsmessungen der durchdringenden Korpuskularstrahlung in einem Meter Blei. *Naturwissensch.* **20**, 65, 1932, Nr. 4. Aus 40 Einzelmessungen dreifacher Koinzidenzen mit 25 bzw. 101 cm Blei zwischen den Zählrohren wurden gefunden: ohne Absorber in 296 Stunden 45 Minuten 578 Koinzidenzen, davon 15 zufällige, also  $1,897 \pm 0,081/\text{Stunde}$ ; mit Absorber in 347 Stunden 10 Minuten 419 Koinzidenzen, davon 14 zufällige, durchschnittlich  $1,166 \pm 0,059/\text{Stunde}$ . Zwischen 25 und 101 cm Blei beträgt die Absorbierbarkeit also  $(38,5 \pm 5,1) \%$  entsprechend  $\mu_{\text{Pb}} = 0,0064 \pm 0,0011 \text{ cm}^{-1}$  [ $(\mu/\rho)_{\text{H}_2\text{O}} = 8 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ ]. Daraus wird gefolgert, daß ein bedeutender Bruchteil der in Seehöhe vorhandenen Korpuskularstrahlen eine Reichweite  $> 1 \text{ m}$  Blei (größer als die Dicke der Atmosphäre!) besitzt. Sollte diese Korpuskularstrahlung als Sekundärstrahlung einer  $\gamma$ -Strahlung in der Atmosphäre entstehen, so kann kein Gleichgewicht zwischen Primär- und Sekundärstrahlung bestehen. Der mittlere Absorptionskoeffizient der Primärstrahlung dürfte also wesentlich größer als der der direkt gemessenen Höhenstrahlung sein. Die Korpuskularstrahlen müssen eine Anfangsreichweite  $> 1000 \text{ cm H}_2\text{O}$  haben, wenn sie Sekundärstrahlen sind, muß ihr Durchdringungsvermögen größer als das der sie erzeugenden primären Strahlen sein. Die Messungen widersprechen nicht der Annahme, daß die Korpuskularstrahlung die primäre Höhenstrahlung ist. Es zeigt sich in der Absorptionskurve die charakteristische Abnahme des Absorptionskoeffizienten mit zunehmender Absorberdicke (von  $0,018 \text{ cm}^{-1}$  Pb zwischen 0 bis 10 cm Blei bis  $0,0064$  zwischen 25 bis 101 cm). *Kolhörster.*

**C. W. B. Normand.** Recent investigations on structure and movement of the tropical storms in Indian seas. *Gerlands Beitr.* **34** (Köppen-Band III), 233—243, 1931.

**S. Yoshimura.** Soluble silicate as indicator of extent of inflow of river water into a sea. *Gerlands Beitr.* **34** (Köppen-Band III), 393—399, 1931. *H. Ebert.*

**O. v. Schubert.** Zur Frage der Stabilität in großen Meerestiefen bei Temperaturumkehr. *Gerlands Beitr.* **31**, 426—434, 1931, Nr. 4. Serienmessungen der Snellius-Expedition im Philippinen-Graben ergaben eine Temperaturzunahme mit der Tiefe von 3500 bis 10 030 m von  $1,585$  auf  $2,485^\circ$ . Der Umkehrpunkt der Temperatur liegt also um 1500 m höher, als nach früheren Messungen bekannt war, und die Temperaturzunahme ist in dem Tiefenintervall von 6530 m nur  $0,900^\circ$ , gegenüber einer Zunahme von  $1,10^\circ$  nach Schott und  $0,9^\circ$

nach Wüst in einer 4788 m dicken Schicht. Nach diesen Messungen und unter der Annahme, daß der für alle Tiefen konstant zu 34,68 ‰ bestimmte Salzgehalt richtig ist, wurde für alle Tiefen nach dem Verfahren von Hesselberg und Sverdrup die Stabilität bestimmt und mit Ausnahme einer labilen Störung von 4500 bis 5500 m nahezu indifferentes Gleichgewicht in allen Tiefen gefunden. Als letzte Ursache für die Temperaturzunahme wird die Erdwärme angenommen.

*F. Steinhäuser.*

**Anders Ångström.** Der Einfluß der Bodenoberfläche auf das Lichtklima. Gerlands Beitr. 34 (Köppen-Band III), 123—130, 1931.

**L. Weickmann.** Neuere Ergebnisse aus der Theorie der Symmetriepunkte. Gerlands Beitr. 34 (Köppen-Band III), 244—251, 1931.

**Franz Baur.** Die Formen der atmosphärischen Zirkulation in der gemäßigten Zone. Gerlands Beitr. 34 (Köppen-Band III), 264—309, 1931.

**E. B. Worthington and L. C. Breadle.** Thermoclines in Tropical Lakes. Nature 129, 55—56, 1932, Nr. 3245.

**Leonard Hill.** Oxygen and Everest. Nature 129, 93—94, 1932, Nr. 3246.

**Raymond Greene.** Erwiderng. Ebenda S. 94.

**Leo Rinne.** Über die Tiefe der Eisbildung und das Auftauen des Eises im Niederungsmoor. Acta Dorpat (A) 20, Nr. 5, 30 S., 1931.

**Sir Napier Shaw.** A Century of Meteorology. Nature 128, 925—926, 1931, Nr. 3240.

*H. Ebert.*

**Octave Mengel.** Du rôle de la condensation de la vapeur d'eau dans l'alimentation des sources. C. R. 193, 1110—1113, 1931, Nr. 22. Die vom Verf. angestellten Beobachtungen scheinen die Ansichten von Diénert (C. R. 192, 1402, 1931 und 193, 872, 1931) zu stützen.

*H. Ebert.*

**A. Wagner.** Zur Frage der Verdunstung. Gerlands Beitr. 34 (Köppen-Band III), 85—101, 1931. Bei der theoretischen Erfassung des Vorganges der Verdunstung, insbesondere seiner Abhängigkeit von den meteorologischen Verhältnissen, ist zu beachten, daß jede Verdunstungsfläche mit einer Gashaut (Grenzschicht) umgeben ist, innerhalb der Wasserdampf oder Wärme nur durch Diffusion übertragen wird. Der Einfluß dieser Grenzschicht ist abhängig von den Verhältnissen im Außenraum (Windgeschwindigkeit, Luftdichte). Unter dieser Grenzschichtannahme wird die Frage der Verdunstung behandelt.

*H. Ebert.*

**B. Haurwitz.** Wogenwolken und Luftwogen. Meteorol. ZS. 48, 483—484, 1931, Nr. 12. Es wird die mittels der Bjerknesschen atmosphärischen Störungsgleichungen für die Wellenlänge der Luftwogen entwickelte Formel gegeben und graphisch bei verschiedenen Temperatur- und Windsprüngen dargestellt. Zugleich wird darauf hingewiesen, daß im Falle isothermer Zustandsänderungen und Schichtung die Helmholtzsche Formel zutrifft. In einer kleinen Tabelle sind Wellenlängen von Wogenwolken beobachtet, wie nach beiden Formeln berechnet einander gegenübergestellt.

*Blaschke.*

**Alexander Mc Adie.** Cyclone and anti-cyclone. Science (N.S.) 74, 595, 1931, Nr. 1928. Hinweis auf die Ausdrücke wie „air-sink“ und „air dump“ für Zyklone und Antizyklone in einer kürzlichen Veröffentlichung von Napier Shaw, sowie auf die Herkunft von Zyklone von Piddington und von Antizyklone von Galton. Es wird auf einzelne Ausführungen von Napier Shaw eingegangen, und schließlich kurz auf dessen Berechnung der Energie einer horizontal sich bewegenden 100 m dicken Luftschicht bei einem Druckintervall von 2 Kilobar zu 26 000 kilowatt-hours (schwankend mit Höhe und Breite).

*Blaschke.*

**Sobhag Mal, S. Basu and B. N. Desai.** Structure and Development of Temperature Inversions in the Atmosphere. *Nature* 129, 97. 1932, Nr. 3246. Mit Bezug auf die gegenwärtige Ansicht der Entwicklung der Temperatur-Inversionen in der Atmosphäre mit allmählich abnehmender Feuchtigkeit, aber zunehmender Höhe wird hingewiesen auf die diesbezüglichen Ergebnisse der Beobachtungen vom Flugzeug aus (Kopp, Lindenberg und Berlin), wie der Arbeit „stratified subsidence of suspended particles“ (Mendenhall und Mason). Die entsprechende Literatur wird angegeben. *Blaschke.*

**H. Ertel.** Der Einfluß der Stratosphäre auf die Dynamik des Wetters. (Referat über die Beziehungen zwischen stratosphärischem und troposphärischem Geschehen.) *Meteorol. ZS.* 48, 461—475, 1931, Nr. 12. Eine bis auf A. v. Humboldt rückblickende Übersicht über die Entwicklung unserer Ansichten von der Bedeutung der Stratosphäre für die Dynamik des Wetters wie des Zyklonenproblems, eine zusammenhängende Darstellung von Tatsachen und Theorien auf meteorologischem Gebiet. Von den Ergebnissen seien erwähnt: die Dynamik der Atmosphäre steht unter dem Einfluß der oberen, die Physik der Atmosphäre aber unter demjenigen der unteren Schichten; troposphärische wie stratosphärische Advektion zeigen den Charakter sich gegenseitig erzwingender Wellen; stratosphärische Vorgänge sind die Folge troposphärischer, die Labilität der großen Zyklonenwellen thermodynamischer Prozesse; sie ist ein hydrodynamisches Stabilitätsproblem unter Berücksichtigung des Mitschwingens der Stratosphäre. *Blaschke.*

**F. Möller und R. Mügge.** Temperaturänderung in der Atmosphäre infolge der langwelligen Strahlung des Wasserdampfes. *Meteorol. ZS.* 48, 475—476, 1931, Nr. 12. Die Absorptionskoeffizienten von Albrecht machen ein graphisches Verfahren (Auswertungspapiere) zur raschen Berechnung der Strahlung einer endlich dicken Wasserdampfatosphäre möglich, bzw. lassen zahlreiche Beispiele des langwelligen Strahlungsgehaltes verschieden angeordneter Atmosphären durchrechnen und hinsichtlich ihrer Änderungen von Temperatur und Dampfgehalt untersuchen. Immer ergab sich dabei durch die gesamte Atmosphäre hindurch eine Abkühlung infolge der langwelligen Strahlung, und zwar im Maximum von 4 bis 8° pro Tag, je nach Aufbau der Atmosphäre; es steigt mit wachsender Feuchtigkeit der von unten strahlenden Atmosphäre die abkühlende Zone wie deren Abkühlung. Infolge unwahrscheinlicher Ergebnisse wurde ein den Verhältnissen besser angepaßtes Absorptionsspektrum des Wasserdampfes aufgestellt. *Blaschke.*

**Heinz Lettau.** Theoretische Ableitung und physikalischer Nachweis einer 36tägigen Luftdruckwelle. *Veröff. Geophys. Inst. Univ. Leipzig* (2) 5, Nr. 2, 107—167, 1931. In seiner Einleitung bemerkt der Verf., daß die Abhandlung sich nur mit den Wellen beschäftigt, die sich durch die von L. Weickmann entdeckte Tatsache der Symmetriepunkte im Luftdruckverlauf festlegen lassen. In diesem Sinne wurde gründlich der Winter 1923/24 untersucht (auf Grund sicher erkannter Symmetriepunkte hatte er ein 72 tages Intervall; dieses wurde der harmonischen Analyse unterworfen und in ähnlicher Weise die 36 tägige Druckwelle dieses Winters untersucht). Die theoretischen Grundlagen der Untersuchung beruhen auf den Arbeiten von Margules (Differentialgleichungen für horizontale, reibungslose Bewegung). Die eingehende Betrachtung der 36 tagesigen Luftdruckwelle des Winters 1923/24 ergibt sie als stehende Schwingung, die sich der ursprünglichen, westwärts wandernden Welle überlagerte. Verf. führt die Auswirkungen dieser Verhältnisse eingehend aus, untersucht den europäischen Wintermonsun des Jahres 1923/24 (gibt dazu u. a. schematische Dar-

stellungen hinsichtlich des Luftaustausches zwischen Nordeuropa und dem Nordatlantik), zeigt die Verspätung wie Verfrühung der Welle mit der Höhe und die 36 tägige Periode und Singularitäten im mittleren jährlichen Witterungsverlauf (36 tägige Witterungsperioden sind durch gewisse Margulesseche Wellen vom Herbst bis zu Beginn des Hochwinters zu erwarten, doch gehören dazu im nördlichen Asien anomale Temperaturgradienten).

*Blaschke.*

**E. O. Hulburt.** The temperature of the lower atmosphere of the earth. Phys. Rev. (2) 38, 1876—1890, 1931, Nr. 10. Verf. berichtet über beobachtete Temperaturen der Atmosphäre und stellt sie in Kurven dar (in Fig. 1 die in verschiedenen Höhen über dem Meer für Sommer wie Winter). Es sind die Ergebnisse von 416 Ballonsonden innerhalb der Jahre 1900—1912 in Europa. Behandelt wird ferner der Lichtabsorptionskoeffizient der Gase der Atmosphäre (dargestellt in Fig. 2 für Kohlendioxyd, Wasserdampf und Ozon), sowie deren Verteilung (in Tabelle 1 von 0 km bis  $\infty$ ). Berechnet wird die Temperatur an der Erdoberfläche ( $t_0$  zu 252° K) und zwar im Strahlungsgleichgewicht (in Fig. 3 ist die absorbierte, durchgelassene und emittierte Energie an einer einfachen atmosphärischen Schicht zum Ausdruck gebracht), wozu die entsprechenden Formeln entwickelt werden (Fig. 4 zeigt die spektrale Energie eines schwarzen Körpers zwischen 130 und 314° bzw. 0 und 20  $\mu$ ). Gegeben wird auch die Entwicklung für die Lufttemperatur hinsichtlich Konvektion und Radiation und die Wirkung des Ozons, sowie die Kohlendioxydtheorie der Eiszeit (immer unter Angabe der diesbezüglichen neueren Literatur).

*Blaschke.*

**Ladislas Gorczyński.** Maxima de l'intensité du rayonnement solaire observés à Nice et à Thorenc dans les Alpes-Maritimes. C. R. 193, 1108—1110, 1931, Nr. 22; Berichtigung ebenda 194, 140, 1932, Nr. 1. Verf. verweist auf frühere Mitteilungen (Phys. Ber. 5, 1359, 1924 u. 13, 487, 1932) und geht dann auf die Messungen zu Nizza im Juni und Juli 1931 und zu Thorenc von Dezember bis Juni 1931 ein, stellt für Nizza (1928—1931), Thorenc (1931) und Paris (1924—1931) die beobachteten monatlichen Maxima der Intensität der Sonnenstrahlung in einer Tabelle in cal/g/min/qcm zusammen. Es betragen danach die Differenzen der Maxima für Nizza und Paris für den Winter 0,34, das Frühjahr 0,10, den Sommer 0,06 und den Herbst 0,20 cal.

*Blaschke.*

**Werner Schwerdtfeger.** Zur Theorie polarer Temperatur- und Luftdruckwellen. Veröff. Geophys. Inst. Univ. Leipzig (2) 4, Nr. 5, 255—317, 1931. Die Arbeit beginnt einleitend mit dem „Abtropfen“ kalter Luftmassen, um dann zur Darstellung der allgemeinen Wind- und Luftdruckverhältnisse der unteren Luftschichten der polaren Breiten (der sogenannten Polarkalotte) überzugehen. Es wird hierauf die Theorie des Abtropfens gegeben (der Abtropfvorgang kalter polarer Luftmassen geht infolge des verschiedenen thermischen Verhaltens der Luftmassen der polaren und der gemäßigten Breiten vor sich), der Kaltluftvorstoßvorgang bzw. der Rückgang der Kaltluft nach hydrodynamischen Gleichungen entwickelt und mit zugehörigen Zahlenwerten belegt. Wirklich große Kaltluftvorstöße vermögen sich nur unter dem Einfluß gewisser Wärmequellen (Wärmezufuhr infolge der „Großturbulenz“ der Atmosphäre in horizontaler meridionaler und in vertikaler Richtung infolge der „Kleinturbulenz“ der Atmosphäre, Wärmezufuhr infolge der Sonnenstrahlung wie dynamischer Erwärmung der Luftmassen) zu entwickeln, wie Verf. ausführlich darlegt („turbulente Wärmeleitung“, „scheinbarer Wärmestrom“, „Herd“ des Abtropfungsvorganges an den Windscheiden zwischen polarem Ost- und gemäßigtem Weststrom über den Ozeanen) und mit Gleichungen belegt. Nach einer kurzen Schilderung des Verhaltens der polaren Luftmassen untersucht Verf. die Tropfperiode und ermittelt ihre Dauer zu 19 bis

26 Tagen (die der 66 Zyklonenfamilien von J. Bjerknes und H. Solberg zeigt jede eine Periode von 22 Tagen), betrachtet spezielle Fälle (Winter 1923/24 und 1928/29 mit 24 tägiger bzw. 20 tägiger polarer Welle; der Grund für die Verkürzung der Periode wird angegeben), und dann schließlich das Ergebnis seiner Arbeit zu ziehen: die Periodizität der polaren Temperatur- und Luftdruckschwankungen hat ihren Grund im Abtropfvorgang kalter polarer Luft, die wieder auf dem verschiedenen thermischen Verhalten der Luftmassen der polaren und gemäßigten Breiten beruht.

*Blaschke.*

**F. Albrecht.** Das quantentheoretisch gegebene Wasserdampfspektrum und seine Bedeutung für die Untersuchungen über den Wärmeumsatz strahlender Luftschichten. (Vorläufige Mitteilung.) Meteorol. ZS. 48, 476—480, 1931, Nr. 12. Verf. verweist zuerst auf frühere Arbeiten der Errechnung des Wärmeumsatzes durch Strahlung in wasserdampfhaltiger Atmosphäre (Humphreys, Gold, Emden, Ångström, Simpson und Mügge), auf die Untersuchung dieses Spektrums durch Hettner (gibt in Kurven das Absorptionsvermögen wie das -spektrum in feuchter Luft), um dann näher auf die entsprechenden Ergebnisse einzugehen. Danach wäre die Atmosphäre einzuteilen in: 1. obere Schicht mit Strahlungsgleichgewicht zwischen Sonnenein- und Temperaturausstrahlung (Stratosphäre), 2. mittlere Schicht mit überwiegender Energieabgabe durch Strahlung und 3. untere Schicht mit überwiegender Energieaufnahme. Die Abkühlung in den mittleren und Erwärmung in der unteren Schicht führt zu dauernder vertikaler Durchmischung beider, d. h. einer Luftschicht mit vertikal nach oben abnehmender Temperatur (Troposphäre). *Blaschke.*

**R. Süring.** Der jetzige Stand der Wolkenforschung. Meteorol. ZS. 48, 481—483, 1931, Nr. 12. Kurzer Hinweis auf die Ergebnisse des ersten internationalen Wolkenjahres (photogrammetrisches Material) und die Aufgaben des bevorstehenden 1932/33. Wolkenhöhenmessungen vom Flugzeug aus durch Anvisieren von Pilot- und Registrierballonen ergaben die meisten Aufschlüsse über Beschaffenheit wie Physik der Wolken (kon- wie advective Vorgänge an ihren Antriebsflächen, Turbulenz, Strahlung, Übersättigung, Unterkühlung, feucht-labiler Zustand, Koagulation der Tropfen, kolloidaler Zustand ihres Wasser-Luftgemisches u. a.). „Leitmotive“ für das kommende internationale Wolkenjahr wären: Erforschung der Lamellenbildungen, Luftwogen, Castellatus- wie Mammatusbildungen, auch Untersuchungen des gesetzmäßigen Auftretens von Regentropfen bestimmter Größe, sowie der Homogenität von Nebel und Wolken. *Blaschke.*

**J. Devaux.** Étude du rayonnement infrarouge émis par l'atmosphère terrestre. C. R. 193, 1207—1209, 1931, Nr. 23. Mit dem Hinweis auf die mehr oder weniger möglichen bzw. richtigen Strahlungsmessungen kommt Verf. auf seine Untersuchungen vom Pic du Midi zu sprechen (unter Berücksichtigung von Schneeanhäufungen, Rauheisbildung, Luftdruckstörungen usw.), erwähnt den von ihm konstruierten Prismenspektrographen mit einem Radiomikrometer und die von ihm erhaltenen Ergebnisse bzw. aufgestellte Kurve der spektralen Ausstrahlung des Himmels (am Tage wie zur Nachtzeit). Sie ergibt schwache Emission zwischen 8 und 14  $\mu$  (vorhandener Wasserdampf und Kohlensäure, schwache Emission wie Absorption), eine kleine Bande bei 5  $\mu$  (für Wasserdampf und Kohlensäure durchlässig); die Bande bei 10  $\mu$  ist ein Emissionsmaximum (Ursache weder Wasserdampf noch Kohlensäure). K. Ångström ermittelte in diesem Gebiet ebenfalls eine starke Absorptionsbande und schrieb sie nach Laboratoriumsversuchen dem Ozon der Atmosphäre zu. Damit wäre durch das Studium der Absorption der Sonnenstrahlung in dieser Region wie der spektralen Emission der Atmosphäre eine Berechnung der Temperatur des Ozons möglich,



sofern diese gleichförmig bzw. die Messungen bereits vollkommen wären. Eine Berechnung der Temperaturen der verschiedenen Ozonschichten wäre aber nur möglich bei Kenntnis eines Verteilungsgesetzes der Temperatur als Funktion der Dichte. *Blaschke.*

**J. de Lagaye.** *La visibilité du Mont Blanc au sommet du Puy de Dôme.* C. R. 193, 1209—1211, 1931, Nr. 23. Verf. gibt die Ergebnisse seiner 6jährigen Sichtbeobachtungen vom Gipfel des Puy de Dôme aus in Richtung des Mont Blanc und verweist zugleich auf andere derartige Beobachtungen. Er bespricht dann den Einfluß des Feuchtigkeitsgehaltes der Luft, des jeweiligen Himmelszustandes wie der allgemeinen barometrischen Verhältnisse mit Bezug auf besonders gute Sichtbarkeit hoher Berge (berücksichtigt werden u. a. die Windrichtungen wie -stärken, die Maxima wie Minima u. ä. m.). *Blaschke.*

**Sir Napier Shaw.** *Harmonies and syncopations in the seasonal variation of atmospheric elements.* Gerlands Beitr. 33 (Köppen-Band II), 351—352, 1931. Der Verf. gibt in einer Tabelle eine Zusammenstellung von Erscheinungen, die einen Jahresgang in den Abweichungen von ihren Mittelwerten aufweisen. Es ist eine Einteilung in zwei Gruppen durchgeführt: solche, deren monatliche Abweichungen Extrema zu den Zeiten der Solstitien annehmen, und solche, deren monatliche Abweichungen am größten zur Zeit der Äquinoktien sind. *F. Steinhäuser.*

**O. Hoelper.** Über die Durchlässigkeit der dunstgetrübten Atmosphäre. Gerlands Beitr. 33 (Köppen-Band II), 370—386, 1931. Der Verf. bestimmt nach neueren Angaben über die extraterrestrische Energiekurve und die monochromatische Durchlässigkeit der Atmosphäre die Zerstreuungskoeffizienten trockener und wasserdampfhaltiger Luft für die Gesamtstrahlung, für Rot- und Grünblaustrahlung und für verschiedene Luftmassen durch numerische Integrierung. Die außer der molekularen Zerstreuung und der Wasserdampfextinktion und -absorption auf die Strahlungsintensität schwächend einwirkende Trübung wird durch die Dunsttrübungskoeffizienten erfaßt, die als Rest bleiben, wenn von den aus den Beobachtungen ermittelten komplexen Extinktionskoeffizienten der berechenbare Anteil des Wasserdampfes und der molekularen Zerstreuung abgezogen wird. Aus zweijährigen Beobachtungen in Aachen werden mittlere Dunsttrübungskoeffizienten für die einzelnen Monate und verschiedenen Luftmassen berechnet, ihr jährlicher und täglicher Gang diskutiert und mit Davos (1560 m) und Riezlern (1150 m) verglichen. Der jährliche Gang zeigt in Aachen ausgesprochene Maxima im Mai und Dezember und Minima im Februar und Oktober. *F. Steinhäuser.*

**Osc. V. Johansson.** Die Hauptcharakteristika des jährlichen Temperaturganges. Gerlands Beitr. 33 (Köppen-Band II), 406—428, 1931. Für die Schnittpunkte jedes 5. Breitenkreises und jedes 10. Meridians berechnet der Verf. den Grad der Kontinentalität  $k = p A / \sin \varphi - q$  ( $A$  = jährliche Temperaturamplitude,  $\varphi$  = geographische Breite,  $p = 1,6$ ,  $q = 14$ ) und das Maß der Verspätung  $d = (h - v)/2$  und der Asymmetrie der jährlichen Temperaturkurve  $m = (h + v)/2$ , wobei  $h$  und  $v$  die prozentuellen Abweichungen der Temperatur im Frühjahr bzw. Herbst von Köppens Normalkurve  $t = 100 \sin^2 n 15$  ( $n$  = Monatsnummer) bedeuten. Die Ergebnisse werden in Tabellen mitgeteilt. Durch die Vorzeichen von  $m$  und  $d$  werden fünf Typen des jährlichen Temperaturganges charakterisiert: 1. der polare Typus mit langem Winter und kaltem Frühjahr, 2. der ozeanische Typus mit deutlicher Verspätung und warmem Herbst, 3. der normale Typus, 4. der tropische Typus mit warmem Frühjahr und langem Sommer und 5. der äquatoriale Typus mit kleiner Amplitude und wechselnden Vorzeichen von  $m$  und  $d$ . *F. Steinhäuser.*

**M. Omschansky.** Über die Relativzahlen der Sonnenflecken. Gerlands Beitr. 33 (Köppen-Band II), 429—438, 1931. Die Kurve der Relativzahlen der Sonnenflecken zeigt, daß zu Zeiten des Maximums die mittlere monatliche Veränderlichkeit größer ist als zu Zeiten des Minimums. Der Verf. schließt daraus, daß, wenn in den verschiedenen Zeiten die zwischenmonatliche Veränderlichkeit von denselben Ursachen abhängt, die Skale, in der diese Relativzahlen gemessen werden, deformiert ist, indem Ursache und Wirkung nicht in linearer Beziehung stehen, und führt eine Ausgleichung dieser Skale derart ein, daß die mittlere monatliche Veränderlichkeit beständig gleich wird. Diese Ausgleichung wird durchgeführt, wenn man als Maß  $a = 10\sqrt{w}$  verwendet, wo  $w$  die Wolf'schen Relativzahlen bedeutet.

*F. Steinhäuser.*

**Heinz Lettau.** Die Wirksamkeit einer Großstadt als Quelle von Luftverschmutzung. Gerlands Beitr. 31, 387—397, 1931, Nr. 4. Die von W. Schmidt angegebene Formel für die Verteilung einer Eigenschaft  $s$  der Luft nach Höhe ( $z$ ) und Zeit ( $t$ ) durch Austausch ( $A$ ) bei einem konstanten Strom  $S_0$  pro  $\text{cm}^2$  und sec wird umgebildet auf die Form

$$s = \frac{S_0}{\sigma} \left( e^{-\frac{\rho z^2}{4At}} \frac{2\sqrt{t}}{\sqrt{\pi A \rho}} - \frac{z}{A} \left[ 1 - \Phi \left( \frac{z}{2\sqrt{At}} \right) \right] \right)$$

( $\rho$  = Dichte,  $\sigma$  = spezifische Wärme, wenn  $S_0$  Wärmezufuhr bedeutet, sonst  $\sigma = 1$ ,  $\Phi = \text{Gauß'sches Fehlerintegral}$ ) und dazu verwendet, aus einer beobachteten Verteilung von  $s$  auf die Dunst- und Stauberzeugung  $S_0$  der Großstadt zu schließen. Als Unterlage werden Schätzungen des Blauwertes ( $B$ ) an verschiedenen Stellen von Königsberg und seine von Linke angegebene Beziehung zum Trübungsfaktor und damit zum Staub- und Dunstgehalt der Luft genommen. Diese Schätzung gibt hier

eigentlich eine integrierende Betrachtung der Verteilung von  $s$ , nämlich  $\int_0^\infty s dz$

als proportional dem Staubgehalt. Der Staubfluß von der Stadt zur Umgebung (Richtung  $x$ ) wird danach gefunden als  $S_0 = \frac{4}{5} \rho v \frac{\partial}{\partial x} \int s dz$ , wo  $v$  die mittlere Windgeschwindigkeit bedeutet. Damit wurden Werte für den Staubgehalt gefunden, die der Größenordnung nach mit früheren Messungen übereinstimmen.

*F. Steinhäuser.*

**M. Milankovitch.** Über die Uratmosphäre der Erde. Gerlands Beitr. 33 (Köppen-Band II), 219—222, 1931. Vor Bildung der Ozeane enthielt das gesamte freie Wasser der Erde in Form von überhitztem Wasserdampf die Atmosphäre. Zur Ausscheidung des Wasserdampfes konnte es erst kommen, als die Temperatur der unteren Atmosphärenschichten die kritische Temperatur des Wasserdampfes unterschritten hatte. Der thermische Aufbau dieser Uratmosphäre war durch die Ausstrahlung der Erde bedingt, die die Sonnenstrahlung damals weit überbot. Wenn man neben dem großen Wasserdampfgehalt die übrigen Gase nicht in Betracht zieht und aus der Annahme eines stationären Strahlungszustandes ein Strahlungsgleichgewicht folgert, so kann aus der Schwarzschild'schen Differentialgleichung ein Temperaturgradient von  $1^\circ$  pro 188 m für die Uratmosphäre berechnet werden. Dasselbe Ergebnis liefert auch die Berechnung des Temperaturgradienten für ein indifferentes Gleichgewicht der Atmosphäre nach Ritter. Im Anfangsstadium, als die Temperatur der untersten Atmosphärenschicht ungefähr  $1200^\circ$  betrug, reichte diese hauptsächlich aus überhitztem Wasserdampf bestehende Uratmosphäre bis zu 200 km und war dort von einer Wolkendecke umschlossen,

die sich mit fortschreitender Abkühlung der Erde näherte, bis die Bildung der Ozeane ermöglicht war.

*F. Steinhäuser.*

**E. Kuhlbrodt.** Bildung von Cirrus-Wölkchen beim Platzen von Pilotballonen in großen Höhen in den Tropen. Gerlands Beitr. 34 (Köppen-Band III), 9—20, 1931. Gelegentlich der Meteor-Expedition beobachtete Verf. das häufige Auftreten von cirrusartigen Wolken beim Platzen der Pilotballone, besonders in Höhen von 16 bis 19 km. Als Ursache wird erläutert, daß in den Tropen eine Wasserdampfübersättigung der umgebenden Luft in bezug auf Eis vorliegen dürfte, die durch die Kondensationskerne des Wasserstoffgases der Ballonfüllung evtl. in Verbindung mit dem im Pilotballon stets vorhandenen Talkumstaub zu Sublimationsvorgängen führt.

*K. Keil.*

**Adolf Schmidt.** Pri la ebleco kaj probableco de multjara periodeco en la meteorologiaj fenomenoj. Gerlands Beitr. 33 (Köppen-Band II), 40—44, 1931. (Esperanto.) Eine gewisse Möglichkeit annähernd periodischer Schwankungen von mehrjähriger Periodendauer in den meteorologischen Erscheinungen liegt in der aus allgemeinen mathematischen Gründen plausiblen Existenz einer un stetigen Mannigfaltigkeit quasistationärer Formen der allgemeinen Zirkulation, um die der tatsächliche Zustand, das Weltwetter, zeitlich und örtlich schwankt. Diese (vor allem durch die geographische Verteilung der Wolkendecke charakterisierten) Normalzustände lösen einander unter dem vorwiegenden Einfluß der Änderung des Sonnenstandes ab (Analogie mit den Vorgängen im Atom). Mit Rücksicht auf die zonale Geschlossenheit und die Rotation der Erde einerseits und den die Ausbildung geysirartiger Vorgänge begünstigenden Gegensatz zwischen Polar- und Äquatorialgebieten andererseits ist eine gewisse Wahrscheinlichkeit dafür gegeben, daß die Kette der einander ablösenden Normalzustände zu einem schon einmal dagewesenen zurückführt und sich damit zu einem Zyklus schließt. Das braucht durchaus nicht bei der Wiederkehr desselben Sonnenstandes der Fall zu sein; vielmehr kann und wird wahrscheinlich das Gesamtergebnis des einzelnen Jahres die Tendenz zu einer fortschreitenden Weiterentwicklung haben, die den Schluß des Zyklus erst nach einer Reihe von Jahren möglich macht.

*Ad. Schmidt.*

**Bernhard Haurwitz.** Zur Theorie der Wellenbewegungen in Luft und Wasser. Veröff. Geophys. Inst. Univ. Leipzig (2) 5, Nr. 1, 1—106, 1931. Es werden Wellen an der freien Oberfläche und an inneren Grenzflächen untersucht, und zwar mit Hilfe der Bjerknesschen atmosphärischen Störungsgleichungen in Eulerscher Form. Die Grenzflächen und die freien Oberflächen werden im ungestörten Zustande horizontal angenommen, von der Wirkung der Erdrotation wird im allgemeinen abgesehen, so daß das Problem als zweidimensionales in einer Vertikalebene behandelt werden kann. Zunächst wird eine inkompressible Flüssigkeit betrachtet, deren Dichte sich nach einem Exponentialgesetz mit der Höhe ändert. Die Grundströmung bleibe in jeder Schicht konstant. In diesem Falle haben die auftretenden gewöhnlichen Differentialgleichungen konstante Koeffizienten und lassen sich leicht behandeln. Hat man eine Schicht mit freier Oberfläche, so kommt man, wenn diese Schicht sehr tief ist, auf die Stokesche Formel für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Wellen auf tiefem Wasser, wenn die Schicht dagegen sehr flach oder die Wellen im Verhältnis zur Schichttiefe sehr lang sind, auf einen der Lagrangeschen Formel sehr

ähnlichen Ausdruck, nämlich  $v^* = \frac{gh}{\sqrt{1 + \frac{k}{2}h}}$ . Hier ist  $v^*$  die Wellengeschwindigkeit,

$g$  die Fallbeschleunigung,  $h$  die Schichttiefe,  $k$  das negative (konstante) Verhältnis des vertikalen Differentialquotienten der Dichte zur Dichte selbst. Die

Abweichungen von dem Fall konstanter Dichte sind übrigens nicht beträchtlich. Die Wellen an der Grenze zweier unendlich tiefer Schichten verschiedener Dichte haben bei gleichen Dichtesprüngen eine erheblich größere Geschwindigkeit, wenn die Dichte in beiden Schichten mit der Höhe sich ändert, als wenn sie konstant bleibt und bloß an der Schichtgrenze einen Sprung aufweist. Wenn beide Schichten flach sind, so ergeben sich bis auf kleine Modifikationen wieder bekannte Formeln. Im Falle dreier Schichten beeinflussen sich die an der freien Oberfläche und den beiden internen Grenzflächen auftretenden Wellen im Falle unendlicher Tiefe nicht. Ist die mittlere Schicht nur eine sehr dünne Übergangsschicht zwischen den beiden anderen Schichten, so ist die Wellengeschwindigkeit nur ganz wenig kleiner, als sie im Falle eines scharfen Dichtesprunges wäre. Weiterhin werden Wellen untersucht, wenn die Flüssigkeit inkompressibel ist, die Dichte in jeder Schicht konstant bleibt und die Grundströmung sich linear mit der Höhe ändert. Es zeigt sich, daß die Windänderung mit der Höhe sich nur in dem konvektiven Glied der Wellengeschwindigkeit bemerkbar macht, ihr Einfluß auf das dynamische Glied bleibt verschwindend klein. Schließlich werden Wellenbewegungen eines isotherm geschichteten Gases untersucht. Die Zustandsänderungen dürfen dabei nach einer beliebigen Polytropen verlaufen, im allgemeinen nach der Adiabaten. Vor allem werden die Wellen an der Grenze zweier unendlich tiefer Schichten behandelt. Ihre Geschwindigkeit ist bei gleicher Wellenlänge kleiner als im oben erwähnten Falle inkompressibler inhomogener Schichten, aber größer als im Falle homogener Schichten, was mit der Stabilität der Schichtung zusammenhängt. Aus diesen Rechnungen ergibt sich eine neue Formel für die Wellenlänge der Helmholtzschen Luftwogen

$$L = \frac{2\pi}{g} U^2 \frac{T^I + T^{II}}{\sqrt{(T^{II} - T^I)^2 + \frac{2(k-1)}{kR} U^2 (T^I + T^{II})}},$$

die auch die Kompressibilität der Luft mit berücksichtigt. Es bedeuten  $U$  den halben Geschwindigkeitssprung an der Schichtgrenze,  $T^I, II$  die Temperatur unterhalb und oberhalb der Schichtgrenze,  $k = 1,4$  das Verhältnis der spezifischen Wärmen,  $R$  die Gaskonstante für Luft. Diese neue Formel stellt die Beobachtungen besser dar als die früheren einfacheren Formeln. *Haurwitz.*

**Griffith Taylor.** The limits of the Australian desert. Gerlands Beitr. 33 (Köppen-Band II), 16—30, 1931. Der Verf. beschäftigt sich mit den verschiedenen Definitionen, die sich auf die Trockengebiete Australiens beziehen und beweist, daß als Definition nur eine kombinierte klimatische und ökonomische in Frage kommt. Das Gebiet, das Taylor mit dem Worte „Wüste“ bezeichnet, ist kleiner als die Wüste von Köppen, deren Grenzen rein klimatisch sind. Taylor nimmt auch den Zeitfaktor in die Definition der Wüste hinein. Seine Definition lautet: Eine Wüste ist ein Gebiet spärlichen Regenfalles (in heißen Gebieten bisweilen auch 15 Zoll erreichend) mit dünn gesättem und besonderem Pflanzen- und Tierleben. Sie ist für eine Nutzbarmachung durch ständige Hirten nicht geeignet, selbst wenn die Grenzgebiete durch diese Klasse 50 Jahre lang in Besitz genommen waren. Während der Verf. die geologischen und topographischen Gesichtspunkte (controls), die sich als unbedeutend für die Wüste erweisen, nur streift, führt er die charakteristischen Merkmale des großen und trockenen Gebietes (von Köppen Wüste genannt) und der inneren unbewohnten Wüste eingehendst aus. *H. Tollner.*

**F. Dilger.** Die elfjährige thermische Welle auf der Erdoberfläche. Gerlands Beitr. 30, 40—95, 1931, Nr. 1/2. Mit Hilfe der harmonischen Analyse wird die elfjährige thermische Welle auf der Erdoberfläche untersucht. Um ein Kriterium für die Realität der Wellen zu haben, wurden die Intervalle

fortlaufend um je zwei Jahre verschoben und die Analyse neuerdings durchgeführt, was eine konstante Änderung des Phasenwertes für jede Verschiebung zur Folge haben muß, wenn nicht Störungen im Wellenverlauf auftreten. Der Verlauf der Phasenverschiebung ist für indische, amerikanische und europäische Stationen getrennt graphisch dargestellt. Daraus sieht man im allgemeinen gegenüber der Sonnenfleckewelle eine Phasendifferenz der thermischen Welle von ungefähr 180°. In bestimmten Zeitepochen bewirken aber Störungen einen Phasensprung bis zu 100° in den einzelnen Stationsgruppen. Auffallend ist, daß in Europa Sonnenfleckens- und Temperaturwelle bis 1903 ungefähr in gleicher Phase schwingen, nachher aber nach einem Phasensprung der thermischen Welle um etwa 180° entgegengesetzt. Die Störungen treten an allen europäischen Stationen nicht gleichzeitig auf, sondern schreiten in der Störungsepoche um 1900 zeitlich von W nach E fort, während sie in einer Störungsepoche nach 1800 in umgekehrter Richtung von E nach W wandern. Im Amplitudenverlauf findet sich meist ein Minimum zur Zeit einer Störung im Phasenverlauf. Eine synoptische Darstellung der Isophasen zeigt ein Ausgangszentrum der elfjährigen Welle über Nord-Amerika, dem nördlichen Süd-Amerika und Nordwest-Europa, ein zweites in Indien und ein drittes über Australien und Samoa-Inseln. Diese Zentren finden sich auch bei Intervallverschiebungen entsprechend wieder. Die Amplitudenverteilung zeigt im zeitlichen Verlauf nicht mehr solche Einheitlichkeit wie die Phasen. Im Gegensatz zu den Untersuchungen K ö p p e n s sind nach dieser Arbeit um den Äquator die Amplituden am kleinsten und werden mit wachsender geographischer Breite größer. Eine Untersuchung der Koppelung der thermischen und der Sonnenfleckewelle zeigt, daß für längere Zeit eine solche nicht zu bestehen scheint. *F. Steinhäuser.*

**H. U. Sverdrup.** Diurnal variation of temperature at polar stations in the spring. Gerlands Beitr. 32, 1—14, 1931. Nach Simpson gibt es zwei verschiedene Typen des Jahrganges der Amplitude des täglichen Temperaturganges: 1. Der „McMurdo“-Typ mit einer langsamen Zunahme nach Wiederkehr der Sonne, die aber bis zum Zeitpunkt des höchsten Sonnenstandes andauert. 2. Der „Fram“-Typ mit einem rapiden Anstieg der Amplitude des täglichen Temperaturganges im Frühjahr, Maximum im April und darauf folgender Abnahme zu einem Minimum im Hochsommer und neuerlichem Anstieg bis zum Herbst. Die bisherigen Erklärungen für den „Fram“-Typ waren unzureichend. M o h n hielt die Zunahme der Bewölkung und der Windgeschwindigkeit zum Sommer für maßgebend, in der Tat aber ist der Abfall der Amplitude zum Sommer bei jeder Art von Wetter vorhanden. M e i n a r d u s ' Ansicht, daß im Sommer die Amplitude deshalb kleiner sei, weil dann im Laufe des Vormittags bereits der Gefrierpunkt erreicht werde, der wegen der zum Schmelzen des Eises notwendigen Wärme nicht leicht überschritten werden könne, wird dadurch hin-fällig, daß auch zu einer Zeit, wo das Tagesmaximum der Temperatur noch weit unter 0° liegt, bereits die Amplitudenabnahme eintritt. Während nun Simpson die Änderung im Charakter des täglichen Temperaturganges auf die Änderung der Oberflächenbeschaffenheit zurückführt (im Frühling lockere Schneedecke, im Sommer dichter Schnee), hat K i d s o n im Vorjahr auf die Bedeutung der dünnen, über den Polargebieten lagernden Kaltluftthaut hingewiesen. Tatsächlich findet nun Sverdrup einen eigenartigen rechnerischen Zusammenhang zwischen der Höhe der Kaltluftthaut, der Gesamtstrahlung auf die Horizontalfläche und der Amplitude des täglichen Temperaturganges unter Verwendung der Beobachtungen während der Drift der „Maud“. Die Resultate gelten für die Packeiszone in der Nähe der Sibirischen Küste (etwa für 73° N und 165° E). Die Hauptergebnisse enthält die folgende Tabelle:

Mittlere Beziehung zwischen der Amplitude der täglichen Variation der Lufttemperatur ( $A$ ), der Strahlung auf die Horizontalfläche ( $S$ ) und der Dicke der Kaltluftschicht (Konvektionsschicht,  $H$ )

Monat	$A$	$H$	$S$	$A/S$	$A \cdot H/S$
Februar . . .	0,84	130	0,094	8,94	1160
März . . . . .	2,74	130	0,380	7,21	940
April . . . . .	4,51	180	0,694	6,51	1170
Mai . . . . .	2,97	270	0,762	3,90	1050

Aus dem Verhältnis  $A/S$  ersieht man deutlich, daß die Strahlungsgröße mit zunehmender Jahreszeit in bezug auf die Amplitude der Temperatur in Bodennähe immer mehr entwertet, aus der Konstanz des Verhältnisses  $A \cdot H/S$  erkennt man jedoch, daß die Höhe der Konvektionsschicht, bis zu deren oberer Inversionsbegrenzung die tägliche Temperaturschwankung wirksam sein dürfte, ein maßgebender Faktor ist. Das Amplitudenmaximum im Frühjahr kommt also daher, daß die Strahlung dann bereits kräftig, die Höhe der im Laufe des Tages zu heizenden Schicht jedoch noch niedrig ist.

*F. Lauscher.*

**W. Pepler.** Zur Frage des Temperaturunterschiedes zwischen den Berggipfeln und der freien Atmosphäre. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre 17, 247—263, 1931, Nr. 4. Aus langen Beobachtungsreihen ist von verschiedenen Autoren abgeleitet worden, daß die Temperaturen der Berggipfel um annähernd  $1^{\circ}$  niedriger sind als die der Luftmassen der freien Atmosphäre in gleicher Höhenlage. Verf. hat den Versuch unternommen, eine Erklärung dieser Tatsache aus den Ergebnissen der aerologischen Beobachtungen der Drachenstation am Bodensee einerseits und den Temperaturregistrierungen auf der Zugspitze und dem Säntis andererseits abzuleiten. Die Bedenken, die zunächst gegen die Vergleichbarkeit der Temperaturen über dem Bodensee mit der etwa 120 km entfernten Zugspitze sich aufdrängen, treten nach Ansicht des Verf. dadurch zurück, daß er langjährige Mittelwerte hierzu herangezogen hat. Verf. gibt zunächst eine Übersicht der Temperaturdifferenzen nach Häufigkeit und mittlerer Größe. Zum Morgentermin ist das ganze Jahr über die Bergtemperatur um etwa  $1,2^{\circ}$  niedriger als die der freien Atmosphäre, am Nachmittag hingegen treten, wenigstens in den Monaten März bis August, Übertemperaturen im Mittel von bis zu  $1^{\circ}$  auf. Die morgendliche Temperaturdifferenz ist ausgesprochen von der Bewölkung über der Bergstation abhängig. Bei wolkenlosem Wetter erreicht sie sehr wesentliche Beträge, während sie sich bei bedecktem Himmel naturgemäß nur in kleinen Grenzen bewegt. Bei Windstößen bis zu 7 m/sec wächst die negative Differenz Zugspitze—Bodensee dem absoluten Betrag nach mit zunehmender Windstärke an, um bei weiterer Windsteigerung wieder abzunehmen. Am Nachmittag ist in der kälteren Jahreszeit derselbe Gang wenn auch mit schwächeren Amplituden zu beobachten. Heranziehung der Säntisbeobachtungen ergibt das Amplitudenmaximum bei 7 m/sec Wind, wie es auf der Zugspitze ausgeprägt ist, nicht. Auf der Zugspitze ist die Amplitude der Temperaturdifferenz gegenüber den Bodenseebeobachtungen bei nördlichen Winden größer und ausgeprägter als bei südlichen Winden, während auf dem Säntis die Verhältnisse gerade umgekehrt liegen. Die Differenz Zugspitze minus freier Atmosphäre steht in enger Abhängigkeit zum vertikalen Temperaturgradienten. Bei adiabatischer Temperaturabnahme ist die Differenz nahe Null, während sie bei Isothermien und Inversionen stark negative Werte erreicht. Dies macht sich besonders bei antizyklonalen Luftdruckverteilungen bemerkbar. Heiteres

Wetter, geringe Feuchtigkeit und Nordwinde auf der Zugspitze sind die äußeren Anzeichen dafür. Positive Differenzen treten meist bei entgegengesetzten Witterungsbedingungen auf. Verf. macht ausschließlich die dynamische Abkühlung infolge des an den Bergspitzen erzwungenen Aufsteigens der Luftmassen dafür verantwortlich. *P. Duckert.*

**F. Hummel.** Vergleichende Untersuchungen der Bögigkeit des Windes. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre 17, 264—277, 1931, Nr. 4. Verf. geht von der horizontalen Bögigkeit aus, wobei als Bögigkeitsmaß die Schwankungsamplitude der Windgeschwindigkeit pro Viertelstunde benutzt wird, um Untersuchungen von Einflüssen der Windrichtung, des Geländes, der Bebauung und von verschiedenen Luftkörpern, sowie von der Höhe der Aufstellung über dem Erdboden und auf Berggipfeln auf die Bögigkeit anzustellen. Infolge der großen Halbwertszeit und der weiter im Prinzip der verwendeten Böenmesser nach dem hydrostatischen Tauchglockenprinzip liegenden Anzeigeverzögerung wurden vom Verf. nur Registrierungen mit relativ hohen Windgeschwindigkeiten verwertet. Benutzt wurden vier Stationen des Badischen Netzes und die Registrierungen von Frankfurt a. M. Es ergaben sich besonders bei schwachen Winden größere Bögigkeiten bei Westwinden gegenüber Ostwinden auf allen Stationen. Die Unterschiede in der Bögigkeit sind verschieden groß und als Funktionen der Geländebebauung und -beschaffenheit darstellbar. Vorgelagerte Wälder und Städte erhöhen die Bögigkeit bei schwacher Windbewegung ganz erheblich. Gruppierung nach der Wetterlage ergibt größere maximale Bögigkeit bei Stationen, die den Cyklonenzentren näher gelegen sind, als Folge der dort herrschenden stärkeren Vertikalkomponente. Der Vergleich der Registrierungen auf dem Feldberg im Schwarzwald mit denjenigen von Freiburg i. Br. ergibt, daß die durch erhöhte Reibung im Gebirge zu erwartende größere Bögigkeit auf der Feldbergstation durch die Abnahme der Bögigkeit mit der Höhenlage stark überkompensiert wird. Bei Hochdruckwetterlagen zeigen die Tabellen weitgehende Beruhigung der Verhältnisse. Kaltluftwetterlagen zeigen gegenüber Warmlufteinbrüchen beträchtliche Vergrößerung der Bögigkeit besonders bei geringer Windbewegung. Tabellen und Figuren ergänzen das Gesagte sehr übersichtlich. Das Fehlen von zugehörigen Messungen der Vertikalbewegung erschwert die Diskussion. *P. Duckert.*

**W. Korte.** Messungen der Vertikalbewegungen der Atmosphäre durch Pilotballone. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre 17, 278—285, 1931, Nr. 4. H. Hergesell hat 1913 vorgeschlagen, die Vertikalströmungen in der Atmosphäre durch Visierung von Pilotballonen zu messen, an denen eine vertikal hängende Basis befestigt war. Ist die Länge dieser Basis  $b$ , der Winkel, unter dem die Basis im Theodoliten gemessen mittels Mikrometer oder Strichplatte erscheint,  $\epsilon$ ,  $\gamma$  der Höhenwinkel, so ergibt sich die Höhe des Ballons zu  $h = \frac{b}{2 \cdot \epsilon} \cdot \sin 2\gamma$ . Die Normalsteiggeschwindigkeit eines solchen Gespanns hat Hergesell nach der Formel

$$w = w_0 \cdot \sqrt{\frac{S}{S_0} \cdot \frac{1}{1 + 0,5 \frac{P}{Q_1}}}$$

bestimmt, wo  $w_0$  die Normalsteiggeschwindigkeit des Pilotballons ohne Basis und Anhängsel,  $S_0$  die Steigkraft eines solchen Ballons,  $S$  die Steigkraft des Systems mit Anhängsel,  $P$  das Gewicht einer am unteren Ende der Basis befindlichen Spirale ist, und  $Q_1$  ist gleich  $(S_0 + B)^{2/3}$ , wo  $B$  das Gewicht des ungefüllten Ballons darstellt. Verf. hat diese Messungen wieder aufgenommen und weitergeführt. An Stelle der Papierspirale Hergesells hat er eine solche aus Aluminiumfolie von  $1/10$  mm

benutzt, was den Vorteil einfacherer und stabilerer Herstellung bei besserer Sichtbarkeit hat. Verwendet wurden Basislängen bis zu 10 m. Eine Reihe von Aufstiegs-ergebnissen in graphischer Darstellung geben einen Begriff von der Einfachheit und Genauigkeit der Methode. Vergleiche zwischen der aerologischen Schichtung und den Vertikalbewegungen zeigen sehr enge Zusammenhänge. Bei der Einfachheit der Methode sollte geprüft werden, ob nicht viele Pilotvisierungen durch diese Art der Verfolgung zu einer Fundgrube von wichtigem aerologischen Material gemacht werden könnten. Besonderes Interesse unter den aufgeführten Beispielen hat eine Wetterlage mit Wogenbildung in etwa 1500 m Höhe, die sich sehr markant in der Zeithöhenkurve des Ballons ausprägt.

*P. Duckert.*

**A. Wigand.** Hochfahrten von Registrierballonen. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre 17, 286—289, 1931, Nr. 4. Verf. hat mit seinen Mitarbeitern L. Heis und E. Frankenberger Versuche angestellt, um die mit Registrierballon erreichten Höhen weiter zu steigern und Aufstiege in Schichten bis zu 40 km Höhe zu erhalten, in jene Höhen also, in denen die Schallsondierung und Ozonforschung eine erhebliche Temperatursteigerung mit der Höhe gefordert hat. Umfangreiche Untersuchungen und Messungen über den Kräfteverlauf bei der Ausdehnung von Gummiballonen berechtigten Verf. zu der Annahme, daß mit relativ geringen Gasfüllungen, also auch kleineren Aufstiegs-geschwindigkeiten, als sie normal üblich sind, Höhen von über 30 bis 40 km Höhe mit Registrierballonen erreichbar sein müßten. Die Erhöhung der Meßgenauigkeit der Registrierballonmeteorographen wurde besonders beim Barometer durch Eichung desselben in einem Druck-Kälte-Rezipienten, einem evakuierbaren Kupferkasten, der in ein Kohlensäure-Spiritus-Bad versenkt werden konnte, angestrebt. Dem Meteorographen wurde zur Kontrolle der erreichten Maximalhöhe noch ein Toluolüberlaufmanometer beigegeben. Von einer Aufstiegsreihe erreichten nach dieser neuen Methode vier Aufstiege Höhen über 30 km. Am 3. 9. 1930 wurden sogar 35,9 km erreicht. Als wichtigstes Ergebnis hat sich gezeigt, daß durch die Aufstiege nennenswerte Temperaturzunahmen in Höhen von 30 bis 36 km in der Stratosphäre nicht nachgewiesen werden konnten. Die Temperaturen der Gipfelhöhen lagen sämtlich unter  $-46^{\circ}$  C. Im Mittel nimmt oberhalb 20 km Höhe die Temperatur nur wenig, etwa um  $0,3^{\circ}$  C auf 1 km zu.

*P. Duckert.*

**A. Wigand.** Zur Meßtechnik aerologischer Flüge. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre 17, 290—293, 1931, Nr. 4. Verf. berichtet über Arbeiten seines Instituts zur Bestimmung der Thermometerträgheit in Abhängigkeit von der Luftdichte und Ventilation und zur Beseitigung der elastischen Nachwirkung und Hysterese des Aneroidbarometers durch Verwendung von Quarzkristall als Dosenfeder. Die Messungen sind notwendig, um in den verschiedensten aerologischen Registrierinstrumenten zu einer Verfeinerung und Genauigkeitssteigerung der aerologischen Meßergebnisse zu gelangen. Der Trägheitskoeffizient  $\alpha$  von Thermometern, wie ihn H. Hergesell definiert hat, ist abhängig von der Dichte  $\rho$  und der Geschwindigkeit  $v$  der ventilierten Luft, die an dem Thermometer vorbeistreicht. De Quervain hat den Geschwindigkeitseinfluß bei Bimetallthermometern zu  $\frac{\alpha}{\alpha_0} = \left(\frac{v_0}{v}\right)^{0,5}$  ermittelt. Nach Arbeiten des Verf. und seines Assistenten G. Klauke lassen sich diese Abhängigkeiten besser durch den Exponenten 0,6 statt 0,5 darstellen. Der Hauptwert wurde von ihnen aber auf den Dichteinfluß gelegt. Durch Flugzeugaufstiege, die in Stufen erfolgten, wurde diese Abhängigkeit zu  $\frac{\alpha}{\alpha_0} = \left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{0,6}$  oder auch durch  $\alpha = \alpha_0 + 0,73(\rho_0 - \rho)$  festgelegt. Die Tatsache, daß der Exponent bei Geschwindigkeits- und Dichteinfluß der gleiche ist, wird vom



Verf. dahin gedeutet, daß der tiefere Grund für den Einfluß auf den Wärmeübergang im Einfluß der Strömung liegt, weil in der den Strömungszustand charakterisierenden Reynoldschen Zahl  $R = \frac{v \cdot \rho \cdot l}{\mu}$  Dichte und Geschwindigkeit von gleichwertigem Einfluß auf die Form der Strömung sind. Indirekt würde daraus auf eine starke Abhängigkeit des Exponenten von der Thermometerform geschlossen werden müssen. Die elastische Nachwirkung der Druckindikatoren konnte Verf. durch Verwendung einer Quarzkristallplatte von 2,7 mm Dicke als Spannfeder eines Neusilberaneroids auf weniger als 0,0003 des Gesamtausschlages herabsetzen. Über Versuche, die den Quarzkristall durch Einkristallmetalle als Dosenfeder ersetzen, soll vom Verf. demnächst berichtet werden. *P. Duckert.*

**W. Georgii.** Das Segelflugzeug als aerologisches Forschungsmittel. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre 17, 294—306, 1931, Nr. 4. Verf. führt aus, daß das Segelflugzeug, wie Flugbahnvermessungen, die schon 1923 auf der Wasserkuppe von Koschmieder, Dubois und Kaempfert ausgeführt wurden, ergeben hatten, in besonderem Maße geeignet ist, als meteorologisches Instrument zur Bestimmung der Vertikalströme in der Atmosphäre zu dienen. Die Formel für die Sinkgeschwindigkeit enthält, abgesehen von der Luftdichte und einem Verhältnis  $c_a^3/c_w^2$ , das von den Aufstiegs- und Widerstandsbeiwerten abhängt, nur konstante Größen. Der Einfluß der Luftdichte auf die Sinkgeschwindigkeit ist relativ gering, er ergibt in 2000 m Höhe nur gegenüber Bodenwerten um 10 % höhere Sinkgeschwindigkeit. Das Verhältnis  $c_a^3/c_w^2$  ist als konstant anzusehen, solange der Flugzeugführer mit konstantem Staudruck fliegt. Dies ist einem geübten Flieger möglich. Aus der durch Eichflüge bestimmbar Sinkgeschwindigkeit und den wahren Vertikalbewegungen des Flugzeuges läßt sich dann die Vertikal-komponente der Luftbewegung bestimmen. Auch ein Motorflugzeug kann im Gleitflug bei abgestelltem Motor den gleichen Zwecken dienen. Es hat sogar den Vorteil, unabhängiger vom Aufstiegsort selbst zu sein, es sei denn, daß das Segelflugzeug durch ein Motorflugzeug hochgeschleppt werden kann. Eine Reihe von Beispielen von Vermessungen erläutern die Verhältnisse näher. Der Vorteil der Flugzeugmethode gegenüber Pilotballonmessungen liegt einmal in der Größe und dann auch in der Schnelligkeit, weil dadurch die Gewähr geboten wird, daß nur die großräumigen Bewegungen erfaßt werden. In einer Reihe von Beispielen werden in Zusammenhang hiermit die Möglichkeiten der Ausnutzung der feuchtlabilen Energie maritimer Kaltluftmassen durch Segelflugzeuge erörtert. Der Einbau umfangreicher Instrumentarien in größere Segelflugzeuge bietet noch eine Reihe von heute in ihren Folgerungen noch nicht übersehbaren Forschungsmöglichkeiten. Der volle Einsatz und die Ausnutzung der Vorteile des Segelflugzeuges gegenüber dem Motorflugzeug infolge der nur etwa 0,7 m/sec betragenden Sinkgeschwindigkeit ist durch die Entwicklung der Schleppmethode am Forschungsinstitut der Rhön-Rossitten-Gesellschaft gewährleistet. *P. Duckert.*

**E. Ekhart.** Zur Aerologie des Berg- und Talwindes. Ergebnisse von Pilotballonaufstiegen in Innsbruck. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre 18, 1—26, 1931, Nr. 1. Verf. untersucht den Mechanismus der Talwindströmung über dem Inntal. Alle Aufstiege fanden bei Hochdruckwetterlagen statt, die die Ausbildung lokaler Winde im Inntal begünstigten. Es ergaben sich bei Berg- und Talwinden keine beachtlichen Vertikalgeschwindigkeiten. Der Bergwind ist zeitlich und der Stärke nach gegenüber dem Talwind beschränkter. Der Beginn des Talwindes ist eine Funktion der täglichen Temperaturschwankung. In den Sommermonaten verspätet sich sein Anfang um mehrere Stunden. Sein Einsatz geschieht

am Boden. Mit der stärksten Konvektion erreicht er seine maximale vertikale Erstreckung, um von oben her dann wieder abgebaut zu werden. Seine obere Grenze unterschreitet gewöhnlich die Kammhöhen der Gebirge um etwa 400 m, kann aber gelegentlich noch in Kammhöhe nachgewiesen werden. Mehrere Tabellen und Figuren zeigen die abgeleiteten Zusammenhänge genauer. *P. Duckert.*

**R. Kanitscheider.** Beiträge zur Mechanik des Föhns. Ergebnisse von Doppelvisierungen in Innsbruck und Umgebung. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre 18, 27—49, 1931, Nr. 1. Verf. untersucht die Strömungsverhältnisse des Föhns in der Umgebung von Innsbruck mittels ausgewogener Piloten. Der aus dem Silltal südlich Innsbruck austretende Föhnstrom läuft in der Breite des Tales ungestört nach Norden und steigt an den Nordketten mit beträchtlicher Vertikalkomponente wieder auf. Im Mündungsgebiet des Silltales in das Inntal ergibt sich, wie auch an jeder anderen Quertalmündung, ein Divergenzstrom nach W und E. Auch diese Divergenzströme steigen schräg nach NW und NE an. In Höhe des Kammes ist die obere Grenze des Divergenzstromes durch deutliche Sprünge in der Windrichtung nachweisbar. Die Stromlinien der den Patscherkofel überwehenden Luft sind wieder abwärts gerichtet, schmiegen sich aber der Berglehne nicht bis zum Talboden wieder an, sondern steigen gegenüber dem abwärts geneigten Hang wieder in die Höhe. Für eine besondere Gruppe von Südwinden mit relativ geringer Mächtigkeit, aber ausgesprochenem Föhncharakter, wird der Begriff „seichter Föhn“ neu vorgeschlagen. Die Ursachen dieser nicht etwa als Abklingprozeß aufzufassenden Strömung ist noch ungeklärt. *P. Duckert.*

**P. Duckert und B. Thieme.** Neue radiometeorographische Methoden. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre 18, 50—67, 1931, Nr. 1. Die Verff. beschreiben eine neue Methode, Meßdaten aus den höheren Schichten der Atmosphäre kontinuierlich am Erdboden zu registrieren. P. Duckert hat zu diesem Zweck vorgeschlagen, die elektrischen Dimensionierungen von Kurzwellensendern durch die bekannten Meßelemente der Aerologie, wie Bimetallthermometer, Bourdonrohr, Haarhygrometer, und zwar vornehmlich die Betriebswellenlänge und den Modulationston von Sendern kontinuierlich variieren zu lassen, um durch Fernmessung dieser elektrischen Daten zu einer Übertragung zu gelangen. Die verwendeten Apparatypen und spezielle Sender- und Empfängerkonstruktionen werden beschrieben und abgebildet. Eine Reihe von Meßergebnissen werden angegeben. *P. Duckert.*

**P. Duckert.** Die Entwicklung der Telemeteorographie und ihre Instrumentarien. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre 18, 68—80, 1931, Nr. 1. Verf. gibt eine historische Übersicht nebst kurzer Beschreibung der für Meteorologie und Aerologie wichtigen Telemeteorographen. Der Ursprung der Instrumentarien geht auf das Jahr 1868 zurück, wo zuerst Buys-Ballot solche Methoden anzuwenden vorschlug. Über Olland, van Rysselberghe, Herath, Robitzsch geht er auf die neuen Radioapparaturen von Bureau, Duckert, Moltchanoff und Sudeck ein und zeigt die Zusammenhänge mit den früheren Methoden. Die Möglichkeiten der Verwendung für die moderne Forschung werden erörtert. *P. Duckert.*

## Geophysikalische Berichte

**M. Wolf und A. Sommerfeld.** Zu Robert Emdens siebzigstem Geburtstag. Naturwissensch. **20**, 161, 1932, Nr. 10.

**A. Schmauss, W. Schmidt und R. Süring.** Zu Robert Emdens siebzigstem Geburtstag. Meteorol. ZS. **49**, 89, 1932, Nr. 3.

**A. S. Eddington.** Polytropes. Naturwissensch. **20**, 162—164, 1932, Nr. 10. Den Ausführungen des Verf. liegen die „Gaskugeln“ von R. Emden von 1907 zugrunde, in denen die mechanische Wärmetheorie in ihrer Anwendung auf kosmologische wie meteorologische Probleme, die thermodynamischen Eigenschaften der polytropen kosmischen Kugelgebilde unter der Einwirkung von Druck und Gravitation zur Sprache kommen und die „Emdensche Gleichung“ graphisch-numerisch integriert wird. (Eddington selbst zog die Strahlung in den Rahmen der Emdenschen Theorie, andere unsere heutige Lehre vom Sterninnern usw.) Verf. behandelt Polytrope als „Standard Models“, die Eigenschaften der Polytropen, mit variablem wie normalem Index, unvollständige Polytrope und erklärt sie begriffsmäßig wie formaliter, zeigt Möglichkeiten ihrer Anwendung  
*Blaschke.*

**H. P. Cornelius.** Alfred Wegener †. Verh. d. Geolog. Bundesanst. 1931, S. 159—160, Nr. 7.  
*H. Ebert.*

**Albert Wigand.** Vom Wesen meteorologischer Arbeit. Meteorol. ZS. **49**, 90—95, 1932, Nr. 3.  
*Scheel.*

**Walther Bruns.** Luftfahrzeuge als Hilfsmittel in der Polarforschung. ZS. f. Flugtechn. **23**, 65—72, 1932, Nr. 3.

**E. Kohlschütter.** Die Definition der ellipsoidischen Koordinaten. S.-A. Mitt. d. Reichsamts f. Landesaufn. 1931/32, S. 102—106, Nr. 2.

**Wilhelm Volkmann.** Zu Galileis Pendelformel. ZS. f. Unterr. **45**, 25—28, 1932, Nr. 1.  
*H. Ebert.*

**Seiichi Higuchi.** On the Motion of the Lever of the Recording Pin of Omori's Horizontal Pendulum Seismograph at the Time of an Earthquake. Sc. Rep. Tōhoku Imp. Univ. (1) **20**, 764—781, 1931, Nr. 5. Es wird untersucht, in welcher Weise bei einem Seismographen nach Omori die elastische Nachgiebigkeit des die Schreibfeder tragenden Hebelarms die Aufzeichnung einer sinusförmigen, gedämpften Bodenbewegung beeinflusst. Wenn die Periode der Bodenbewegung nahe gleich der Eigenperiode des Hebelarms ist, tritt ein bei der üblichen Auswertung der Seismogramme vernachlässigtes Maximum der wahren Vergrößerung auf, und es weicht die Gestalt der Registrierkurve oft erheblich von der Art der ankommenden Bodenbewegung ab. Es wird gezeigt, wie weit man trotzdem aus der Registrierkurve auf die wahre Bodenbewegung schließen kann. Tabellen und Figuren geben die Zusammenhänge zwischen Bodenbewegung und Registrierung anschaulich wieder. *K. Jung.*

**Benjamin Allen Wooten.** A simple suspended mirror seismograph. Science (N. S.) **75**, 82—83, 1932, Nr. 1933.  
*H. Ebert.*

**J. H. Jones and D. T. Jones.** A portable seismograph for recording artificial earthquakes. Journ. scient. instr. **9**, 8—16, 1932, Nr. 1. Es wird ein Seismograph für die Aufzeichnung künstlicher Beben beschrieben. Die Pendelmasse besteht aus einem Bleizylinder, der von einer Messinghülle umgeben ist. An der Masse sitzt ein 50 cm langes konusförmiges Aluminiumrohr.

An dem oberen Ende dieses Rohres sind zwei kleine, mit einer Nut versehene Stege befestigt. Diese Stege sind in Richtung der Rohrachse in kleinem Abstand voneinander angebracht. Über die Nut der Stege führt ein gespannter Faden. An dem Faden ist in der Mitte von den beiden Stegen ein kleines Stückchen Weicheisen von 2 mm Breite und 10 mm Länge befestigt. Das Stückchen Weicheisen sitzt vor dem Schlitz eines Ringmagneten, so daß eine seitliche Bewegung des Weicheisenstückchens eine Drehung desselben um den gespannten Faden zur Folge hat. An dem Weicheisenstückchen befindet sich ein Spiegel für die optische Registrierung. *W. Schneider.*

**J. Patterson.** A Visual Signalling Meteorograph. Trans. Roy. Soc. Canada (3) 25, Sect. III, S. 115—120, 1931. *H. Ebert.*

**H. G. Cannegieter.** Ein neuer Flugzeugmeteorograph. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre 18, 225—227, 1932, Nr. 3. Ein neues Flugzeugmeteorographenmodell der Firma Bosch & Bosch, Freiburg i. B., wird beschrieben, das eine Verkleinerung der bisherigen Abmessungen bei gleicher Empfindlichkeit bringt. *P. Duckert.*

**P. Raethjen und Ed. Huss.** Über Vergleichbarkeit aerologischer Druck- und Temperaturmessungen beim augenblicklichen Entwicklungsstand des Instrumentariums und der Aufstiegsmethoden. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre 18, 171—179, 1932, Nr. 3. Vergleiche von gleichzeitigen Flugzeug- und Fesselballonaufstiegen über dem Bodensee ergeben Abweichungen der gleichzeitigen Temperatur- und Druckwerte in gleichen Höhen in dem Sinne, daß das Flugzeug im Mittel stets etwa um 5 mm niedrigeren Druck und um 0,5° höhere Temperaturen gegenüber dem Fessel-aufstieg ergeben. Die systematischen Abweichungen des Druckes erklären die Verff. durch Strömungsdruck zu Lasten des Flugzeuges, für die sie als Beleg Windkanalvergleiche anführen (irrtümlich! Ref.). Die zufälligen Abweichungen der Druckanzeigen, die in der gleichen Größenordnung liegen, werden hauptsächlich durch strömungstechnisch ungünstigen Bau der Meteorographen für Flugzeugmessungen gedeutet. Für die Erklärung der Temperaturungleichheiten werden Fehler der Eichmethoden bei beiden Instrumententypen und höhere Trägheitseffekte bei den schwach ventilierten Ballonaufstiegen angeführt. *P. Duckert.*

**M. J. Holtzmann.** Anemometrische Skizzen. Gerlands Beitr. 33 (Köppen-Band II), 387—405, 1931. Es werden einige neue Anemometer beschrieben. Aerodynamisches Anemometer zur Bestimmung der mittleren Windgeschwindigkeit: Als Aufnahmeteil wird ein Prandtl'sches Rohr und als Anzeigeteil ein Mikromanometer nach Krell verwendet. Das Manometerrohr ist entsprechend gebogen, so daß eine gleichmäßig geteilte Skale ermöglicht wird. Eine Dämpfung zur Messung der mittleren Windgeschwindigkeit ist angebracht. Maximalanemometer: In einer Rohrachse, auf der ein Robinsonkreuz aufgesetzt ist, ist ein Glasröhrchen koaxial eingeschraubt. Die untere Hälfte des Glasröhrchens ist mit einer Mischung von Spiritus, Wasser, Glycerin und Eisenchlorid gefüllt, und die Wand der oberen Hälfte ist mit Gelatine, gemischt mit ferrocyaurem Kali, bestrichen. Bei Rotation des Robinsonkreuzes bildet sich eine paraboloidförmige Flüssigkeitsoberfläche, deren höchster Rand durch Färbung zufolge der Reaktion der Chemikalien markiert wird und nach Eichung die maximale Windgeschwindigkeit innerhalb eines bestimmten Zeitabschnittes ablesen läßt. Eine 2 bis 3 Sekunden lange Andauer des Windstoßes genügt zur richtigen Einstellung. Ein anderer Typ eines Maximalmanometers wird noch erprobt, bei dem der maximale Stoß manometrisch gemessen wird. In das

senkrechte Manometerrohr ist ein Glasstäbchen eingesetzt, das mit Chemikalien bestrichen ist, die mit der Flüssigkeit des Manometers eine Färbungsreaktion geben und so den höchsten Stand markieren. Messung der Richtungsböigkeit: Auf Kugellagern dreht sich eine leichte, mit einem Duraluminiumrahmen versteifte Windfahne aus Aluminium, und zugleich mit ihr ein Kontaktzylinder, der aber nur die Drehung der Fahne nach einer Richtung mitmacht. Dadurch werden die Richtungsänderungen der Fahne summiert und nach einer Drehung des Zylinders um  $180^\circ$  wird ein Kontakt geschlossen. Vorläufig erfordert die Messung noch Augenbeobachtung, da eine Registrierungs Vorrichtung noch nicht fertiggestellt ist. Als Maß für den Böigkeitsgrad wird die Größe  $\beta = k \Sigma |\Delta \varphi| / T$  verwendet, wo  $\Sigma |\Delta \varphi|$  die Summe der mit diesem Instrument gemessenen Richtungsschwankungen während der Zeit  $T$  bedeutet. Gleichzeitige Versuchsmessungen in verschiedenen Höhen über dem Boden zeigten interessante Ergebnisse über das Anwachsen des  $\beta$  mit Annäherung an den Boden. *F. Steinhäuser.*

**Anders Ångström.** Über die Strahlungsdurchlässigkeit benetzter Mattglasscheiben. Gerlands Beitr. 31, 435—437, 1931, Nr. 4. Benetzung einer horizontal aufgestellten Mattglasscheibe von 3 mm Dicke bewirkte eine Erhöhung der durch diese und durch ein Gelbfilter  $OG_1$  mit einer Kupferoxydulzelle gemessenen Strahlungsintensität bei einem Sonnenstand von  $39,5^\circ$  um 15 % und bei  $24^\circ$  um 1 bis 2 %, bei Sonnenhöhe  $10^\circ$  eine Verminderung um 15 %. Bei einem Einfallswinkel unter  $70^\circ$  nimmt also die durchgehende Strahlung bei Benetzung der Mattglasscheibe zu, während bei größerem Einfallswinkel eine Abnahme erfolgt. *F. Steinhäuser.*

**Anders Ångström.** Registrations of illumination from sun and sky with cuprous oxide cells. Gerlands Beitr. 31, 438—443, 1931, Nr. 4. Der Verf. untersuchte die Verwendungsmöglichkeit der aus der physikalischen Literatur bekannten Kupferoxydulzelle für Messungen der Sonnen- und Himmelsstrahlung. Die Zelle wird horizontal aufgestellt, mit einem Potsdamer Gelbglasfilter  $OG_1$  bedeckt, und das Ganze ist in einem Gehäuse, in dessen oberer Bedeckungsfläche eine 3 mm dicke Mattglasscheibe eingebaut war, untergebracht. Durch diese Kombination von Filter und Zelle war ein Wellenbereich der gemessenen Strahlung von  $5100 \text{ \AA.-E.}$  bis über  $6250 \text{ \AA.-E.}$  mit einem Maximum bei  $5500 \text{ \AA.-E.}$  begrenzt. Für verschiedene Zellen muß die spektrale Empfindlichkeit besonders bestimmt werden, da sie von Zelle zu Zelle etwas verschieden ist. Zur Registrierung des von der Zelle bei Bestrahlung gelieferten Photostromes wird ein Zeiger galvanometer von Siemens verwendet, dessen Zeiger in Zeitabständen von 28 Sekunden durch einen Metallfallbügel auf den durch ein Uhrwerk weiterbewegten Papierstreifen niedergedrückt wird. Bei dieser Anordnung lieferte die Zelle bei einer Bestrahlung von  $1 \text{ gal/cm}^2 \text{ min}$  einen Strom von über  $1 \cdot 10^{-3} \text{ Amp.}$  Durch Abschirmung der Sonne kann die Himmelsstrahlung allein gemessen, bzw. registriert werden. Einige Beispiele von Registrierkurven sind wiedergegeben. *F. Steinhäuser.*

**P. Moltchanoff.** Die Methode der Radiosonde und ein Versuch ihrer Anwendung bei der Erforschung der höheren Atmosphärenschichten in den Polarregionen. Gerlands Beitr. 34 (Köppen-Band III), 36—56, 1931. Der Verf. hat ein Instrument zur Fernübermittlung der Meteorographenaufzeichnungen von Registrierballonen zu brauchbarer Vollkommenheit entwickelt. Der Thermographenzeiger wandert über ein System von Kontakten, deren Berührung einen Stromschluß herbeiführt. Die Kontaktstellen sind in vier „Kämmen“ der Reihe nach so angebracht, daß auf den Zahn des ersten Kammes beim Weiterwandern des Zeigers einer des

zweiten, dann des dritten, vierten und schließlich wieder des ersten Kammes berührt wird. Jeder Kontaktschluß liefert der Nummer des Kammes entsprechend ein, zwei, drei oder vier Signale, deren Anzahl durch einen Unterbrecher reguliert wird. Der Unterbrecher besteht aus gelappten Scheibchen, die auf einer gemeinsamen, beim Aufstieg durch einen Propeller in Drehung gesetzten Achse so angebracht sind, daß sie den Stromschluß des durch die Thermographenzeigerstellung gerade eingeschalteten Kammes ein-, bzw. zwei-, drei- oder viermal unterbrechen. Wenn vom Beginn des Aufstiegs an die verschiedenen Signale aufgenommen werden, kann jederzeit der Zeigerstand und damit die Temperatur ermittelt werden. Nach einer eventuellen Unterbrechung des Empfanges wird die Weiterverfolgung der Temperaturregistrierung dadurch ermöglicht, daß gewisse Temperaturstufen durch eigens eingefügte Kontakte in Form von langdauernden Signalen angegeben werden. Zur Übermittlung der Luftdruckangaben ist in sinnreicher Weise ein Barograph in das Kontaktsystem so eingeschaltet, daß jeder Kontakt des Barographenzeigers eine Verlängerung des ersten Signals aus der Reihe der Temperatursignale bewirkt. Es werden die Ergebnisse von Registrieraufstiegen mitgeteilt, die gelegentlich einer Expedition nach Alexandrowsk an sechs aufeinanderfolgenden Tagen während der Polarnacht mit diesem Instrument gewonnen wurden. *F. Steinhäuser.*

**G. Chatterjee.** On some instruments for sounding the lower layers of the atmosphere. Gerlands Beitr. 34 (Köppen-Band III), 252—263, 1931. Der Verf. beschreibt kurz eine Reihe von Instrumenten, die derzeit im indischen aerologischen Dienst in Verwendung stehen und für dessen besondere Bedürfnisse konstruiert bzw. modifiziert wurden. Wegen der zahlreichen Verluste an Registrierinstrumenten wird im indischen aerologischen Dienst ausschließlich der Dines-Meteorograph verwendet. Da bei Aufstiegen bis 3 oder 4 km Höhe nur ein sehr kleiner Teil der bei diesem Instrument an sich schon kleinen Registrierfläche ausgenutzt wird, wurden die für Kurzaufstiege verwendeten Meteorographen auf größere Empfindlichkeit umgebaut. Zur Erhöhung der Empfindlichkeit wurden zwei Aneroiddosen hintereinandergeschaltet und die Länge des temperaturempfindlichen Organs durch entsprechende Konstruktion verdoppelt. Die Vergrößerung der Registrierempfindlichkeit wird also durch Steigerung der „inneren“ Empfindlichkeit des Instrumentes erreicht. Die für Kurzaufstiege verwendeten Ballons tragen Vorrichtungen, die in vorgegebener Höhe automatisch eine Entleerung des Ballons bewirken. Eine weitere Vorrichtung bewirkt überdies bei Beginn des Abstiegs ein Abheben der Federn von der Registrierplatte, so daß ein Verkratzen derselben durch die Erschütterungen bei der Landung vermieden wird. Ein anderer Instrumententyp enthält ein registrierendes Psychrometer. Die Bewegungen zweier kräftiger Bimetalle werden durch Schreibhebel entsprechend vergrößert. Die Registrierung erfolgt punktweise auf einem durch Uhrwerk weiter bewegten Celluloidfilm. Die Höhe wird den einzelnen Temperaturwerten bei diesem Instrumententyp unter Annahme konstanter Steiggeschwindigkeit aus der verflossenen Zeit zugeordnet. Das Gewicht des Instruments beträgt 350 g. Schließlich wird noch ein einfacher Temperaturindikator beschrieben, der in Verbindung mit Pilotballons verwendet wird. Das Instrument wiegt 150 g und enthält vier Bimetall-Lamellen, die je bei Erreichung einer bestimmten, vorher einstellbaren Temperatur einen elektrischen Stromkreis schließen. Dadurch werden nacheinander die vier kleinen unter dem Instrument hängenden Raubbomben zur Entzündung gebracht. Das Erscheinen einer Rauchwolke im Gesichtsfeld des Theodoliten markiert so jeweils das Erreichen einer bestimmten Isothermenfläche. *M. Toperczer-Wien.*

**D. Montet.** Sur une modification de la chambre d'ionisation et de l'électrode de l'appareil Curie-Chéneveau-Laborde de mesure des faibles activités. Journ. de phys. et le Radium (7) 2, 162 S—163 S, 1931, Nr. 12. (Bull. Soc. Franç. de phys. Nr. 316.) Kurze Angaben über Verbesserungen am Apparat Curie-Chéneveau-Laborde zur Messung schwacher Aktivitäten, wonach dieser zur empfindlichsten Apparatur derartiger Instrumente gemacht sein soll. *Kolhörster.*

**Friedrich Lauscher.** Über ein Hilfsmittel zur Verhinderung von Reifansatz an Sonnenschein-Autographenkugeln. Meteorol. ZS. 49, 112—113, 1932, Nr. 3. An Sonnenschein-Autographen gehen viele Registrierstunden im Winter infolge Reifbelag und Eisansatz an den Kugeln verloren. Dem Übelstand ist nach den Erfahrungen von V. Conrad abzuhelpen durch Bedeckung der Kugeln während der Nacht mit einer Pappschachtel und Auftragung einer dünnen Haut von Glycerin auf die Kugeln. Die Schachtel schützt jene vor zu großer Abkühlung, die Glycerinhaut vor Festfrieren einer Eisschicht (sie läßt sich so leicht entfernen). Lauscher berichtet nun über Versuche, inwiefern etwa die dünne Glycerinhaut eine Schwächung der wirksamen Sonnenstrahlung bewirken könnte (durchschnittlich etwa 4%). *Blaschke.*

**Harold Jeffreys.** The Earth's Thermal History. Nature 127, 777—778, 1931, Nr. 3212.

**A. v. Flotow †, A. Berroth und H. Schmehl.** Relative Bestimmung der Schwerkraft auf 115 Stationen in Norddeutschland. F. Kossmat. Schwereanomalien und geologischer Bau des Untergrundes im norddeutschen Flachland. Veröff. d. Preuß. Geod. Inst. (N. F.) Nr. 106, 100 S., 1931. *H. Ebert.*

**M. W. Senstius.** Laterites and polar migration. Gerlands Beitr. 32, 134—140, 1931. Die Lateriten im Gebiete von Chakva bei Batum (Transkaukasien) haben sich nach Ansicht des Verf. im ausgehenden Tertiär unter klimatischen Bedingungen gebildet, die dem heutigen heißen Tropenklima entsprechen. Die Möglichkeit für solche klimatische Verhältnisse in diesem Gebiet ist für diese Zeiten nach Wegeners Theorie der Polverlagerung und Verschiebung des Äquatorgürtels gegeben. *F. Steinhauser.*

**H. Ertel.** Hebungseffekt und Grönlanddrift. Naturwissensch. 20, 170—171, 1932, Nr. 10. Wie eine einfache Abschätzung zeigt, kann man eine Westdrift Grönlands von 36 m im Jahr nicht dadurch erklären, daß die Grönlandscholle sich hebt und nach dem Satz von der Erhaltung des Rotationsmomentes bei der west-östlich gerichteten Rotation der Erde zurückbleibt. Auf diese Weise erklärt sich nur etwa 1/10<sup>9</sup> des angegebenen Betrages. *K. Jung.*

**Franz Ackerl.** Die Schwerkraft am Geoid. Wiener Anz. 1932, S. 41, Nr. 5. Das von F. Ackerl zusammengestellte Verzeichnis von über 4000 Pendelstationen und die Entwicklung der mit dem Verfahren von Prey reduzierten Schwerewerte nach Kugelfunktionen bis zur 16. Ordnung konnten wegen des großen Umfangs in den Sitzungsberichten der Akademie der Wissenschaften nur auszugsweise veröffentlicht werden. Eine Subvention ermöglicht die Drucklegung der vollständigen Arbeit unter dem in der Überschrift angegebenen Titel. *K. Jung.*

**R. Tomaschek und W. Schaffernicht.** Zu den gravimetrischen Bestimmungenversuchen der absoluten Erdbewegung. S.-A. Astron. Nachr. 244, 257—266, 1932, Nr. 5844. Mit einem sehr empfindlichen und in sorgfältiger Weise gegen Temperatureinflüsse geschützten Bifilargravimeter nach

Aug. Schmidt wurden die periodischen Schwankungen der Schwereintensität in Marburg a. L. gemessen, um festzustellen, ob der von Courvoisier angegebene gravimetrische Effekt einer Lorentz-Kontraktion der Erde aufzufinden ist. Die Empfindlichkeit des Instruments betrug das 17fache des seinerzeit von Schweydar in Potsdam aufgestellten Bifilargravimeters. Der von Courvoisier angegebene Effekt wurde nicht gefunden: statt eines ausgesprochenen Maximums vom Betrag  $dg/g = 3 \cdot 10^{-6}$  zeigten sich unausgesprochene sternzeitliche Schwankungen, die nicht  $1/10$  dieses Betrages erreichen. Die harmonische Analyse von nur 11 Registrierkurven und 14 Beobachtungstagen in einem Zeitraum von drei Wochen ergeben ein Hauptmondglied  $M_2$ , dessen Betrag nahezu dem der theoretischen Gezeiten bei starrer Erde gleich ist. (Hieraus ist nicht zu schließen, daß die Erde vollkommen starr ist, sondern nur, daß der von der Deformation der Erdmassen herkommende Teil der Verlagerung der Niveaufläche etwa  $2/3$  der Verlagerung der Erdoberfläche beträgt. Der Ref.) In den Ann. d. Phys. soll genauer berichtet werden.

*K. Jung.*

**J. de Graaff Hunter.** The hypothesis of isostasy. Month. Not. Geophys. Suppl. 3, 42—51, 1932, Nr. 1. Aus Lotabweichungen wird die Gestalt des Geoids in Vorderindien ermittelt und in Höhenliniendarstellung gegeben (Karte A). Sodann wird das theoretische Geoid berechnet, das einem vollkommen isostatischen Aufbau der Massen Vorderindiens entspricht (Karte B) und dem Geoid der Karte A durchaus nicht ähnlich ist. Daher fällt auch das Geoid, das den isostatisch reduzierten Lotabweichungen entspricht (Karte C), nicht mit dem Sphäroid zusammen. Nun werden die ideelle störende Schicht (Karte D) und die Hayfordsche Schwereanomalie (Karte E) berechnet, die dem wirklichen Geoid, d. h. den gemessenen Lotabweichungen entsprechen. Mit den berechneten Schwereanomalien der Karte E sind die gemessenen Hayfordschen Anomalien (Karte F) in recht guter Übereinstimmung, woraus man auf eine ausreichende Übereinstimmung aller aufgezeichneten Resultate schließen kann. Die Mächtigkeit der fehlenden Gesteinsmassen beträgt in der Gangesebene bis zu 6700 Fuß, im Süden der Halbinsel 1500 Fuß; bei Nagpur sind 3700 Fuß mächtige Massen und im Himalaya Massen von 2200 Fuß Dicke zu viel. Verglichen mit dem topographischen Relief ergibt sich, daß das Himalayagebirge zu etwa 90 % ausgeglichen ist, während große Teile der vorderindischen Halbinsel weit vom isostatischen Zustand entfernt sind.

*K. Jung.*

**Harold Jeffreys.** An application to the free-air reduction of gravity. Gerlands Beitr. 31, 378—386, 1931, Nr. 4. Unter Zugrundelegung der Freiluftreduktion der Schwere wird als Anwendung des Greenschen Theorems auf das Schwerefeld der Erde eine Feldgleichung für eine Massenverteilung über dem Geoid hergeleitet, die eine gute Annäherung erster Ordnung gibt, und damit wird eine neue Ableitung der Stokesschen Formel für die Hebung der Geoidfläche gegeben.

*F. Steinhauser.*

**William Bowie.** Sur une cause possible des tremblements de terre ne se manifestant pas à la surface du globe. C.R. 194, 507—508, 1932, Nr. 6.

**Masito Nakano.** Preliminary Note on the Accumulation and Dissipation of Energy of the Secondary Undulations in a Bay. Proc. Phys.-Math. Soc. Japan (3) 14, 44—56, 1932, Nr. 1.

**Chuji Tsuboi.** On the Possibility of Finding the Permanent Crust Dislocation caused by an Earthquake by means of its Seismogram. Proc. Imp. Acad. Tokyo 7, 371—374, 1931, Nr. 10.



**D. M. Y. Sommerville.** A criticism of Professor L. A. Cotton's theory regarding tidal stresses and the prediction of earthquakes. Month. Not., Geophys. Suppl. 3, 1—5, 1932, Nr. 1. *H. Ebert.*

**E. Rothé.** Sur la production des maximums dans les inscriptions séismographiques. Cas des épicentres océaniques. Gerlands Beitr. 34 (Köppen-Band III), 102—122, 1931. Der Verf. versucht, die Wellenformen bei der Maximalphase von Beben (lange Wellen) dadurch zu erklären, daß er sie sich zusammengesetzt denkt aus mehreren einfachen Sinusschwingungen mit benachbarter Periode und verschiedener Phase, sie werden als Interferenzerscheinungen aufgefaßt. Der Verf. studiert die Frage auf synthetischem Weg, indem er mittels eines Apparats, der zur Prüfung von Seismometern dient, mehrere derartige einfache Schwingungsformen zusammensetzt und sie mit den tatsächlich aufgezeichneten Registrierungen vergleicht. Tatsächlich gelingt es, auf diese Art die beobachteten Wellenformen weitgehendst, abgesehen von den ganz feinen Details zu erklären. Es genügt in den dargestellten Fällen meist eine Zusammensetzung aus drei einfachen Teilschwingungen. Der Verf. erklärt diese Erscheinungen dadurch, daß entweder mehrere benachbarte Bebenherde vorhanden sind, oder daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der Elementarwellen ein wenig voneinander verschieden sind. Man könnte sie vielleicht in Beziehung bringen zum geschichteten Erdaufbau (Magma, Sima, Sial). Die der Untersuchung unterworfenen Wellen werden vom Verf. als V-Wellen bezeichnet. Sie treten bei organischen Beben auf und sind charakterisiert durch besondere Größe der Amplitude in der Vertikalkomponente. Ihre Fortpflanzungsgeschwindigkeit liegt bei 3,1 bis 3,2 km/sec. *M. Toperczer-Wien.*

**A. W. Lee.** The determination of thicknesses of the continental layers from the travel times of seismic waves. Month. Not., Geophys. Suppl. 3, 13—21, 1932, Nr. 1. Es sei  $t$  die scheinbare und  $t_0$  die tatsächliche Zeit eines Bebens. Dann gelten nach Jeffreys für die einzelnen Phasen  $P$ ,  $P^*$ ,  $Pg$ ,  $Ps$ ,  $S$  usw. bestimmte Gleichungen, von denen die für die  $P$ -Phase hier wieder gegeben wird:

$$t_P - t_0 = (Z \cot \gamma + 2h_1 \cos \alpha_1 + 2h_2 \cos \alpha_2 + 2h_3 \cos \alpha_3 + 2h_4 \cos \alpha_4) / \mu.$$

$Z$  = Herdtiefe;  $h_n$  = Dicken der einzelnen Schichten der obersten Erdkruste;  $\gamma$  und  $\alpha_n$  sind Einfallswinkel, die sich aus den Geschwindigkeiten der Wellen in den einzelnen Schichten berechnen lassen;  $\mu$  = Wellengeschwindigkeit. In der obigen Gleichung sind sechs Unbekannte enthalten. Gelingt es bei einem Beben, wenigstens sechs Phasen zu identifizieren, so können die Schichtdicken und die Herdtiefe bestimmt werden. Der Verf. hat für einige Beben die Berechnungen durchgeführt.

*W. Schneider.*

**Harold Jeffreys.** On the stresses in the earth's crust required to support surface inequalities. Month. Not., Geophys. Suppl. 3, 30—41, 1932, Nr. 1. G. H. Darwin hat unter der Voraussetzung einer harmonischen Verteilung eines Druckes auf der Erdoberfläche eine angenäherte Berechnung der Spannungen, die in der Erdkruste entstehen, durchgeführt. Der Verf. hat diese Berechnungen in der vorliegenden Arbeit weitergeführt. *W. Schneider.*

**Naomi Miyabe.** Blocks in the Earth's Crust and their Movements. Part II. (Post-Seismic Crustal Movements in Bôshô Peninsula). Bull. Earthq. Res. Inst. 9, 407—422, 1931, Nr. 4. Durch das Kwantô-Erdbeben von 1923 war die Erdkruste der Halbinsel Bôshô stark verändert worden. Um diese Veränderung bestimmen zu können, wurde 1924 ein Nivellement entlang der Linie des Nivellements von 1898 vorgenommen. Aus der vertikalen Verrückung, die aus diesen

beiden Nivellements abgeleitet worden ist, kann man auf die Bewegung der Erdkruste vor dem Kwantô-Erdbeben und während desselben schließen. 1931 ist das Nivellement wiederholt worden, um die Bewegung der Erdkruste nach dem Beben festzustellen. Es hat sich gezeigt, daß die Bewegung der Erdkruste auf der Halbinsel Bôsô in der Zeit von 1924—1931 gerade umgekehrt derjenigen in der Zeit von 1898—1924 gewesen ist. Ferner kann man aus den Beobachtungen schließen, daß die Bewegung der Erdkruste von 1924—1931 im wesentlichen eine Drehung um eine bestimmte Achse gewesen sein muß; in den Jahren 1898—1924 muß ebenfalls eine Drehung um dieselbe Achse und außerdem noch eine vertikale Verrückung als Ganzes erfolgt sein. Nach der in einer früheren Arbeit (diese Ber. S. 465) mitgeteilten Methode hat der Verf. neben der Bewegung der Erdkruste als Ganzes auch die Bewegung der einzelnen Blöcke und deren Grenzen bestimmt.

*W. Schneider.*

**Torahiko Terada.** Earthquake and Thunderstorm. Bull. Earthq. Res. Inst. 9, 387—397, 1931, Nr. 4. Abstracts: Proc. Imp. Acad. Tokyo 7, 341—343, 1931, Nr. 9. Nach seinen Angaben unternimmt es der Verf. als erster, den Einfluß von Gewittern auf die Häufigkeit von Erdbeben zu untersuchen. Als Material verwendet er die Beben, die sich im Kwantô-Distrikt in den Jahren 1915—1931 ereignet haben. Er beschränkt sich auf die Beben in den Monaten Juli, August und September dieser Jahre, weil in den anderen Monaten die Gewitter zu selten sind. Das Ergebnis der Untersuchungen ist graphisch dargestellt. Hier und da kann man sehen, daß einem Maximum der Bebenhäufigkeit ein Maximum der Gewitterhäufigkeit entspricht. Zuweilen ist es aber auch umgekehrt oder einem auf fallenden Maximum der Häufigkeit der einen Erscheinung entspricht ein normaler Verlauf der Kurve, die die Häufigkeit der anderen Erscheinung darstellt. Als bemerkenswert hebt der Verf. hervor, daß der Verlauf der Kurve für die Häufigkeit der Gewitter im Monat August eine große Ähnlichkeit mit dem Verlauf der Kurve für die Bebenhäufigkeit im Monat September hat. Der Verf. weist noch darauf hin, daß eine seltene atmosphärische Lichterscheinung („voctet lighting“) vielfach dann beobachtet worden ist, wenn die Häufigkeit der Beben eine maximale ist.

*W. Schneider.*

**Mishio Ishimoto.** Caractéristiques des ondes séismiques d'après les enregistrements accélérométriques. Bull. Earthq. Res. Inst. 9, 473—483, 1931, Nr. 4. Der Verf. hat mit einem von ihm gebauten Beschleunigungsmesser Untersuchungen unternommen. In der vorliegenden Arbeit teilt der Verf. mit, welche Struktur die Seismogramme haben, die mit dem Beschleunigungsmesser bisher gewonnen worden sind. Es handelt sich um Seismogramme von neun Beben, deren Epizentren nicht weit voneinander entfernt lagen. Die charakteristischen Eigenschaften der Seismogramme sind: 1. Im ersten Teil der Seismogramme (Vorläufer) sind die Amplituden verhältnismäßig klein. 2. Es gibt mehrere Typen von Vorläufern: a) solche, deren Amplituden immer gleich bleiben, b) solche, deren Amplitude stark variiert und c) solche, die sich der Größe der Amplitude nach in zwei oder drei Teile teilen lassen. 3. Der Einsatz der Hauptbewegung (zweiter Teil der Seismogramme) ist deutlich an der Größe der Amplitude zu erkennen. Die hier mit Vorläufer bezeichneten Wellen entsprechen wahrscheinlich den *P*-Wellen, und die Hauptbewegung entspricht wahrscheinlich den *S*-Wellen. 4. Der Typ der Seismogramme bleibt derselbe, wenn man nur Seismogramme von Beben derselben Gegend betrachtet. (Dieses lassen auch schon die üblichen seismographischen Aufzeichnungen erkennen.) 5. Die Seismogramme von Beben, die ihren Ursprung auf hoher See haben, weisen im letzten Teil große Amplituden auf. 6. In den Seismogrammen befinden sich Wellen mit stoß-

artigem Charakter. 7. Fast alle registrierten Perioden liegen zwischen 0,2 und 0,4 sec. Unter Periode versteht der Verf. hier das Zeitintervall zwischen zwei aufeinanderfolgenden Scheitelpunkten der Registrierungen. Der Verf. glaubt, daß für die Nähe des Epizentrums der Beschleunigungsmesser für die Untersuchung der Natur der seismischen Wellen geeigneter ist als ein gewöhnlicher Seismograph. Dieser ist allerdings unentbehrlich für große Epizentralentfernungen.

*W. Schneider.*

**G. Bornitz.** Über die Ausbreitung der von Großkolbenmaschinen erzeugten Bodenschwingungen in die Tiefe. 44 S. Berlin, Verlag Julius Springer, 1931. Verf. untersucht in zwei oberschlesischen Bergwerken die Ausbreitung von maschinenerregten sinusförmigen Bodenbewegungen (Periode 0,8 bis 0,5 sec) bis in 530 m Tiefe. Er findet flächenhafte Ausbreitung an der Erdoberfläche, entsprechend einem langsamen Abklingen der Amplitude mit der Entfernung von der Erregerquelle. Nach der Tiefe nimmt die Bewegung sehr viel stärker ab, so daß räumliche Ausbreitung angenommen werden kann. An der Grenzfläche Tertiär-Karbon, in 70 m Tiefe, sinkt die Amplitude durch Reflexion, Brechung und Absorption sprunghaft auf die Hälfte der Betrags. Laufen mehrere Maschinen, so läßt sich die Bodenbewegung durch entsprechende Gegentaktschaltung, die am zweckmäßigsten durch Messungen mit Seismographen gefunden wird, auf ein Minimum herabdrücken. Diese Beobachtung ist wichtig für Gebäudeschäden. Verf. beschreibt die Methode und das Instrumentarium und gibt Literatur, dazu 49 Abbildungen und 5 Tafeln.

*R. Köhler.*

**Anton Schedler und Max Toperczer.** Die Verteilung der erdmagnetischen Deklination in Österreich zur Epoche 1930,0. Wiener Anz. 1932, S. 37—38, Nr. 4.

**Max Toperczer.** Bemerkungen zur Messung der magnetischen Deklination mit Fadenaufhängung der Magnete. Wiener Anz. 1932, S. 38—39, Nr. 4.

*H. Ebert.*

**R. Boek.** Ein neuer Schulzescher Erdinduktor. ZS. f. Instrkde. 52, 85—86, 1932, Nr. 2. Bei den Bestimmungen der magnetischen Inklination mit dem Erdinduktor zeigte der bisher verwandte Antrieb durch Kurbel und biegsame Welle Störungen. Die geschilderte Neukonstruktion verwendet eine Zahnradübertragung und gestattet u. a. noch in zwei weiteren Lagen zu messen. Versuche im Observatorium zeigten gute Ergebnisse.

*Schmerwitz.*

**A. Dauvillier.** Sur la théorie de l'aurore polaire. C. R. 194, 192—194, 1932, Nr. 2. Im Gegensatz zum Titel sind eine Reihe von Beobachtungsphänomenen und deren Erörterungen aneinandergereiht.

*Schmerwitz.*

**E. Mathias.** Variation de la tension superficielle de la matière fulminante en fonction de la température et du poids moléculaire. C. R. 194, 413—416, 1932, Nr. 5. Es wird in kurzer Form eine thermodynamische Ableitung für die Oberflächenspannung der in einem Blitz enthaltenen Materie gegeben. Diese wird proportional dem Quadrat des Molekulargewichts und umgekehrt proportional der dritten Potenz der Temperatur gefunden. Diese Oberflächenspannung ist im Vergleich mit der gewöhnlicher Luft etwa 100 fach größer.

*Schmerwitz.*

**P. A. Sheppard.** Character of Atmospheric Ionisation. Nature 129, 169, 1932, Nr. 3248. Bei Untersuchungen atmosphärischer Ionisation zeigten sich gleichzeitig bei drei Apparaten plötzliche, jedoch regelmäßige Ausschläge, deren Erklärung noch nicht ganz sicher gegeben wird.

*Schmerwitz.*

**K. C. Wang.** On atmospheric radio-activity and peiping weather. Sc. Report Tsing Hua Univ. (A) 1, 119—128, 1931, Nr. 3. Der Verf. untersucht die Abhängigkeit der radioaktiven Strahlung von den meteorologischen Bedingungen in der Nähe von Peiping in China während der Monate November 1929 bis April 1930. Es zeigt sich, daß die atmosphärische Radioaktivität viel größer als die in Europa, aber kleiner als die in Indien beobachtete ist. Die Aktivität ändert sich umgekehrt proportional mit dem Barometerstand; Wolken verringern je nach ihrer Dichte und Dicke die Aktivität. Ostwinde (Seewinde) bedingen geringere, andere Winde höhere Aktivität. *Blechschildt.*

**Tatuo Kobayasi.** On Electric Sparks. Part 2. Proc. Phys.-Math. Soc. Japan (3) 13, 310—316, 1931, Nr. 11. Es wurden Funkenentladungen zwischen der Oberfläche einer aufgeladenen isolierenden Platte und einem geerdeten Leiter untersucht. Diese dürften nämlich den Raumentladungen (bei Gewittern) ähnlicher sein als den Funken zwischen metallenen Polen. Das Aussehen der Funken ist je nach dem Vorzeichen verschieden. Positive Aufladung gibt stark verzweigte, wenig gekrümmte Bahnen, negative Zickzackformen. Weitere Einzelheiten müssen dem Original entnommen werden. *Kolhörster.*

**Michael Grabham.** Electrical Conditions in Stratified Clouds. Nature 128, 969, 1931, Nr. 3240. Verf. verweist auf seine Höhenbeobachtungen auf Madeira hinsichtlich der Bedingungen, unter denen dort die elektrisch-atmosphärischen Vorgänge während der Sommermonate auftreten. Bei vorherrschenden NNE-Winden wird die ständige Verdampfung der oberen Wolkenschichten durch ankommende wasserdampfhaltige Luftmengen immer wieder im Gange erhalten. Diese feuchten Massen sind immer elektrisch bzw. von positiver Elektrizität umgeben, deren Intensität wechselt und mittels des Elektrometers von Thomson nachgewiesen werden kann. *Blaschke.*

**E. V. Appleton and G. Builder.** Wireless echoes of short delay. Proc. Phys. Soc. 44, 76—87, 1932, Nr. 1 (Nr. 241). Es wird eine einfache Apparatur zum Senden und zum Empfang von sehr kurzen hochfrequenten Impulsen beschrieben, die zu Echomessungen an der Heavisideschicht verwendet wird. Die Zeichendauer beträgt 0,0001 sec und darunter, der Zeichenabstand 0,02 sec. Zur photographischen Registrierung der Zeichen auf der Empfangsseite wird ein Schleifenszillograph benutzt. Sende- und Empfangsstation stehen 5 km auseinander. Die Höhe der reflektierenden Zone wird nach der Methode der Gruppenverzögerung gemessen. Die Messungen deuten auf zwei Reflexionszonen hin, deren eine in 100 km Höhe liegt, während die Höhe der anderen zwischen 200 und 500 km variiert. Während des größten Teils der Nacht werden die Zeichen nur an der höher gelegenen Schicht reflektiert, und zwar steigt die Reflexionshöhe bis 2 Uhr stetig an. Zwischen 2 und 4 Uhr wurde keine Reflexion beobachtet. An Hand des Vergleichs dieser Meßergebnisse mit früheren, nach der Methode der Frequenzänderung gewonnenen, werden die relativen Vorzüge der beiden Methoden diskutiert. *Kniepkamp.*

**T. R. Gilliland, G. W. Kenrick and K. A. Norton.** Investigations of Kennelly-Heaviside layer heights for frequencies between 1600 and 8650 kilocycles per second. Bur. of Stand. Journ. of Res. 7, 1083—1104, 1931, Nr. 6 (RP. 390) und Proc. Inst. Radio Eng. 20, 286—309, 1932, Nr. 2. Die Ergebnisse von Beobachtungen, die die Ermittlung der Höhe der Kennelly-Heaviside-Schicht zum Gegenstand haben und die im Sommer 1930 in der Nähe von Washington ausgeführt wurden, werden mitgeteilt. Es wurde die Existenz zweier Schichten bei Tag nachgewiesen, bei Anwendung von Frequenzen zwischen 3000

und 5000 Kilohertz. Die Veränderung der virtuellen Höhe der höheren Schicht, bedingt durch die Existenz der niedrigeren Schicht, wird theoretisch untersucht und eine Darstellung gegeben, nach der sich in der Tat große Änderungen der virtuellen Höhe in der Nähe der höchsten Frequenz auf das Vorhandensein der niedrigeren Schicht zurückführen lassen. Mehrere Oszillogramme zeigen charakteristische Typen der beobachteten Aufnahmen. Ferner wird ein Diagramm mitgeteilt, welches das Tagesmittel der virtuellen Höhen in der Zeit von Januar bis Oktober 1930 wiedergibt. Die zu den Versuchen benutzte Methode ist die von Breit und Tuve (siehe diese Ber. 8, 859, 1927) angegebene, bei der die Verzögerung der Gruppengeschwindigkeit beobachtet wird. *Kreiselheimer.*

**L. Vegard.** Wave-length of the Green Auroral Line Determined by the Interferometer. *Nature* **129**, 23, 1932, Nr. 3244. Um sicherzustellen, daß die grüne Linie des Nachthimmels identisch ist mit der grünen Linie des Nordlichtes, hat der Verf. in Tromsö die grüne Nordlichtlinie mit einem Perot-Fabry-Etalon untersucht im Anschluß an die Neonlinie  $5852,488 \text{ \AA}$ . Als Wellenlänge ergab sich je nach dem Auswertungsverfahren  $5577,340$  bzw.  $5577,345 \text{ \AA}$ . Der Hauptfehler beruht auf der Unsicherheit der Temperaturbestimmung, dürfte aber  $0,01 \text{ \AA}$  nicht übersteigen. Babcock fand für die Linie des Nachthimmels  $5577,350 \text{ \AA}$ , also einen Wert, der mit dem vom Verf. gefundenen innerhalb der Fehlergrenzen identisch ist. *Cario.*

**W. Grotrian.** Rote Sauerstoffstrahlung am Nachthimmel. *Naturwissenschaften*. **20**, 85, 1932, Nr. 5. Es werden an Herrn L. A. Sommer einige Fragen gerichtet, die sich auf eine von ihm in den Naturwissenschaften (diese Ber. **11**, 2470, 1930) mitgeteilte Beobachtung über das Auftreten der O I-Linien  $\lambda 6300$  und  $\lambda 6363 \text{ \AA}$ -E. im Spektrum des Nachthimmels beziehen. *W. Grotrian.*

**L. D. Huff.** Neutrons and Cosmic Rays. *Phys. Rev.* (2) **38**, 2292, 1931, Nr. 12. Wenn ein Höhenstrahl ein Neutron etwa im Sinne Paulis darstellt, so besäße er ein magnetisches Moment und müßte im nicht homogenen Magnetfeld abgelenkt werden. Es läßt sich überschlagsmäßig zeigen, daß weder bei einem Stern-Gerlach-Versuch, noch bei Einwirkung des erdmagnetischen Feldes eine meßbare Ablenkung wahrnehmbar werden kann. Dazu ist die Energie der Strahlen zu groß. *Kolhörster.*

**W. Messerschmidt.** Über die sonnenzeitliche Periode der harten Ultrastrahlung. *ZS. f. Phys.* **74**, 187—190, 1932, Nr. 3/4. Bei 10 cm Bleifilterung ergeben die Beobachtungen an der großen Hallenser Doppelapparat für Januar bis Juni 1931 einen täglichen Gang der Höhenstrahlungsintensität mit Maxima um etwa 12 und 24 Uhr bei einer Amplitude von im Mittel 0,25 %. Die gefundene sonnenzeitliche Periode ist nicht als primärer Sonneneffekt zu deuten. Vielleicht handelt es sich um Sekundärstrahlenwirkung, die noch den Bleipanzern durchsetzt. Denn Hoffmann fand bei ungefilterter Strahlung eine Periode, die dem täglichen Gang der Temperatur der Atmosphäre folgt. Deswegen ist mit einer Meßreihe mit 20 cm Bleifilterung begonnen worden. Eine summarische Reduktion des Materials auf Sternzeit läßt eine sternzeitliche Periode nicht erkennen. Wieweit eine direkte thermische Beeinflussung der Apparatur noch im Spiele ist — dieses zeigte sich neuerdings bei anderen Beobachtungen —, soll demnächst untersucht werden. *Kolhörster.*

**G. T. P. Tarrant and L. H. Gray.** An attempt to detect the spontaneous transformation of helium into penetrating radiation. *Proc. Cambridge Phil. Soc.* **28**, 124—127, 1932, Nr. 1. Nach Jeans sollte Zerstrahlung

eines Heliumatoms eine Strahlung von der Härte der von Regener gefundenen Komponente der Höhenstrahlung ( $\mu = 1,8 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ ) liefern. Auf Veranlassung von Rutherford wurde daher untersucht, ob  $4,7 \cdot 10^3 \text{ g}$  Helium in einem mittleren Abstand von  $45 \text{ cm}$  von einer Hochdruckionisationsapparat ( $100 \text{ Atm.}$  Luftfüllung, Wandstärke  $1 \text{ cm}$ ) die Ionisation ( $66 \text{ J}$  bei  $5\frac{1}{2} \text{ cm}$  Bleischirmung) beeinflussen. Gefunden wurde nur eine Abschirmung durch die Heliumbomben von  $0,9 \pm 0,5 \text{ J}$  mit und  $16 \pm 8 \text{ J}$  ohne Bleischirm. Hieraus läßt sich die obere Grenze für die Zerfallskonstante der hypothetischen Heliumstrahlung zu  $\lambda < 5,66 \cdot 10^{-27} \text{ sec}^{-1}$ , die Halbwertszeit  $T > 3,88 \cdot 10^{18}$  Jahre schätzen, da  $1 \text{ g}$  Helium nicht mehr als  $8,6 \cdot 10^{-4}$  Quanten aussenden kann. Der Heliumgehalt der Atmosphäre erzeugt nicht mehr als  $2 \%$  der von der Höhenstrahlung, bzw.  $10 \%$  der von ihrer härtesten Komponente hervorgerufenen Ionisation. Wenn die gesamte Materie im interstellaren Raum aus Helium besteht und strahlt, so könnte maximal eine  $200$  mal so große Höhenstrahlungsintensität auftreten. Wenn andererseits Helium eine Intensität von der der harten Komponente erzeugt, so müßte es im interstellaren Raum mehr als  $0,1 \%$  ausmachen. Kolhörster.

**Robert A. Millikan.** Further experiments on the uniformity of distribution of the cosmic radiation. Phys. Rev. (2) 39, 391—396, 1932, Nr. 3. Mit einem durch allseitig  $7,6 \text{ cm}$  Blei geschirmten Strahlungsapparat, der mit Luft von  $30 \text{ Atm.}$  gefüllt, einen Nulleffekt von  $1,2 \text{ J}$  aufweist, wurde in Pasadena in Throop Hall, California Institute in der Zeit vom 11. Juli bis 16. August 1931, sowie im Hause des Verf. vom 11. bis 20. August 1931 die Intensität der Höhenstrahlung  $4$  mal am Tage ( $6$  bis  $12$ ,  $12$  bis  $18$ ,  $18$  bis  $24$ ,  $0$  bis  $6$  Uhr) gemessen. Es wurde auf möglichst konstante Temperatur geachtet, weil gerade bei Hochdruckionisationsgefäßen mit ihrem ungesättigten Strom der Temperatureinfluß sich bemerkbar macht. Die Abweichungen der Einzelwerte vom Mittel sind im allgemeinen geringer als  $1 \%$ . Die Mittelwerte der Strahlungsintensität haben ein Maximum von  $12$  bis  $18$  Uhr, ein Minimum von  $6$  bis  $12$  Uhr, ihre Differenz liegt um  $0,5 \%$ . Der Gang verläuft ungefähr spiegelbildlich zum Luftdruck, aber nicht ganz, da der Luftdruck auch dynamischen Einflüssen unterliegt, die  $1 \%$  nicht überschreiten. Die von der Sonnenbestrahlung herrührenden Strömungen in der Atmosphäre sollten sich in den Schwankungen der Einzelwerte bemerkbar machen. Deshalb sind in der Zeit von  $0$  bis  $6$  Uhr, bei größter Ruhe in der Atmosphäre, die Schwankungen am kleinsten. Wenn nun auch der Barometereffekt die Schwankungen nicht vollständig erklärt, so kann innerhalb der Meßgenauigkeit von etwa  $\frac{1}{3} \%$  ein Sonneneinfluß oder ein Gang mit Sternzeit nicht nachgewiesen werden. Kolhörster.

**Robert A. Millikan.** Cosmic-ray ionization and electroscopes-constants as a function of pressure. Phys. Rev. (2) 39, 397—402, 1932, Nr. 3. Der Nulleffekt eines Ionisationsgefäßes erweist sich als abhängig vom Innendruck. So wurde z. B. für ein und denselben Strahlungsapparat bei  $1 \text{ Atm.}$  Druck  $5,13 \text{ J}$ , bei  $30,1 \text{ Atm.}$   $1,2 \text{ J}$  gefunden, ein Folge mangelnder Sättigung bei hohen Fülldrücken. Daher auch das Zurückbleiben des Ionisationsstromes gegenüber der Druckzunahme. Während der Druck von einer auf  $30 \text{ Atm.}$  anwächst, erreicht die Ionisation nur den  $13,80$  fachen Betrag. Dieser Multiplikationsfaktor ist derselbe für Höhenstrahlen wie für  $\gamma$ -Strahlen radioaktiver Substanz. Die Strahlungsstärke in Pasadena ( $230 \text{ m}$ ) wird zu  $2,63 \text{ J}$  bei  $740 \text{ mm}$   $24^\circ$ , daraus für Seehöhe zu  $2,48 \text{ J}$  bestimmt; der absolute Wert der Höhenstrahlung in freier Luft dürfte daher für Pasadena etwas über  $2 \text{ J}$  liegen. Kolhörster.

**L. M. Mott-Smith.** On a attempt to deflect magnetically the cosmic-ray corpuscles. Phys. Rev. (2) 39, 403—414, 1932, Nr. 3. Verf. berichtet aus-

fürlich über seine Versuche, Höhenstrahlen in einem starken Magnetfeld abzulenken. Das durch zwei Zählrohre bestimmte Höhenstrahlenbündel durchsetzt einen Eisenblock, dessen Induktion auf 17 000 Gauß gebracht werden kann, und wird im dritten Zählrohr analysiert. Es werden also dreifach Koinzidenzen verwendet. Ebenso wie Rossi (vgl. diese Ber. 12, 2721, 1931) findet auch Verf. keine Ablenkung, obwohl sich diese bei Elektronen bis  $2 \cdot 10^9$  e-Volt oder bei Protonen bis  $10^9$  e-Volt hätte zeigen sollen. Die Ergebnisse werden unter verschiedenen Annahmen — vielleicht handelt es sich um Neutronen — diskutiert. *Kolhörster.*

**E. Regener.** Über das Spektrum der Ultrastrahlung. I. Die Messungen im Herbst 1928. ZS. f. Phys. 74, 433—454, 1932, Nr. 7/8. Es wird zusammenfassend über die Absorptionsmessungen der Höhenstrahlung im Bodensee bis 230 m Wassertiefe berichtet und die dazu verwendete Apparatur eingehender beschrieben. Die durchdringendste Komponente der Höhenstrahlung ist von 80 m Wassertiefe an wahrscheinlich homogen. Ihr Absorptionskoeffizient errechnet sich nach dem einfachen  $e^{-uH}$ -Gesetz, also senkrecht einfallendes Parallelstrahlbündel, und ohne Berücksichtigung der Streustrahlung zu  $1,9 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ , so daß die Wellenlänge der Strahlung wahrscheinlich derjenigen entspricht, welche nach Jeans bei Zerstrahlung eines Heliumatoms entstehen sollte. *Kolhörster.*

**V. Walfrid Ekman.** Zum Problem des Golfstroms. Gerlands Beitr. 33 (Köppen-Band II), 353—364, 1931. Der Verf. behandelt die Frage, ob die scharfe Nordgrenze zwischen warmem und kaltem Wasser des Golfstroms unter gleichzeitiger Berücksichtigung von Temperaturschichtung und Wind erklärt werden kann, und kommt zu dem Ergebnis, daß ein mit dem Konvektionsstrom laufender Wind den Strom verschmälern und beschleunigen kann, ohne die vom Strom geführte Wassermenge zu ändern. Das Zusammenwirken der beschleunigenden Reibung des Windes in den oberen Schichten und der entgegenwirkenden inneren Reibung in den unteren Schichten des Stromes kann je nachdem, welche Reibungskraft überwiegt, eine Stauung des warmen Wassers im Süden des Stromes oder eine Abfuhr nach Norden bewirken oder es kann der Strom ohne Wasserabgabe nach einer der beiden Richtungen bleiben. Berechnungen zeigen, daß die Windreibung ein Aufstauen im Süden bewirken muß. *F. Steinhauser.*

**H. Thorade.** Strömung und zungenförmige Ausbreitung des Wassers. Gerlands Beitr. 34 (Köppen-Band III), 57—76, 1931. Zur Bestimmung der Strömungsverhältnisse in Ozeanen ist man häufig auf indirekte Methoden angewiesen. Stellen mit gedrängten Isolinien (Isohalinen, Isothermen) werden als Strömungsgrenzen gedeutet, während zungenförmige Isolinien Stromachsen darstellen sollen. Da diese Methode oft zu der Wirklichkeit nicht entsprechenden Vorstellungen führte, untersuchte der Verf. theoretisch, wie sich ein Strom ausbreitet, der in anders geartete Wassermassen eindringt, indem er einige Beispiele nach der Defantschen Gleichung berechnet, die das Problem als Zusammenwirkung von Austausch und Strömung betrachtet. Unter Annahme einer anfangs im Zentrum des Stromes maximalen, aber zur Stromachse symmetrischen Verteilung eines Stoffes (*S*-Gehalt) ergeben sich nahezu dieselben Isolinien bei konstanter Geschwindigkeit im ganzen Strom, wie bei Geschwindigkeitszunahme zur Strommitte. Wenn die Geschwindigkeit in der Stromrichtung abnimmt, der Strom also divergiert, erscheinen die zungenförmigen Isolinien mehr abgerundet. Bei konstanter Geschwindigkeit, aber verschiedenem *S*-Gehalt an beiden Stromgrenzen neigen die Zungen der Isolinien abweichend von der Stromrichtung zur Seite mit größerem *S*-Gehalt. Aus diesen und ähnlichen Beispielen geht die Wirkung des Austausches und die Mangelhaftigkeit der Bestimmung der Strömung nach Isolinien hervor. *F. Steinhauser.*

**Charles F. Brooks.** Varying trade winds change Gulf Stream temperatures. Gerlands Beitr. 34 (Köppen-Band III), 400—408, 1931. Die verschiedene Intensität des NE- bzw. SE-Passates übt nach drei bis zwölf Monaten einen Einfluß auf die Temperaturen des Golfstromes in der Straße von Florida in der Art aus, daß drei bis sechs Monate nach den Monaten mit um 3,7 m/sec übernormalem NE-Passat in 88 % der Monate und sechs bis neun Monate nach gleich übernormalen SE-Passaten in 79 % die Temperatur des Golfstromes übernormal war, aber neun bis elf nach den Monaten mit starkem NE-Passat in 83 % und elf bis zwölf Monate nach übernormalem SE-Passat in 73 % der Monate die Temperatur unternormal war. Bei um 4,6 m/sec unternormalen Passaten waren nach denselben Zeiten übernormale Abweichungen bei NE-Passat in 46 % und bei SE-Passat in 33 %, während die negativen Abweichungen 33 % bzw. 18 % der entsprechenden Monate betragen. Die Auswirkung der Passatschwankungen erstreckt sich aber weiter über die Straße von Florida hinaus bis Neufundland, Grönland, Island und NW-Europa, wo sie noch mit entsprechender Verspätung die Witterung beeinflussen und daher Anhaltspunkte für Witterungsvoraussagen nach drei Monaten bis gegen zwei Jahre geben können. Diese Abhandlung ist ein zusammenfassendes Referat über verschiedene Arbeiten über dieses Problem.

*F. Steinhäuser.*

**H. Süring.** Robert Emden und die Physik der Atmosphäre. Naturwissensch. 20, 164—166, 1932, Nr. 10.

**V. V. Sohoni.** Temperature Changes in Calcutta Thunderstorms. Scient. Not. India Meteorol. Dep. 4, 19—34, 1931, Nr. 33. *H. Ebert.*

**Edward Stenz.** Über den großen Staubfall 26. bis 30. April 1928 in Südosteuropa. Gerlands Beitr. 33 (Köppen-Band II), 313—337, 1931. Die vorliegende Abhandlung enthält ergänzende Studien zu dem großen, Ende April 1928 in Südosteuropa beobachteten Staubfall. Derartige Staubstürme sind in der Ukraine, in der auch das Ursprungsgebiet des hier besprochenen Staubfalls liegt, durchaus nichts Seltenes, nur zeichnet sich der hier behandelte Fall durch besondere Intensität aus. Das gesamte vom Staubfall direkt betroffene Gebiet hat eine Größe von etwa 600 000 km<sup>2</sup>. Davon entfallen auf die Ukraine 270 000 km<sup>2</sup>, auf Polen 236 000 km<sup>2</sup>, auf Rumänien 74 000 km<sup>2</sup>. Ausläufer des Staubfalls erreichten auch die Tschechoslowakei (östlicher Teil von Karpaths-Ruthenien) und Pommern. Die Ursache des Staubfalls war ein heftiger Südoststurm, der am 26. und 27. April 1928 in der Ukraine wütete, mit Windgeschwindigkeiten von 20 bis 30 m/sec. Durch ihn wurden im südlichen Steppengebiet der Ukraine gewaltige Erdauswehungen verursacht. Nach Schätzungen des Verf. sind über Polen etwa 1,5 Millionen, über Rumänien etwa 2 Millionen Tonnen Staub gefallen. Aus den Beobachtungen läßt sich feststellen, daß mit zunehmender Entfernung vom Ursprungsgebiet die Staubkorngröße immer kleiner wurde. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Staubwolke wird im Mittel zu etwa 40 km/Std. angesetzt, die mittlere Höhe der Staubwolke zu 600 bis 700 m über dem Boden.

*M. Toperczer-Wien.*

**K. Graff.** Helligkeitsverteilung am Vollmondhimmel. Wiener Anz. 1932, S. 30, Nr. 3. *H. Ebert*

**J. Plassmann.** Über die Färbung der tiefstehenden Sonne und einige Nebenerscheinungen. Meteorol. ZS. 48, 421—425, 1931, Nr. 11. Verf., dessen Beobachtungsmaterial gegen 1924 (siehe Ann. d. Hydr. u. marit. Meteorol., Januar 1924) um mehr als das Doppelte (über 2600 Beobachtungen) angeschwollen ist, gibt eine wesentlich verbesserte Statistik über die verschiedenen



Farbstufen der tiefstehenden Sonne. Dabei kommt er zu dem bemerkenswerten, offenbar wesentlich durch meteorologische Ursachen bedingten Ergebnis, daß die Sonne morgens bei gleicher Höhe eine tiefere Färbung aufweist wie abends, was in gutem Einklang steht mit dem Ergebnis der Untersuchungen eines anderen optischen Phänomens in Münster (Veröffentlichungen darüber in Bälde zu erwarten). — Die übrigen Beobachtungen beziehen sich vor allem auf die Aureole um die Sonne. *Chr. Jensen.*

**W. Smosarski.** Sonnenkranz am blauen Himmel. *Meteorol. ZS.* 48, 433—434, 1931, Nr. 11. Die Bedeutung der Smosarskischen Mitteilung über einen auf Beugung durch Wassertröpfchen zurückgeführten Sonnenkranz liegt darin, daß fast gleichzeitig nicht nur die Polarisationsgröße (offenbar im Zenit!), sondern auch der Abstand des Aragosen Punktes (von der Gegen Sonne) anomal groß gefunden wurde. *Chr. Jensen.*

**J. Goldberg.** Die Helligkeitsschwankungen des aschgrauen Mondlichtes. *ZS. f. Geophys.* 7, 345—348, 1931, Nr. 7/8. Mit Rücksicht auf die Bedeutung der Bewölkung für die Albedo der Erde und die Intensität des aschgrauen Mondlichtes wird theoretisch das Gebiet der Erdoberfläche definiert, dessen Bewölkung im Einzelfalle entscheidend ist. Es ergibt sich, daß die Flächenelemente maximalen reflektierten Lichtes wesentlich im Tropengürtel liegen, so daß für das aschgraue Mondlicht hauptsächlich die hohe Albedo der Tropenbewölkung wirksam ist. *Scheel.*

**C. K. M. Douglas.** Structure and Development of Temperature Inversions in the Atmosphere. *Nature* 129, 245—246, 1932, Nr. 3250. Unter Hinweis auf die Arbeiten von Mal, Basu und Desai kommt Verf. auf eigene Veröffentlichungen zu sprechen, welche die Diskontinuität der Feuchtigkeit und der Temperatur unter dem Einfluß einiger Faktoren betreffen (adiabatische Erwärmung langsam aufsteigender Luft mit größerer Wirkung auf trockene als trübe Luft, Strahlung bei zunehmender Diskontinuität u. a.). Die Annahme adiabatischer Erwärmung führt zu einfacher Erklärung sowohl der Wärme wie der Trockenheit über den Inversionen. Erörtert werden Inversionen in allen möglichen Lagen, so auch, daß in England die meisten trockenen Inversionen über str-cu über See, die meisten bei etwa 4000 ft. im Winter und 6000 ft. im Sommer anzutreffen sind. (Über Land besteht im Winter eine geringe Neigung für Bildung von str-cu, aber auch von Nebel oder niedrigen str.) *Blaschke.*

**G. Dietzschold.** Über Spiegelpunkte in den langjährigen Aufzeichnungen meteorologischer Elemente. *Meteorol. ZS.* 49, 31, 1932, Nr. 1. Verf. sucht nach Gesetzmäßigkeiten von Temperaturanomalien, wie sie im Februar 1929 auftraten, und findet, daß der kalte Februar 1929 dem kalten von 1917 „entspricht“ (Station Dresden), hinsichtlich der monatlichen Sonnenscheindauer lassen sich zwei Spiegelpunkte für 1916 nachweisen. Erkennen lassen sich ferner außer größeren kurzzeitigen auch langperiodische Schwankungen der Sonnenscheindauer. *Blaschke.*

**Gilbert T. Walker.** Helmholtz or Kelvin Cloud Waves. *Nature* 129, 205, 1932, Nr. 3249. Eine kurze Bemerkung zur Entstehung der Helmholtz-Wolken und Hinweis auf dessen Begründung solcher Wolkenscheinungen bzw. ihre allgemeine theoretische Erklärung von Seiten Kelvins. Helmholtz gebührt die Anwendung in meteorologischer Hinsicht, Kelvin aber die Erkenntnis des Wesentlichen in hydrodynamischer Beziehung. *Blaschke.*

**O. G. Sutton.** A Theory of Eddy Diffusion in the Atmosphere. Proc. Roy. Soc. London (A) 135, 143—165, 1932, Nr. 826. Verf. verweist zuerst auf die diesbezüglichen Arbeiten von Taylor, Richardson und Schmidt, entwickelt dann die Theorie, die auf Untersuchungen von Taylor beruht, und die darauf bezugnehmenden Gleichungen. Es folgen formaliter aufgestellte Ausdrücke für Dichten verschiedenen Ursprungs, Vergleich der Theorie mit Beobachtungen (graphische Darstellungen behandeln Diffusionserscheinungen über große wie kurze Entfernungen, bis zu großen Höhen usw.), immer mit entsprechenden Formeln. Die Theorie gilt für Diffusion in turbulenter Luft und führt zu Resultaten, die in guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen stehen; der neue Diffusionskoeffizient bleibt ziemlich für Entfernungen bis zu 600 km konstant. Vermutlich schwankt die Diffusion mit der Länge der Beobachtungszeit (wie sich aus Rauchschwaden bis in große Höhen der Atmosphäre kenntlich machen läßt), und es ergibt sich die Möglichkeit, für lange Beobachtungsperioden die Verteilung der Winde über dem nördlichen Europa daraus herzuleiten.

*Blaschke.*

**P. Raethjen.** Die Luftunruhe der freien Atmosphäre und ihre Beobachtung im Flugzeug. Meteorol. ZS. 49, 62—67, 1932, Nr. 2. In der Arbeit wird die Böigkeit, wie sie im Flugzeug nach der Darmstädter Böigkeitsskala beobachtet werden kann, eingeteilt in eine geordnete Luftunruhe, die durch Wärmeaustausch hervorgerufen wird, die Konvektion, und eine ungeordnete Luftunruhe, die infolge von hydrodynamischer Reibung am Erdboden oder infolge verschiedenbewegter Luftschichten auftritt, die Turbulenz. Ausgegangen wird von der Definition der Luftunruhe, unter der hier alle Luftbewegungen in einem Koordinatensystem verstanden werden sollen, das mit dem mittleren Wind gleichmäßig bewegt wird. Es gehören hiernach zur Luftunruhe auch die Vertikalbewegungen. Da große Temperaturgradienten, die sich bei reinem Strahlungsgleichgewicht einstellen müßten, wegen der daraus folgenden Instabilität der Atmosphäre nicht bestehen können, tritt Konvektionsgleichgewicht ein. Bei einer gesättigt feuchten Atmosphäre und bei Wolkenbildung muß das Konvektionsgleichgewicht mit der Feuchtadiabaten zusammenfallen. Im allgemeinen wird also der konvektive Wärmeaustausch an Wolkenbildung gebunden sein, die eine geordnete Luftunruhe verursacht. Der Verf. geht dann noch auf die Beobachtungsmöglichkeit der Luftunruhe und ihre Differenzierung in Konvektion und Turbulenz bei den sogenannten Wetterflügen näher ein.

*Fritz Hänschke.*

**H. Johannsen, jr.** Mehrfachübersättigung der Wolkenluft oder Änderung der Gaskonstanten? Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre 18, 165—170, 1932, Nr. 3. Durch Messungen an den Flugstellen Tempelhof und Darmstadt ist erwiesen, daß die Wolkentemperatur niedriger ist als die der umgebenden Luft. Da die Wolkenluft aber trotzdem gleiche oder geringere Dichte als die umgebende Luft haben muß, hat Kopp gefolgert, daß sie wasserdampfreicher sein müsse. Dies ergibt Übersättigungen der Wolkenluft um mehrere hundert Prozent. Verf. leitet aus  $\rho = p/R \cdot T \cdot (1 + 0,605 \cdot q)$  ab, daß die Dichtegleiche auch durch Änderungen der Gaskonstanten  $R$  bei gleichem  $q$  möglich ist. Möglichkeiten dieser Änderung der Gaskonstanten sieht Verf. in der Tatsache, daß sowohl der atmosphärische Wasserdampf wechselnde Anteile von drei- und sechsatomigen Molekülen enthalten kann, als auch die in der Luft vorhandenen Kerne und Elektrizitätsträger nach Zahl und Größe veränderlich sind, wobei zu berücksichtigen ist, daß hierdurch eine Änderung des Molekulargewichtes entsprechend  $d\mu = n \cdot m \cdot \mu / 2,71 \cdot 10^{19}$  erfolgt. Beispiele, die ebenfalls durch Molekülagergregation gedeutet werden können, führt er noch mehrere an.

*P. Duckert.*

**J. Reger.** Spiegelung an einer Diskontinuitätsfläche. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre 18, 190—195, 1932, Nr. 3. Bei einem winterlichen Registrierballonaufstieg ergab die Visierung eine Flugbahn im Abstieg des Fallschirmes mit Instrument in den untersten 600 m, die den Windverhältnissen entgegengesetzt war. Bei tatsächlich vorhandenem ESE-Wind ergab die Auswertung der Visierung WNW-Wind. Der Grund wurde darin ermittelt, daß das an einer Diskontinuitätsfläche (Inversion) gespiegelte Bild visiert worden ist. Mit dem aerologischen Aufstiegs-ergebnis ließ sich die Fläche festlegen und die Beobachtung damit in Übereinstimmung bringen. *P. Duckert.*

**K. R. Ramanathan.** Effect of radiation on the equilibrium of the higher layers of the troposphere and the nature of the transition from troposphere to stratosphere. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre 18, 196—208, 1932, Nr. 3. Verlust und Gewinn an Energie in der oberen Troposphäre durch Emission und Absorption für verschiedene Feuchtigkeitsgehalte dieser Schichten wird gegeneinander abgewogen. Speziell in Anwendung auf die tropischen Verhältnisse wird die Erhaltung der hohen Stratosphärenlage bei gleichzeitig tiefen Temperaturen an der tropischen Stratosphären- und Troposphären-grenze diskutiert; sie wird durch gegenüber gemäßigten Gebieten verschiedene Feuchtigkeitsverteilungen in der Troposphäre und unteren Stratosphäre bedingt angesehen. *P. Duckert.*

**W. Pepler.** Temperaturunterschiede zwischen der freien Atmosphäre und dem Davoser Hochtale. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre 18, 180—189, 1932, Nr. 3. Das thermische Verhalten zentralalpiner Hoch-täler gegenüber der freien Atmosphäre im Alpenvorland zeigte eine Reihe von Tabellen der Temperaturdifferenzen in Abhängigkeit von Jahreszeit, Tageszeit und Bewölkung. Im Mittel ist im Winter morgens das Hochtal in 84 % aller Fälle kälter als die freie Atmosphäre, mittags geht der Prozentsatz auf 30 % zurück. Im Sommer ist das Hochtal im Mittel wärmer, morgens in 64 % und mittags in 98 % aller Fälle. Im Winter morgens also Wirkung der Ausstrahlung und des geringen Luftaustausches, die extrem tiefe Temperaturen in den Hoch-tälern hervorrufen. Im Sommer des Mittags zeigt sich Einstrahlungswirkung. Extremwerte im Winter überwiegen prozentual stark die sommerlichen Extreme (Konvektionswirkung im Sommer). Als Konsequenz folgt im Winter Divergenz über den Zentralalpen, im Sommer Neigung zu Konvergenzen. Die Temperatur-unterschiede erweisen sich stark abhängig von der Bewölkung, die Ein- und Ausstrahlung reguliert. So überwiegt auch mittags im Winter bei geringer Bewölkung noch die Ausstrahlung, die dann meist tiefere Temperaturen des Hochtals bedingt. Der Zusammenhang zwischen interdiurnen Temperatur-änderungen in der freien Atmosphäre im Alpenvorland mit solchen im Hochtale ist nur im Sommer ausgesprochen gleichsinnig. Im Winter bewirkt die kalte träge Luftmasse im Hochtal Abweichungen. Nur bei starkem Austausch bei starken Winden dringt gelegentlich ein Wärmeeinbruch zum Talboden durch. Bei dynamisch bedingten Wärmeeinbrüchen wird im allgemeinen sogar infolge Aufheiterung in höheren Schichten durch Ausstrahlung Temperaturerniedrigung bewirkt. *P. Duckert.*

**W. Pepler.** Übereinige Beziehungen zwischen Temperatur und Wind in den unteren Luftschichten über der flandrischen Küste. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre 18, 209—218, 1932, Nr. 3. Mehrjährige aerologische Aufstiege 1914 bis 1918 an der flandrischen Küste ergeben nahe Beziehungen zwischen Temperatur und Wind in der unteren 1000 m-Höhe. In bis zu 200 m Höhe ist der Temperaturgradient morgens eine gut ausgeprägte

Funktion der Windgeschwindigkeit am Boden. Infolge Bodenreibung und Turbulenzdurchmischung nimmt der Gradient mit der Windgeschwindigkeit stark zu, und zwar im Jahresmittel von  $-0,34$  bei  $2 \text{ m/sec}$  auf  $+0,71$  bei  $10 \text{ m/sec}$ . Mittags ist der Gradient größer, im Sommer meist überadiabatisch, der Zusammenhang aber weit geringer. Das Gradientenminimum liegt bei etwa  $3 \text{ m/sec}$ . In höheren Schichten bis etwa  $500 \text{ m}$  ist der Einfluß in gleichem Sinne noch vorhanden, wenn auch nicht mehr ganz so stark. Die Zusammenstellung der Zusammenhänge der Gradienten mit dem Wind in  $200 \text{ m}$  sind auffallend gering, besonders des Morgens. Nachmittags gilt dasselbe, der Einfluß der thermischen Konvektion überwiegt. Die Abhängigkeit des Temperaturgradienten vom Bodewind verhält sich anders bei Land- und Seewinden; die Zunahme des Gradienten ist bei Landwinden größer. Weitere Tabellen geben weniger ausgeprägte Abhängigkeit des Temperaturgradienten und des Windgradienten von der Windrichtung und Winddrehung. *P. Duckert.*

**W. Kühnert.** Eine Beobachtung des Temperaturgradienten beim Auftreten von Strahlungsnebel; die Entwicklung der Bodeninversion. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre 18, 219—224, 1932, Nr. 3. Beobachtungen auf dem Flugplatz Wien-Aspern haben ergeben, daß zur Ausbildung der nächtlichen Bodeninversion das Fehlen stärkerer Luftbewegung notwendig ist. Grenzgeschwindigkeit  $7 \text{ m/sec}$ . An der Grenze des Strahlungsnebels ist der Temperaturgradient  $-0,50^{\circ}/50 \text{ cm}$ . Das Anwachsen des Nebels erfolgt sprunghaft. In den obersten Schichten des Strahlungsnebels treten schnelle Schwankungen des Gradienten auf. Die kürzeste beobachtete Periode hat eine Schwingungsdauer von  $1 \text{ sec}$ . *P. Duckert.*

**M. Robitzsch.** Ein neuer Vordruck für die Auswertung aerologischer Aufstiege. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre 18, 228—233, 1932, Nr. 3. Das neue Adiabatenblatt stellt eine Kombination eines Adiabatenblattes mit einem Feuchtigkeitsnetz dar. Durch Einführung der Äquivalenttemperaturen, die den Vorteil bringen, daß Temperaturmaß und Feuchtigkeitsmaß kommensurabel gemacht sind, vermeidet man den Gebrauch von Dampfdruck- oder Psychrometertafeln. Das Feuchtigkeitsnetz enthält den Verlauf von Trocken- und Feuchtadiabaten in übersichtlicher Form und gestattet in einfacher Weise graphisch Kondensationsniveau, Stabilität und andere thermodynamisch interessante Daten mit der Genauigkeit, die aerologischen Messungen vorab noch zukommt, zu entnehmen. *P. Duckert.*

**Johannes Letzmann.** Experimentelle Untersuchungen an Luftwirbeln. Gerlands Beitr. 33 (Köppen-Band II), 130—172, 1931. In Fortführung seiner Versuche untersucht der Verf. den Einfluß eines Vertikalstromes auf das Bewegungsfeld der Wirbel, die Art der Energieübertragung dabei und den Einfluß der Reibung auf die Erzeugung der Wirbelung und des Vertikalstromes. Das Bewegungsfeld wurde mittels eines Salmiaknebelgebläses untersucht. Zur Erzeugung der Reibung wurden glatte und gewellte Scheiben, Kegel und Scheiben mit Rand und Flügel verwendet. Dabei zeigten sich im Bewegungsfeld geschlossene Divergenzflächen, deren Stabilisierung sich als Vorbedingung zur Erzeugung von Wirbelkörpern herausstellte. Zu dem Zweck wurden die Versuche so angestellt, daß sich der untere Teil des Wirbelkörpers in Gefäßen bilden mußte, von deren Form und Stellung die Wirbelbildung abhängig war. Zur Sichtbarmachung der Wirbel wurde in die Gefäße Wasser gegeben, das, von unten geheizt, durch den aufsteigenden Dampfstrom die Wirbelbildung in ihren Details verfolgen ließ. Die dabei auftretenden Erscheinungen: die Entstehung

des Wirbels, der Wirbelkörper, der Hohlröhre, auftretende Zwischenschicht und Grenzflächen, schraubengängige Walzenbildung, konische Blätterung, der Wirbelfuß und die Auflösung des Wirbels werden ausführlich besprochen und Beziehungen zu atmosphärischen Wirbeln (Wind- und Wasserhosen) aufgezeigt. Die Untersuchung der absteigenden Achsenströmung führt zu dem Schluß, daß diese zur Erzeugung geophysikalischer Wirbel nicht unerläßlich ist. Nach diesen Versuchen ergeben sich als Vorbedingungen einer geophysikalischen Wirbelbildung das Vorhandensein einer allgemeinen Wirbelung und einer starken beschleunigten Vertikalströmung in einer Zwischenschicht und Zentrierung beider.

*F. Steinhäuser.*

**R. Bilancini.** Sulla previsione dello spostamento dei centri simmetrici di alta e bassa pressione. Gerlands Beitr. 33 (Köppen-Band II), 35—39, 1931. Auf Grund der Berechnungen von Angervo gibt der Verf. eine sehr einfache Methode zur Voraussage der Verlagerung der Zentren symmetrischer Zyklonen bzw. Antizyklonen an. Wenn das Zentrum mit dem Ursprung des Koordinatensystems  $\alpha, \beta$  zusammenfällt und die Punkte  $(h, o)$ ,  $(-h, o)$ ,  $(o, k)$  und  $(o, -k)$  auf derselben Isobare liegen, so ist die Richtung der Verlagerung gegeben durch  $\alpha/\beta = h V_\alpha/k V_\beta$ , wo  $V_\alpha$  und  $V_\beta$  die Differenzen der Luftdrucktendenzen in den Punkten  $(h/2, o)$  und  $(-h/2, o)$  bzw.  $(o, k/2)$  und  $(o, -k/2)$  bedeuten.

*F. Steinhäuser.*

**F. J. W. Whipple.** On methods of estimating the heights reached by the air-waves which descend in zones of „abnormal audibility“. Gerlands Beitr. 31, 158—168, 1931, Nr. 1/3. Die von den in die Zone der abnormalen Hörbarkeit reflektierten Schallwellen erreichte Höhe über der Strato-

sphärengrenze wird bestimmt durch  $H = 1/\pi \int_0^{q'} X dq$ . Dabei ist  $X$  die Reichweite,

$\cos h q = v/V = \cos \psi_1 \sec \psi'_1$  und  $\cos h q' = v/v_1$ .  $V, v, v_1$  sind Schallgeschwindigkeiten in der höchsten Höhe  $Z$  bzw. in der Höhe  $H$  und in der Stratosphärengrenze und  $\psi_1$  ist die Anfangsneigung des Strahles mit der Reichweite  $X$  und  $\psi'_1$  die Anfangsneigung des Strahles, der die Höhe  $H$  erreicht. Danach wird die warme Schicht, von der die Schallwellen reflektiert werden, um 8 km höher gefunden, als Gutenberg berechnete.

*F. Steinhäuser.*

**S. Chapman, S. K. Pramanik and J. Topping.** The world wide oscillations of the atmosphere. Gerlands Beitr. 33 (Köppen-Band II), 246—260, 1931. Die Arbeit ist eine Zusammenstellung und Diskussion der gegenwärtigen Kenntnisse von Gezeitenschwankungen der Atmosphäre, der der Temperaturvariation, der Gezeiten des Schwerepotentials und der Erdkruste, ihrer Beziehungen und der Resonanztheorie.

*F. Steinhäuser.*

**H. Koschmieder.** Turbulenz und Druckerniedrigung auf Bergstationen. Meteorol. ZS. 49, 116—118, 1932, Nr. 3. Es wird auf eine Arbeit von Ertel in Meteorol. ZS. 1930, S. 222, Bezug genommen, worin erstmalig die Theorie der Zusatzgeschwindigkeit in die Meteorologie eingeführt wird (die vertikale turbulente Zusatzkomponente der Geschwindigkeit verursacht eine gewisse Turbulenzenergie). Die dabei entwickelten Formeln und Folgerungen veranlassen Koschmieder zu Erörterungen derselben (z. B. eine Gleichsetzung der Turbulenzenergie in der Ebene gleich Null erfordert sie auch für die Berge; Turbulenzenergie in 1000 m Höhe kleiner als in 100 oder 50 m u. a.), denn es kommt hier weniger auf formale Rechnung, als auf physikalische Erörterungen an.

*Blaschke.*

**B. Haurwitz.** Über die Wellenlänge von Luftwogen. Gerlands Beitr. 34 (Köppen-Band III), 213—232, 1931. Die von Helmholtz und Wien ohne Berücksichtigung der vertikalen Dichteabnahme und Kompressibilität durchgeführte Berechnung der Wellenlänge von Luftwogen führte zu zu großen Werten. Unter Verwendung der Bjerknesschen Störungsgleichungen berechnet nun der Verf. für eine kompressible geschichtete Atmosphäre unter Annahme von isothermer Schichtung die Wellenlänge zu:

$$L = \frac{2\pi U^2}{g} \sqrt{\frac{T'' + T'}{(T'' - T')^2 + \frac{2U^2}{R}(T'' + T')\frac{k-1}{k}}}$$

( $U$  = halber Windsprung,  $T''$  und  $T'$  = Temperatur der oberen bzw. unteren Schicht,  $R$  = Gaskonstante der Luft,  $k$  = Verhältnis der spezifischen Wärmen). Die Anwendung dieser Formel auf einige Beispiele zeigt gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen. Dem Einfluß der Luftfeuchtigkeit wird man durch Einführung der virtuellen Temperatur gerecht. Feuchtadiabatische Zustandsänderung vergrößert die Wellenlängen. F. Steinhäuser.

**J. M. Angervo.** Zur Theorie der Zyklonen- und Antizyklonenbahn. Gerlands Beitr. 33 (Köppen-Band II), 45—59, 1931. In einer früheren Arbeit (s. diese Ber. 12, 810, 1931) hatte der Verf. Parameterdarstellungen für die Bahn eines Hoch- oder Tiefdruckgebietes abgeleitet; die Bahn wird dargestellt durch Angabe der Lage des Druckzentrums in einem beliebigen schiefwinkligen Koordinatensystem, dessen Ursprung mit der momentanen Lage des Druckzentrums zusammenfällt. Die Koordinaten des Druckzentrums zu einem beliebigen späteren Zeitpunkt werden als explizite Funktionen der Zeit dargestellt. Die auftretenden Koeffizienten lassen sich praktisch aus den Werten des Luftdrucks, der Drucktendenz und ihrer zeitlichen Änderung in der Nähe des Druckzentrums zur Zeit Null berechnen. Der Verf. untersucht in der vorliegenden Mitteilung nun die allgemeine Form der Kurven, durch die die Bahnen des Druckzentrums approximiert werden. Es sind im allgemeinen algebraische Kurven dritten Grades, die in gewissen Fällen zu Hyperbeln entarten können. Einige der auftretenden Kurvenformen werden graphisch veranschaulicht und schließlich an mehreren praktischen Fällen die Übereinstimmung zwischen beobachteten und berechneten Bahnen geprüft. Je nach dem Fall stimmen die berechneten Bahnen auf 2 bis 5 Tage für praktische Bedürfnisse vollkommen befriedigend mit den Beobachtungen überein. M. Toperczer-Wien.

**Antonio Gião.** Essai d'hydrométéorologie quantitative. Gerlands Beitr. 34 (Köppen-Band III), 142—163, 1931. Der Verf. geht aus von der Idee, daß eine Verbindung zwischen dem Druckfeld und der Bildung von Wolkensystemen nur als eine solche von Ursache und Wirkung gedacht werden kann. Ausgehend von den Bewegungsgleichungen und den Grundgleichungen der Thermodynamik leitet der Verf. eine Beziehung ab, durch die die Vorhersage der Hydrometeore zurückgeführt wird auf die Vorhersage der Entwicklung des Druckfeldes. Dabei werden nur die großen Wolkensysteme betrachtet, die die regelmäßigen Begleiter der großen Störungsgebiete sind. Druckfall und Verschiebung der Massen gegen Norden führen zur Bildung einer Wolkendecke, Druckanstieg und Bewegung nach Süden begünstigen Auflösung von Wolkensystemen. Die Rolle von Fronten wird kurz berücksichtigt. M. Toperczer-Wien.

**P. Heidke.** Über periodische und unperiodische Luftdruckschwankungen sowie über tropische synchrone Luftdruckkarten. Gerlands Beitr. 33 (Köppen-Band II), 186—218, 1931. Während in den

gemäßigten Breiten die aperiodischen Änderungen des Luftdrucks die periodischen weit überwiegen, ist dies mit abnehmender Breite immer weniger der Fall. Der Verf. untersucht die dreistündigen Luftdrucktendenzen von 16 Stationen, von 76° N bis 2° S, von denen acht in der inneren Tropenzone liegen, drei in der Nähe der Wendekreise; unter ihnen befinden sich auch Hochstationen (900 bis 1600 m). Es ergibt sich bei den tropischen Stationen, daß in 99,96 % aller Fälle das Vorzeichen der periodischen Schwankung für die dreistündige Drucktendenz ausschlaggebend war. Da die periodischen Schwankungen des Luftdrucks keine Beziehung zum Wetter aufweisen, so sind auch die durch den täglichen periodischen Gang des Luftdrucks in den Tropen aufgebauten Hoch- und Tiefdruckgebiete für die Erkenntnis des Wetters bedeutungslos. Der Verf. schlägt daher vor, für die Konstruktion der Weltwetterkarte die dazu verwendeten Luftdruckwerte vom Einfluß der täglichen periodischen Schwankung zu befreien.

*M. Toperczer*-Wien.

**L. Aujeszky.** Über die Benutzung der Äquivalenttemperatur in der wetterdienstlichen Praxis. Gerlands Beitr. 34 (Köppen-Band III), 131—141, 1931. Die zeitraubende Bestimmung der Äquivalenttemperaturen aus Tabellen oder graphischen Darstellungen beim Zeichnen der Wetterkarte erschwert ihre Verwendung im Wetterdienst. Zur Vereinfachung wird daher im ungarischen Wetterdienst statt der wirklichen Äquivalenttemperaturen die Summe aus der Lufttemperatur und der Zehnerstelle der relativen Feuchtigkeit in die Karte eingetragen (z. B. bei Temperatur = 19° und relative Feuchtigkeit zwischen 70 und 79 % gilt als „Äquivalenttemperatur“ 26°). Da für synoptische Zwecke zur Identifizierung der Luftkörper eine Bestimmung der Äquivalenttemperatur nach Unterschieden von fünf Äquivalenteinheiten im allgemeinen genügt, stellt dieser Vorgang eine, abgesehen von sehr hohen Temperaturen, gute und brauchbare Annäherung dar.

*F. Steinhäuser.*

**Erich Niederdorfer.** Messungen der Größe der Regentropfen. Meteorol. ZS. 49, 1—14, 1932, Nr. 1. Messungen der Regentropfengröße nach der Wiesnerschen Methode läßt erkennen, daß bestimmte Größen vorherrschen, insbesondere für Tropfengrößen unterhalb 1,0 mg Gewicht. Der Grund hierfür ist nicht bekannt. Es treten gewisse Gruppen auf, welche man durch je eine Reihe  $g \cdot 2^n$  mg darstellen kann. Das spricht für ein Zusammenfließen gleichgroßer Elementartropfen. Köhler hat an Wolkenröpfchen ähnliche Beobachtungen gemacht. Messungen an drei klimatisch verschiedenen Gegenden führten nahezu zum selben Ergebnis.

*Gemant.*

**N. N. Kalitin.** Die Strahlungseigenschaften der Schneedecke. Gerlands Beitr. 34 (Köppen-Band III), 354—366, 1931. Zur Untersuchung der Strahlungseigenschaften der Schneedecke hat der Verf. ein in eine Vakuumglaskugel eingebautes Pyranometer vor Beginn des Winters 1930/31 in der Nähe von Slutzk so in den Boden eingegraben, daß die Auffangfläche in der Bodenebene lag. Ein zweites Pyranometer war in einiger Höhe über dem Boden aufgestellt. Diese Anordnung blieb den ganzen Winter hindurch, so daß damit der Strahlungsgenuß der Bodenoberfläche unter einer natürlichen Schneedecke, die gegen Frühjahr hin bis 62 cm Höhe erreichte, bequem studiert werden konnte. Bei 5 cm Schneehöhe gelangen noch 8 %, bei 20 cm 1 % und bei 40 cm 0,5 % der Strahlungsintensität zur Bodenfläche, während bei 70 cm Schneehöhe keine meßbare Menge durchdringt. Nach gleichzeitigen Messungen der Schneetalbedo wurde das Prozentverhältnis der durch die Schneedecke durchdringenden zur in die Schneedecke eindringenden Strahlung berechnet. Bei trockenem Schnee gelangen bei 2 bis 3 cm Schneehöhe 90 %, bei 10 cm 20 % und bei 50 cm noch 1 % der eindringenden Strahlung zur Bodenoberfläche.

Feuchter Schnee hat geringere Durchlässigkeit: bei 5 cm Schneehöhe 8 %, bei 10 cm 2,4 %. Mit den Messungsergebnissen hat der Verf. für einige Tage die Strahlungsbilanz der Schneedecke berechnet. *F. Steinhauser.*

**W. Smosarski.** Durchlässigkeit der Atmosphäre bei mittlerer gleichmäßiger Trübung durch die Wolkenelemente. Gerlands Beitr. 34 (Köppen-Band III), 77—84, 1931. Der Verf. sucht den Strahlungsgenuß der Erdoberfläche mit Berücksichtigung der Bewölkung formelmäßig darzustellen. Dazu führt die Verwendung eines Transmissionskoeffizienten  $p$  für eine gleichmäßig angenommene Verteilung der Wolkenelemente. Unter Annahme, daß die Wahrscheinlichkeit der Sonnenscheindauer durch die Funktion  $D = q^{\operatorname{cosech} h}$  dargestellt werden kann, kommt er zu dem Gesetz  $i = J p^{\operatorname{cosech} h}$  ( $J =$  Solarkonstante,  $p = p_0 q$ ,  $p_0 =$  Transmissionskoeffizient bei klarem Himmel).  $p$  wurde aus den bekannten Wärmesummen für Warschau, Potsdam und Stockholm berechnet, ist am kleinsten im Sommer und am höchsten im Winter und zeigt eine Zunahme gegen Norden.

*F. Steinhauser.*

**Daniel Chalonge.** Sur la répartition de l'ozone dans l'atmosphère terrestre. Journ. de phys. et le Radium (7) 3, 21—42, 1932, Nr. 1. Verf. geht kurz auf die bisher üblichen Methoden zur Erforschung der Verteilung des Ozons in der Erdatmosphäre ein (graphische Darstellungen dienen zur Erläuterung). Er kritisiert die Verfahren und zeigt, inwiefern die Hypothese einer „Ozonschicht“ noch der Klärung bedarf (Beispiele in 50 km Höhe und unter gewissen Bedingungen werden dazu angeführt) bzw. möglich wäre. Zuerst lieferten experimentelle Untersuchungen des Spektrums der Sonne: Lambert, Déjardin und Chalonge, Götz und Dobson, solche des Spektrums des blauen Himmelslichtes: Cabannes und Dufay, McLennan, Ruedy und Krotkov. Nach dieser Methode arbeiteten in letzter Zeit: Götz auf Spitzbergen, Chalonge und Dubois auf dem Pic du Midi und Dobson zu Oxford (Abb. 6 zeigt in Kurvenform dessen Resultate mittels eines photoelektrischen Spektrophotometers). Die Entwicklung der Hypothese einer ausgebreiteteren Verteilung des Ozons ist mittels Gleichungen wie Schaubildern durchgeführt (Abb. 9 beachtenswert wie Abb. 10) und ergibt Schlußfolgerungen derart: es scheint das Ozon in merkbarer Menge in 20 bis 80 km Höhe vorkommen zu können, und zwar unter Zunahme seiner Konzentration; eine ausgesprochene „Ozonschicht“ dürfte es kaum geben.

*Blaschke.*

**Daniel Chalonge.** Existe-t-il une couche „d'ozone“ dans la haute atmosphère terrestre? Journ. de phys. et le Radium (7) 3, 9S—10S, 1932, Nr. 1. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 317.] Verf. äußert sich zum Problem der Verteilung des Ozons in der Erdatmosphäre und entwickelt die Funktion für: Maße des Ozons in 1 cbm Luft in gewisser Höhe und unter gewissen Bedingungen. Nach seiner Ansicht sind die bisherigen Ergebnisse hinsichtlich einer „Ozonschicht“ in 50 km Höhe noch zu unsicher, vielmehr ergeben neue Messungen (Götz, Chalonge und Dubois, Dobson) keine ausgesprochene Ozonlagerung in 50 km, sondern in ausgebreiteten Schichten der Erdatmosphäre (< 30 km). Es dürfte nach einer neuen Theorie ihre Konzentration bis in große Höhen (80 km) zunehmen und zerstreute wie hochgelegene Schichten fast gleiche Ozonmengen enthalten. Veränderungen in ihnen sind Folgen von Störungen in verhältnismäßig niedrigen Höhen (20 km).

*Blaschke.*

**R. Mügge und F. Möller.** Über Abkühlungen in der freien Atmosphäre infolge der langwelligen Strahlung des Wasserdampfes. Meteorol. ZS. 49, 95—104, 1932, Nr. 3. Erst kurzer Hinweis auf



bereits vorliegende Arbeiten auf diesem Gebiete (von Gold und Emden, Hergesell, Simpson, Mügge, Albrecht, Roberts) und die Art der Verwertung dieser Grundlagen (Integration über alle Strahlungsrichtungen im Raum, über alle Wellenlängen, über die elementaren Strahlungsbeträge einzelner dünner Schichten, die ja die Strahlungsströme ergeben), dann Durchführung der numerischen Anwendung (dreifache Integration obiger Faktoren) unter Verwendung eines graphischen Auswertungsverfahrens (die beiden ersten Integrationen in einem Auswertungspapier, die dritte für jeden Einzelfall). Schaubilder zeigen die Resultate in graphischer und übersichtlicher Weise. Literatur ist angegeben.

*Blaschke.*

**K. R. Ramanathan.** The Zodiacal Light and the Luminosity of the Night Sky. *Nature* **129**, 280, 1932, Nr. 3251. Auf Aufnahmen des Spektrums des Zodiakallichtes durch Fath (Lick Obs. Bull. 1909) sind gewisse Fraunhofersche Linien zu erkennen, so *G*, *H* und *K* u. a. Daran knüpft Verf. einige Betrachtungen, u. a. hinsichtlich der Intensität der grünen Linie am nördlichen und südlichen Himmel, wie der Frage, ob etwa die Helle des Nachthimmels und des Zodiakallichtes denselben Ursprung haben. Photogrammetrische Messungen sind erwähnt.

*Blaschke.*

**G. Chatterjee.** An improved method of sounding the lower layers of the atmosphere. *Scient. Not. India Meteorol. Dep.* **4**, 49—51, 1931, Nr. 35. In Indien wird meist für Ballonsonden Dines' Meteorograph verwendet, der für Messungen in niedrigen Höhen entsprechend angebracht wird. Mit dem „Clown Balloon“, entwickelt von J. H. Field, unternahm der Verf. Untersuchungen der Wärmestruktur der Atmosphäre in Höhen bis zu 3 km über Agra. Er beschreibt die Einrichtungen eines solchen Ballons (Einzelheiten desselben gibt er in Abb. 1 bis 11), verweist auf seine Vorzüge und die der dabei verwendeten Instrumente (u. a. den offenen Skalen-Meteorographen System Dines) und dergleichen mehr.

*Blaschke.*

**S. Chapman.** The absorption and dissociative or ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating earth. Part II. Grazing incidence. *Proc. Phys. Soc.* **43**, 483—501, 1931, Nr. 5 (Nr. 240). Die Abhandlung ist die Fortsetzung der in diesen Ber. **12**, 119, 1931 referierten Arbeit über die Absorption eines monochromatischen Lichtstrahles durch die Erdatmosphäre. S. Chapman berücksichtigt jetzt die Krümmung der atmosphärischen Schichten und die Krümmung des Erdbodens. Er berechnet, daß die Ergebnisse der ersten Arbeit befriedigen, solange der einfallende Lichtstrahl die Zenitdistanz von 75° nicht überschreitet. Bei größeren Winkeln werden beträchtliche Korrekturen nötig. Es wird gezeigt, daß bereits 10 Minuten vor Sonnenaufgang am Äquator und ungefähr 1 Stunde vor Sonnenaufgang in 60° Breite die Absorption und damit die Ionisation oder Dissoziation der Luft beginnt. Dies Ergebnis wird durch die Messungen der Elektronendichte in den ionisierten Schichten bestätigt.

*Frankenberger.*

**W. E. Knowles Middleton.** The Measurement of Visibility at Night. *Trans. Roy. Soc. Canada* (3) **25**, Sect. III, S. 39—48, 1931. Bericht über Sichtmessungen bei Nacht, die insbesondere im Hinblick auf die Erfordernisse der Luftfahrt gemacht worden sind. Die Grenze der Sichtbarkeit soll erreicht sein, wenn auf der Pupille die Beleuchtungsstärke  $10^{-6,7}$  Lux herrscht.

*Dziobek.*

**A. Bellugi.** Particolari aspetti gravimetrici di alcuni nuclei subpadani. *Ergänz.-Hefte f. angew. Geophys.* **2**, 308—316, 1931, Nr. 2/3. Es wird ein Verfahren zur Berechnung der Wirkung gegebener Massen auf die

E ö t v ö s s c h e Drehwaage entwickelt, wenn der Dichteunterschied der Massen gegen ihre Umgebung nicht konstant ist, sondern eine lineare, quadratische oder kubische Funktion der Koordinaten  $X, Y, Z$ . Die Formeln werden in rechteckigen und zylindrischen Koordinaten angegeben für endliche Massen und für horizontal gelagerte, nach der Streichrichtung unendliche ausgedehnte Massen von überall gleichem Querschnitt. Die Formeln geben einen unmittelbaren Vergleich mit gleichgestalteten Massen von konstanter Dichte. Angeregt wurden diese Untersuchungen durch Ergebnisse von Bohrungen in der Po-Ebene, bei denen eine Dichtezunahme mit der Tiefe auch bei derselben stratigraphischen Formation gefunden wurde. *K. Jung.*

**Motonori Matuyama, Naotiti Kumagai, Yoshizo Fujita and Eizo Sugihara.** Investigations on Gravimetric Method in Underground. Bull. Inst. Phys. Chem. Res. 10, 1029—1060, 1931, Nr. 11 (Japanisch). Abstr. (Beilage zu Scient. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo 17, Nr. 333/338, 1931) 10, 86, 1931, Nr. 11 (Englisch). Bei Untertage-Messungen mit der Askania-Z-Drehwaage zeigte sich, daß vielfach der die Ruhelage des Waagebalkens anzeigende Punkt auf der Platte in mehreren Azimuten nicht zu finden war und offenbar die Größe der Platte nicht ausreichte, während die Registrierungen über Tage normal ausfielen. Gelegentlich mag das Kleben des Gehänges an der Gehäusewand die Ursache sein, meist jedoch ist anzunehmen, daß die Empfindlichkeit des Instruments für die großen unter Tage auftretenden Gradienten und Krümmungsgrößen zu groß war. Unter Tage genügt die halbe oder eine noch kleinere Empfindlichkeit wie über Tage. Die für Untertage-Messungen wichtige Frage, welche Orientierung des Instruments die Wirkung der seitlichen Massen am kleinsten werden läßt, und die Wirkung der 3. Differentialquotienten des Schwerepotentials auf die Drehwaage behandeln abschließende Untersuchungen. *K. Jung.*

**J. N. Hummel.** A Theoretical Study of Apparent Resistivity in Surface Potential Methods. Techn. Publ. Nr. 418 (Class L), Geophys. Prosp. Nr. 133, 33 S., 1930. Von den elektrischen Methoden zur Untersuchung von unter der Erdoberfläche liegenden Schichten zu bergbaulichen Zwecken hat die Messung des elektrischen Widerstandes mit Hilfe von Potentialsonden besondere Wichtigkeit erlangt. Der Verf. entwickelt für verschiedene Fälle die Formeln, die zur Berechnung des Abstandes bzw. der Tiefe dienen, in der sich Schichten oder Lagerstätten befinden, die eine von der Leitfähigkeit ihrer Umgebung abweichende Leitfähigkeit besitzen. Behandelt werden die folgenden Fälle: 1. die Tiefe eines Körpers von sehr guter Leitfähigkeit, der in einer homogenen, isotropen Umgebung eingebettet ist, 2. die Tiefe und das Leitvermögen parallel laufender Schichten, 3. Berechnung des Widerstandes beim Vorhandensein von zwei parallel laufenden Schichten bei verschiedener Dicke derselben. Die in diesem letzteren Falle sehr umständliche Rechnung kann durch eine graphische Interpolation ersetzt werden, wofür einige Beispiele gegeben werden. Die vom Verf. gegebene Berechnung läßt sich noch auf eine größere Zahl von Schichten ausdehnen, erfordert aber dann noch umständlichere Rechnungen, so daß auch in diesem Falle die Methode der graphischen Näherung vorzuziehen ist. *v. Steinwehr.*

## Geophysikalische Berichte

**H. Benndorf.** Alfred Wegener zum Gedächtnis. S.-A. Tagespost „Leykam“, Graz, 24. Mai 1931. *H. Ebert.*

**Kenneth Hartley.** A new instrument for measuring very small differences in gravity. Phys. Rev. (2) **39**, 867, 1932, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) Ein tragbares Instrument zur relativen Schweremessung wird angezeigt, mit dem Unterschiede der Schwereintensität bis auf  $2 - 3 \cdot 10^{-7} g$  (0,2 — 0,3 Milligal) festgestellt werden können. Bei Houston, Texas, wurden Feldmessungen ausgeführt und mit Drehwaagemessungen in befriedigender Übereinstimmung gefunden.

*K. Jung.*

**M. M. Slotnick.** Charts for torsion balance readings. Phys. Rev. (2) **39**, 867, 1932, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) Tabellen sollen die Berechnung der Komponenten von Gradient und Krümmungsgröße aus den Plattenablesungen erleichtern.

*K. Jung.*

**J. A. Slee.** Reflection methods of measuring the depth of the sea. Journ. Inst. Electr. **70**, 269—280, 1932, Nr. 422. Der Verf. geht auf die Methoden und Apparate ein, wie sie in der Handelsmarine und besonders auf Fischereidampfern zur Feststellung der Meerestiefe verwendet werden. Es handelt sich dabei um eine zusammenfassende Darstellung der bisher bekannten Reflexionsmethoden oder, wie wir sie nennen, der Echolotung. Vier wesentliche Punkte sind zu beachten: 1. Erzeugung der elastischen Wellen, 2. Empfang des Echos, 3. Reinigung von Nebengeräuschen und 4. Zeitmessung und Tiefenfeststellung. Bei 1. hat man eine dauernde und eine einmalige Schallerzeugung zu unterscheiden. Weiterhin werden registrierende und anzeigende Geräte beschrieben. Es wird dann auf die Absorptionswellen, die Wellengeschwindigkeit und ihre Veränderlichkeit näher eingegangen. Ferner wird noch die Verwendung der Wellenabsorptionsmessung zur Feststellung von Eisbergen erwähnt. Schließlich erfolgt ein kurzer Hinweis auf die Verwendung der Echolotung in der Luftfahrt.

*Fritz Hänsch.*

**L. Lecornu et Charles Richet.** Disque rhéométrique, appareil simple pour mesurer rapidement la vitesse des courants. C. R. **194**, 501—503, 1932, Nr. 6. Im Institut für Seefischerei ist ein kleiner, einfacher und billiger Apparat zur schnellen Bestimmung der Stromgeschwindigkeit konstruiert worden, genannt Widerstandsscheibe. An einem Seil, das vom gestoppten Schiff heruntergelassen wird und an dessen Ende sich ein Gewicht befindet, das den Boden berührt, so daß das Seil straff gespannt wird, ist eine halbkreisförmige Scheibe so befestigt, daß sie sich erstens genau senkrecht einstellen kann und zweitens um ihre vertikale Achse drehbar ist. Die Scheibe kann sich also immer in Richtung der Strömung stellen. Um den Mittelpunkt der Scheibe kann sich ein Pendel drehen, an dessen unterem Ende sich eine Hohlkugel befindet. Infolge der Stromgeschwindigkeit nun wird das Pendel mit der Vertikalen einen Ablenkungswinkel bilden, der also ein Maß für die Stromgeschwindigkeit darstellt. Dieser Winkel ist an einem Zeiger abzulesen, der sich mit dem Pendel mitbewegt und beim Zurückgehen des Pendels fest bleibt, so daß die Maximal-einstellung abgelesen werden kann.

*Fritz Hänsch.*

**E. Frankenberger.** Zur Steigerung der Höhenleistung von Registrierballonen. Gerlands Beitr. z. Geophys. **33** (Köppen-Band II), 112—117, 1931. Der theoretische Teil der Arbeit beschäftigt sich mit der Ableitung des günstigsten Füllungsgrades, bei dem ein Gummiballon von gegebenen Eigenschaften gerade das Maximum der Höhe erreichen kann. Doch kann in der Praxis das Zehn-

fache des theoretisch günstigsten Wertes verwendet werden, ohne daß die theoretische Maximalhöhe sich dadurch wesentlich verkleinert. Ferner wird noch eine einfache Versuchsanordnung beschrieben, durch die Dehnbarkeit und Zerreißfestigkeit der Gummihülle ermittelt werden kann und die sich auch im Betrieb bewährt hat. Ebenso werden auch einige praktische Erfahrungen, die gelegentlich der erfolgreichen Hamburger Hochaufstiege gesammelt wurden, mitgeteilt. *M. Toperczer.*

**C. E. Van Orstrand.** On the correlation of isogeothermal surfaces with the rock strata. *Phys. Rev. (2)* **39**, 869, 1932, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) Über einige Vorkommen anormaler Wärmeverteilung in der Erdkruste wird ganz kurz berichtet. *K. Jung.*

**L. R. Ingersoll.** Geothermal gradient determinations in the Lake Superior copper mines. *Phys. Rev. (2)* **39**, 869—870, 1932, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) Temperaturmessungen in tiefen Kupferminen im nördlichen Michigan ergeben als mittlere geothermische Tiefenstufe zwischen der Oberfläche und 5679 Fuß Tiefe 1° Fahrenheit auf 108,5 Fuß. Die Wärmeleitfähigkeit von Gesteinsproben ist 0,0075 CGS-Einheiten. Es wird versucht, aus der jetzigen Wärmeverteilung die Wärmeverteilung früherer Epochen zu berechnen. Danach müssen mindestens 30 000 Jahre seit der letzten Eisbedeckung vergangen sein. *K. Jung.*

**Otto Hahn.** Radioaktivität und ihre Bedeutung für Fragen der Geochemie. *Berl. Ber.* 1932, S. 2—14, Nr. 1. *H. Ebert.*

**Bailey Willis.** Radioactivity and theorizing. *Sill. Journ. (5)* **23**, 193—226, 1932, Nr. 135. Die verschiedenen geophysikalischen Theorien (Holmes, Joly, Chamberlin, Barrel, Adams) betreffend die Verteilung der radioaktiven Körper in der Erde und die Zusammenhänge mit der Erdwärme werden einer vergleichenden Diskussion unterzogen. Jene Gruppen von Theorien, die eine unregelmäßige Verteilung der radioaktiven Mineralien voraussetzen, scheinen mit den bekannten Tatsachen besser zu vereinigen zu sein, als die andere Theorien-Gruppe, die von einer regelmäßigen Verteilung ausgeht. Bezüglich der Einzelheiten in diesen Ausführungen muß auf die 33 Seiten lange Originalschrift verwiesen werden. *K. W. F. Kohlrusch.*

**W. R. Ransone.** Production and recording of continuous seismic waves in the ground. *Phys. Rev. (2)* **39**, 858, 1932, Nr. 5. Kurzer Sitzungsbericht. *H. Ebert.*

**V. Conrad.** Kritisches über eine vermutete kurzperiodische Schwankung der Bebenhäufigkeit. *Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre* **19**, 246—249, 1932, Nr. 1/4. Verf. beschäftigt sich mit der Frage der Realität der Turnerschen Grundperiode der Bebenhäufigkeit von etwa 21 min und den von Turner gefundenen Schwankungen dieses Wertes. Obgleich das Zahlenmaterial sehr klein ist, ergibt die Darstellung der relativen Amplitude von der Zahl der Beben eine relativ glatte Kurve, nämlich eine gleichseitige Hyperbel  $\varrho = 1,85 \cdot n^{1/2}$ , die im übrigen sehr gut mit der von Schuster mathematisch erwarteten  $\varepsilon = 1,77 \cdot n^{1/2}$  übereinstimmt. Erstaunlich ist auch der systematische Verlauf der Darstellung von Periodenlänge der Grundperiode als Funktion der geographischen Breite. Wenn auch schwerlich eine Beurteilung der geometrischen Wahrscheinlichkeit aus solchen Kurven abgeleitet werden kann, so scheint doch ein reines Walten des Zufalls ausgeschlossen zu sein. *P. Duckert.*

**O. Somville.** Nouvelles observations sur l'onde PL. *Gerlands Beitr.* **33** (Köppen-Band II), 31—34, 1931. Der Verf. gibt Beobachtungen von Lauf-

zeiten der *PL*-Welle. Alle verwendeten Bebandigramme sind mit Galitzinpendeln von 24 sec Eigenperiode registriert. Die *PL*-Welle zeigt in einigen der beigegebenen Diagrammreproduktionen schöne Einsätze und ist vor allem oft durch auffällige Vergrößerung der Periodendauer (daher ihre Bezeichnung) in der ersten Phase charakterisiert. Angegeben sind die Laufzeiten für 10 Beben mit Epizentraldistanzen von 1300 bis 2700 km. Es zeigt sich, daß die Laufzeiten dieser Wellengruppe bei Beben, deren Herd im Atlantik liegt, systematisch kleiner ist, als bei solchen, deren Herd in der Nähe des Mittelländischen Meeres liegt.

*M. Toperczer-Wien.*

**Mishio Ishimoto.** Sur le mécanisme de la production des ondes sismiques au foyer. Existence d'une source quadruple au foyer. Proc. Imp. Acad. Tokyo 8, 36—39, 1932, Nr. 2.

**Win Inouye.** Earthquake and Pulsation. Bull. Earthqu. Res. Inst. 10, 83—93, 1932, Nr. 1. (Japanisch mit englischer Zusammenfassung.)

**Hiroshi Kawasumi.** Study on the Propagation of Seismic Waves. (The first paper.) Bull. Earthqu. Res. Inst. 10, 94—129, 1932, Nr. 1.

**Bernhard Brockamp.** Seismische Beobachtungen bei Steinbruchspengungen. ZS. f. Geophys. 8, 112, 1932, Nr. 1/2. Berichtigung (vgl. Phys. Ber. 13, 747, 1932).

*H. Ebert.*

**H. A. Wilson.** The calculation of the motion of the ground from seismograph records. Phys. Rev. (2) 39, 867—868, 1932, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) Über die Bestimmung der wahren Bodenbewegung aus Seismographenregistrierungen wird ganz kurz berichtet.

*K. Jung.*

**E. E. Rosaire and O. C. Lester, Jr.** Seismological discovery and partial detail of the Vermillion Bay Salt Dome. Phys. Rev. (2) 39, 869, 1932, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) Ein Bericht über die Entdeckung eines der ersten seismisch gefundenen Salzdomes wird angezeigt.

*K. Jung.*

**Louis B. Slichter.** Some special cases of the reflection and refraction of seismic waves between similar rocks, with application to the study of crustal layers by distant quakes. Phys. Rev. (2) 39, 869, 1932, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) Ein kurzer Bericht über eine Arbeit, in der untersucht wird, wie weit es möglich ist, aus den Einsätzen mehrmals reflektierter und gebrochener Fernbebenwellen den Aufbau der oberen Erdschichten zu ermitteln.

*K. Jung.*

**Katsutada Sezawa and Genrokuro Nishimura.** Movement of the Ground due to Atmospheric Disturbance in a Sea Region. Bull. Earthqu. Res. Inst. 9, 291—309, 1931, Nr. 3. Es wird vom mathematischen Standpunkt aus untersucht, welche Bewegung der Erde (Mikroseisnik) durch eine Störung der Meeresoberfläche (z. B. bei Wind) hervorgerufen wird.

*W. Schneider.*

**L. Cagniard.** Sur la propagation d'un séisme à l'intérieur d'un solide homogène, isotrope, élastique, semi-indéfini, limité par une surface plane. C.R. 194, 899—902, 1932, Nr. 10. Lamb hat die Ausbreitung von Wellen in einem festen, homogenen, isotropen, elastischen, halbunendlichen Körper, der von einer ebenen Oberfläche begrenzt wird, behandelt. Er hat die Quelle an der Oberfläche angenommen und sich auf Untersuchung von Wellen, die an der Oberfläche entlang laufen, beschränkt. Der Verf. erweitert diese Studien, indem er die Quelle in einer Tiefe  $h$  von der Oberfläche annimmt und auch die Ausbreitung der Wellen im Inneren des Körpers untersucht.

*W. Schneider.*

**T. Schlomka.** Zur Haalckschen Theorie des Erdmagnetismus. ZS. f. Geophys. 8, 84—87, 1932, Nr. 1/2. Es wird ein Irrtum in der von Haalck aufgestellten Theorie des Erdmagnetismus, die einen magnetischen Rotationseffekt zur Erklärung heranzieht, nachgewiesen. Auf Grund der Berichtigung zeigt sich, daß sich ein  $10^{14}$  mal kleineres magnetisches Moment der Volumeneinheit ergibt, als zur Erklärung des wirklich beobachteten Magnetfeldes erforderlich ist.

*Schmerwitz.*

**H. Haalck.** Erwiderung. ZS. f. Geophys. 8, 88, 1932, Nr. 1/2. Die von Schlomka mitgeteilte Berichtigung wird im wesentlichen bestätigt. *Schmerwitz.*

**E. Roux.** Bemerkungen zu der Mitteilung des Herrn Dr. R. Bock. „Ein neuer Schulzescher Erdinduktor.“ ZS. f. Instrkde. 52, 200, 1932, Nr. 4. Ein Hinweis darauf, daß die von Bock geschilderten Neuerungen bereits bei einigen Instrumenten der Askania-Werke angebracht worden sind.

*Schmerwitz.*

**St. Procopiu et Gh. Vasiliu.** Les éléments du magnétisme terrestre à Iassy en 1931. Bull. Acad. Roumaine 14, 235—242, 1931, Nr. 9/10. *H. Ebert.*

**W. F. Wallis.** The geographical distribution of magnetic disturbance. S.-A. Terr. Magnet. a. Atmospher. Electr. 36, 15—22, 1931, März. Die Messungen, welche durch die beiden Mac Millan-Arktis-Expeditionen 1921/22 und 1923/24 ausgeführt wurden, sowie ein Vergleich dieser Resultate mit denen verschiedener Stationen zeigen, daß während magnetischer Stürme die größten Störungen sich in den Zonen des Maximums der Nordlichthäufigkeit bemerkbar machen. Es besteht eine enge Beziehung zwischen den Kurven magnetischer Aktivität und der Häufigkeit der Nordlichter, wenn beide bezogen auf die magnetische Breite aufgetragen werden. Eine Untersuchung der Fortpflanzung der verschiedenen Arten magnetischer Störungen zeigt, daß sich nicht alle mit derselben Geschwindigkeit verbreiten. Es werden zum Schluß noch weitere Ursachen für erdmagnetische Störungen erörtert.

*Schmerwitz.*

**L. Eblé et G. Gibault.** Valeurs des éléments magnétiques à la station du Val-Joyeux (Seine-et-Oise) au 1. janvier 1932. C. R. 194, 1008, 1932, Nr. 11. Die auf der genannten Station gemessenen Elemente sind die Mittelwerte von Registrierungen in der Zeit vom Dezember 1931 bis Januar 1932. Angegeben sind: Deklination, Inklination, Horizontal-, Vertikal-, Nord- und West-Komponente sowie Totalintensität; außerdem die entsprechenden Säkularvariationen, die aus Vergleichen mit den Werten vom 1. Januar 1931 gewonnen sind.

*Schmerwitz.*

**L. G. Vedy.** On the determination of the horizontal component of the earth's magnetic field by a coupled oscillations method. Proc. Cambridge Phil. Soc. 28, 109—114, 1932, Nr. 1. Für zwei zueinander und zum Erdfeld parallele Magnete werden die auftretenden Kopplungsschwingungen abgeleitet. Um hiernach eine experimentelle Bestimmung der Horizontal-komponente durchzuführen, werden die Momente der beiden Magnete möglichst gleich groß gemacht und in eine Entfernung von 4- bis 5 facher Eigenlänge gebracht. Aus der Änderung der Zahl der Schwebungen beider Systeme in Abhängigkeit von ihrem Abstand wird aus zwei Kurven  $H$  bestimmt. Die hier auftretenden Meßgrößen sind mit allen Einzelheiten wiedergegeben.

*Schmerwitz.*

**H. B. Maris.** Seasonal variations in magnetic storms. Phys. Rev. (2) 39, 504—514, 1932, Nr. 3. Eine neue Liste der ausgedehnten magnetischen Stürme für die Periode 1839 bis 1930 wurde fertiggestellt. Diese zeigt eine jahreszeitliche Änderung der Häufigkeit mit einem gleich großen Maximum während der Tag- und

Nachtgleiche und einem entsprechenden Minimum zur Sonnenwende. Der Kurvenverlauf wird durch eine Näherungsformel dargestellt. Unter Voraussetzung der Ultraviolettlichttheorie werden die magnetischen Stürme in ausgedehnte und lokale getrennt und ihr Einfluß verglichen. *Schmerwitz.*

**Max Dieckmann.** Peil-Registrierungen des Nachteffekts. Elektr. Nachr.-Techn. 9, 46—48, 1932, Nr. 2. Es wurden fortlaufende Registrierungen des Peilminimums eines Senders durch Verbindung eines chemischen Funkbildempfängers mit der Peilempfangsanordnung vorgenommen. Bei Tagesregistrierungen war der Peilwinkel konstant, nach Eintritt der Dunkelheit traten Schwankungen auf (Nachteffekt). Wurde derselbe Sender mit verschiedenen Anordnungen gleichzeitig registriert, so zeigten sich bei Abständen der Empfangsgeräte von weniger als  $\lambda/10$  keine Unterschiede in den Kurven, bei Abständen bis zu  $\lambda$  waren die Registrierkurven noch ähnlich, markante Kurvenpunkte waren jedoch zeitlich bis zu 1 Minute verschoben. Mit zunehmendem Apparateabstand wurden diese Zeitdifferenzen größer. Bei mehr als 25 km Abstand konnte von einer Ähnlichkeit der Kurven keine Rede mehr sein. *Bleeschmidt.*

**William C. Reynolds.** Charged Aerosols and Ball Lightning. Nature 128, 584, 1931, Nr. 3231. Verf. knüpft an eine Mitteilung von C a w o o d und P a t t e r s o n über geladene Aerosole an (s. Phys. Ber. 12, 2271, 1931), in der die Kugelblitze als eine Art derartiger Aerosole erklären. Es wird die Annahme nahegelegt, daß auch Moleküle im Gaszustand in ähnliche Zustände geraten können. Der plötzliche Zusammenbruch eines solchen Zustandes würde dann die explosionsartigen Erscheinungen hervorrufen, die bei Kugelblitzen beobachtet worden sind. *Güntherschulze.*

**K. R. Ramanathan and J. V. Karandikar.** Non-polar Auroral Light from the Night Sky in the Tropics. Nature 129, 545, 1932, Nr. 3258. Die grüne Nordlichtlinie zeigte in Poona (18,5° N) nicht das mitternächtliche Maximum, das andere Beobachter in gemäßigten Zonen festgestellt hatten, sondern ein Minimum. Ob etwa das Zodiakallicht hiermit in Zusammenhang steht, wird nicht sicher entschieden. Die Deutung der Resultate bedarf noch der genaueren Klärung. *Schmerwitz.*

**L. Vegard.** Spektralaufnahmen von ultraroten Linien im Nordlichtspektrum. Naturwissensch. 20, 268—269, 1932, Nr. 15. Auf sensibilisierten Agfa-Infrarot-Platten wurden in Tromsø zwei Nordlichtspektren aufgenommen. Die beiden gefundenen ultraroten Banden besaßen Maxima bei  $\lambda = 7883$  und 8085. Als Linien des Sauerstoffs lassen diese sich nicht deuten. Es wird aus einer Berechnung entsprechender Übergänge nahegelegt, daß die Linien einer ultraroten N<sub>2</sub>-Gruppe angehören. Für eine ganz sichere Deutung ist eine noch genauere Wellenlängenbestimmung erforderlich. *Schmerwitz.*

**Walter M. H. Schulze.** Polarlichterscheinungen in der Natur, in der Theorie und im Experiment. Weltall 31, 73—80, 1932, Nr. 6. *H. Ebert.*

**D. C. Rose.** The ionization of the atmosphere measured from flying aircraft. Canad. Journ. Res. 5, 625—635, 1931, Nr. 6. Ein atmosphärischer Ionisationsapparat von Gerdian wurde in einen Aeroplan eingebaut und die Ionisation vom Boden bis zu 15 000 Fuß Höhe bestimmt. Die Meßergebnisse von vier Flügen werden eingehend besprochen und in Diagrammform wiedergegeben. *E. J. M. Honigmann.*

**G. R. Wait and O. W. Torreson.** Rate of Ionisation of the Atmosphere. Nature 129, 401—402, 1932, Nr. 3254. Die Berechnung des Ionisationsgrades der

Atmosphäre auf Grund des Schweidlerschen Rekombinationsgesetzes hat für verschiedene Beobachtungen im Laufe eines Tages und an verschiedenen, weit voneinander entfernten Orten große Variationen ergeben, jedoch zeigte sich die maximale Veränderung an diesen Orten zur gleichen Zeit. Mit Hilfe eines neuartigen Gerätes, das gleichzeitig den kleinen und großen Ioneninhalt der gleichen Luftprobe zu messen erlaubt, wurden bei vergrößerter Genauigkeit die Ergebnisse früherer Messungen bestätigt. Anschließend werden einige Erklärungsmöglichkeiten für die Veränderungen des Ionisationsgrades mitgeteilt und diskutiert.

*Kreielsheimer.*

**F. Schindelbauer.** Über zwei verschiedene Arten von atmosphärischen Störungen. Elektr. Nachr.-Techn. 9, 41—45, 1932, Nr. 2. Mittels einer mit konstanter Geschwindigkeit (einmal in 10 Min.) gedrehten Rahmenantenne wird die Anzahl und Intensität der atmosphärischen Störungen für jede Rahmenstellung registriert. Es ergibt sich eine tägliche Schwankung der Störungen, nachts haben sie oft westliche Richtung, bei Sonnenaufgang tritt eine nordsüdliche Störrichtung hinzu, in der beim höchsten Sonnenstande die Intensität am größten ist. Nach Ansicht des Verf. kommt eine meteorologische Ursache als Erklärung nicht in Frage. Die Störungen sollen in der oberen Atmosphäre entstehen, und zwar durch spiralförmige Bewegungen elektrischer Teilchen im Magnetfeld der Erde, nachts vorwiegend durch Rotation um die Kraftlinien, tagsüber außerdem noch durch Translation in Richtung der Kraftlinien. Neuere Messungen im März 1931 wurden in der gleichen Weise gedeutet, die theoretischen Vorstellungen konnten im Anschluß hieran erweitert werden.

*Blechschildt.*

**J. A. Ratcliffe and F. W. G. White.** Polarisation of Downcoming Wireless Waves. Nature 129, 364, 1932, Nr. 3253. Die Verf. beschreiben eine mit einem Kathodenstrahloszillographen arbeitende Anordnung zur Bestimmung des Polarisationszustandes der einfallenden Raumwellen. Die beiden Komponenten werden mit zwei getrennten Antennensystemen empfangen und nach Verstärkung an entgegengesetzte Plattenpaare des Oszillographen angelegt. Es zeigte sich eine rasche Änderung des Polarisationszustandes, während der Rotationsinnern immer derselbe blieb, nämlich entgegen der Uhrzeigerbewegung. Der Sender befand sich in London, der Empfänger in Cambridge.

*Blechschildt.*

**Sudhansu Kumar Banerji.** The Electric Field of Overhead Thunderclouds. Phil. Trans. (A) 231, 1—27, 1932, Nr. 694. Die seit 1929 über das Colaba-Observatorium bei Bombay ziehenden Gewitter sind sehr genauen physikalischen Analysen unterzogen worden. Registriert und zum großen Teil in Tabellen wiedergegeben wurde der Potentialgradient, Ladung der Regentropfen, Regenmenge, Windgeschwindigkeit, Windrichtung, Druck und Temperatur als Funktion der Zeit. Gelegentlich wurde auch ein sehr schnell laufender Registrierapparat zur genaueren Beobachtung des Blitzeinflusses auf das elektrische Feld verwandt. Das Ergebnis dieser Untersuchungen ist eine Einteilung der Gewitter in einen „unitary type“ und „double type“, von denen der erste häufiger auftritt. Die Wolken dieser Art besitzen im allgemeinen eine negative Ladung an der Front, positive in der Mitte und wieder negative am Ende. Dementsprechend zeigt der „double type“ alle Erscheinungen des ersten, jedoch so, als ob zwei dieser Art eng aufeinander folgten. Die Gewitterwolken übertrugen im Durchschnitt durch Regenfall  $6 \cdot 10^8$  Coulomb positive und  $7 \cdot 10^8$  negative Ladung auf den Boden, wobei der negative Überschuß wahrscheinlich eine wichtige Rolle bei der Wiederherstellung der Erdladung spielt.

*Schmerwitz.*

**B. Walter.** Über den Unterschied in der Blitzgefahr der Eiche und der Buche. Phys. ZS. 33, 306—307, 1932, Nr. 7. Die Statistik der Blitz-



einschläge in Buchen und Eichen führt zur Annahme, daß Eichen öfter als Buchen vom Blitz getroffen werden. Doch gibt die Statistik nicht die Zahl der in die betreffenden Baumarten eingeschlagenen Blitze, sondern nur die Zahl der vom Blitze beschädigten Bäume an. Da Buchen wegen ihrer glatten Außenrinde weniger vom Blitze beschädigt werden als Eichen mit ihrer rauhen Rinde, so dürfte ein Unterschied in der Einschlagsgefahr zwischen beiden Baumarten überhaupt nicht bestehen.

*Kolhörster.*

**A. Dauvillier.** Recherches de physique cosmique. Journ. de phys. et le Radium (7) 3, 21 S—24 S, 1932, Nr. 2. (Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 318.) Es wird eine Theorie mitgeteilt, die erdmagnetische Phänomene, kosmische Strahlung, atmosphärische Ozonbildung einheitlich zu erklären versucht. Den Ausgangspunkt bildet eine Interpretation des Polarlichts, wonach diese Erscheinung auf sekundäre Elektronen zurückgeführt wird, die durch den Aufprall primärer Elektronen solaren Ursprungs von hoher Energie in äußersten Atmosphärenschichten ausgelöst werden. Auch die erdmagnetischen Variationen bzw. Störungen sollen auf einer regelmäßigen bzw. eruptiven Elektronenemission der Sonne beruhen. Verf. betrachtet die kosmische Strahlung als Wellenstrahlung, hervorgerufen durch Elektronenstoß in den äußersten Atmosphärenschichten.

*W. Lasareff.*

**Maurain.** À la suite de cette communication. Journ. de phys. et le Radium (7) 3, 24 S, 1932, Nr. 2. (Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 318.) Es wird darauf hingewiesen, daß ein zahlreiches statistisches Material eine zeitliche Abweichung von etwa zwei Tagen zwischen solarer Aktivität und einer jeweiligen erdmagnetischen Störung feststellt. Die Theorie von Dauvillier (vgl. obenstehendes Referat), die den primären Elektronen solarer Herkunft nahezu Lichtgeschwindigkeit zuschreibt, müßte auch diese zeitliche Abweichung erklären können. Man kennt zwar vier Fälle, wobei bis auf wenige Minuten zeitliche Übereinstimmung bestand, aber angesichts der großen Häufigkeit erdmagnetischer Störungen hätte es ebensogut eine zufällige Koinzidenz von zwei nicht kausal zusammenhängenden Erscheinungen sein können.

*W. Lasareff.*

**James W. Broxon.** The residual ionization in nitrogen at high pressures. Phys. Rev. (2) 38, 1704—1708, 1931, Nr. 9. Als Ergänzung einer früheren Arbeit des Verf. über die Restionisation in Luft (Phys. Rev. 37, 1320, 1931) werden entsprechende Messungen an Stickstoff ausgeführt, wobei die Höhenstrahlung durch Blei und Wasser stark abgeschirmt ist. Die Ionisation ist ganz erheblich stärker als diejenige in Luft bei den entsprechenden Bedingungen. Ebenso wie in Luft strebt die Ionisation mit wachsendem Druck einem vom Druck unabhängigen Grenzwert zu.

*Elsasser.*

**G. Medicus.** Untersuchungen und Anwendungen des Geiger-Müllerschen Zählrohres in einer Schaltung mit der Braunschen Röhre, insbesondere Koinzidenzschaltung. ZS. f. Phys. 74, 350—378, 1932, Nr. 5/6; Berichtigung ebenda S. 847, Nr. 11/12. Es wird über die Verwendung einer Braunschen Röhre als Anzeigeelement für Zählrohre berichtet. Eine besondere Verstärkung der Zählrohrentladungen ist nicht nötig, die Anordnung entspricht also der mit Elektrometer, und die Ausschläge müssen wie bei diesem für längere Zählreihen photographisch registriert werden. Über die Entladungsvorgänge im Zählrohr, richtiges und fehlerhaftes Arbeiten werden viele Einzelheiten angeführt. Die Braunsche Röhre gestattet auch eine zweifache Koinzidenzschaltung, mit welcher die Richtungsverteilung der koinzidierenden Höhenstrahlen zu bestimmen versucht wird. Schließlich wird noch die Ansprechwahrscheinlichkeit der Zählrohre auf Höhenstrahlen diskutiert.

*Kolhörster.*

**Karl K. Darrow.** Contemporary Advances in Physics. XXIII. Data and Nature of Cosmic Rays. Bell Syst. Techn. Journ. 11, 148—194, 1932, Nr. 1. *Scheel.*

**A. H. Compton.** Comparison of cosmic rays in the Alps and the Rockies. Phys. Rev. (2) 39, 190, 1932, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Mit einer Druckionisationskammer, wie sie vom Verf., Bennet und Stearns zur Bestimmung der Intensität der Höhenstrahlung auf dem Mount Evans in Colorado benutzt wurde, sind gleiche Messungen am Jungfrauoch ausgeführt worden. Die Strahlungsintensität wurde mit der von 1 mg Radium verglichen, die Umgebungsstrahlung wurde aus Abschirmversuchen mit 2,5 cm-Kupfer-, 2,5 und 5 cm-Bleipanzern bestimmt, der Nulleffekt aus Messungen in Höhlen. Die Strahlungsstärke stimmt gut überein mit den für ähnliche Höhen gegebenen, Zahlen werden aber noch nicht angeführt. *Kolthörster.*

**W. Messerschmidt.** Zur sonnenzeitlichen Periode der Ultrastrahlung. Phys. ZS. 33, 233—234, 1932, Nr. 6. (Vortrag Tagung Gauv. Thür.-Sachs.-Schles. d. D. Phys. Ges., Leipzig, Januar 1932.) Nach Hoffmann ist die sonnenzeitliche Periode der ungefilterten Höhenstrahlung vom täglichen Gang der Temperatur in der Atmosphäre abhängig. Durch Auflockerung der Atmosphäre ändert sich die Streustrahlung, die von der Höhenstrahlung ausgelöst wird. Bei großer Temperaturschwankung beträgt die Amplitude der Höhenstrahlung mehrere Prozent der Gesamtintensität, die bereits durch 0,5 cm Bleifilterung auf im Mittel 0,6 % herabgedrückt wird. [Ein direkter Temperatureinfluß auf die Apparatur (vgl. Phys. Ber. 12, 477, 1931) kann bei maximaler Schwankung von  $\pm 0,5^\circ\text{C}$  nur gering sein.] Bei 10 cm Bleifilterung zeigt sich noch eine mittlere Amplitude von 0,25 %. Mittelwerte der Strahlungsintensität im Tagesverlauf aus sieben Tagen mit geringer bzw. großer Temperaturänderung schwanken um 0,1 bzw. 0,5 %. Die sonnenzeitliche Periode der harten Komponenten der Höhenstrahlung ist durch meteorologische Einflüsse bedingt, nicht ein primärer Sonneneffekt. *Kolthörster.*

**B. Rossi.** Nachweis einer Sekundärstrahlung der durchdringenden Korpuskularstrahlung. Phys. ZS. 33, 304—305, 1932, Nr. 7. Drei horizontale Zählrohre sind so aufgestellt, daß ihre Zentren die Ecken eines gleichseitigen, vertikal stehenden Dreiecks bilden, und daß Dreifachkoinzidenzen nur dann auftreten können, wenn aus der Bahn des Primärstrahles in der Nähe der Zähler eine Sekundärbahn abzweigt. Innerhalb etwa 10 cm Blei wurden  $35,5 \pm 1,3$  Koinzidenzen/Stunde ( $19\frac{1}{2}$  Beobachtungsstunden) gezählt, bei fehlender oberer Panzerhälfte nur  $10 \pm 0,5$  Koinzidenzen/Stunde (36 Beobachtungsstunden). Es müssen also in Blei Sekundärstrahlen ausgelöst werden. Da die Zahl zufälliger Koinzidenzen etwa 5/Stunde sein sollte, wurde auch die Wirkung der Bleiunterlage untersucht. Ohne und mit 4 cm Blei unter einem kleineren Zählersatz ergaben sich  $1,8 \pm 0,15$  bzw.  $2,7 \pm 0,19$  Koinzidenzen/Stunde (je  $75\frac{3}{4}$  Beobachtungsstunden). Damit dürfte auch eine nach rückwärts gestreute Strahlung nachgewiesen sein, die sich durch eine Elektronenstrahlung auf die Elektronenhülle der Atome nur schwer erklären läßt. *Kolthörster.*

**F. Lindholm.** Über die Intensitätsvariationen der kosmischen Ultrastrahlung. Gerlands Beitr. 35, 224—229, 1932, Nr. 2. Registrierungen der Höhenstrahlung in Stockholm von Oktober 1930 bis Januar 1931 einschließlich des Nachmittagsmaximum (14 bis 20 Uhr) bei oben offener Apparatur deutlich, bei geschlossener weniger. Der Barometereffekt der einzelnen Meßreihen mit oder ohne Panzerung schwankt beträchtlich. Die Tageskurven von Stockholm und Muottas Muraihl werden nach Fourier für die drei ersten Glieder entwickelt.

Die 24 stündige Welle hat ihr Maximum um 16 Uhr MEZ, etwa wie das luftelektrische Potential, vielleicht wird ihr Zusammenhang durch die Schwankungen des Emanationsgehaltes der untersten Atmosphärenschichten bedingt. Für die Strahlung dieser 24 stündigen Welle werden Massenabsorptionskoeffizienten unter stark vereinfachten Annahmen berechnet. *Kolhörster.*

**W. Kolhörster.** Vertical Tube Counter- and the Barometric-Effect of Cosmic Radiation at Sea-level. *Nature* **129**, 471, 1932, Nr. 3256. Der vertikale Zählrohreffekt erfüllt die von der Theorie geforderte Bedingung, daß die Stoßzahl proportional dem Quadrat des Sinus des Neigungswinkels der Zählrohrachse zur Vertikalen ist, sowohl bei ungefilterter wie bei 10cm Blei gefilterter Höhenstrahlung. Hieraus läßt sich der Absorptionskoeffizient der verschiedenen Komponenten mit beträchtlicher Genauigkeit bestimmen, insbesondere auch der Barometereffekt. Die Übereinstimmung der aus dem Barometereffekt und den gleichzeitigen Messungen des Zählrohreffektes abgeleiteten Absorptionskoeffizienten läßt darauf schließen, daß die Richtung der Höhenstrahlen am Boden nicht wesentlich verschieden sein kann von der, mit welcher sie in die Atmosphäre eintreten. *Kolhörster.*

**Leo Tuwim.** Grundzüge einer mathematischen Theorie der Höhenstrahlungskoinzidenzen in Zählrohren. Berl. Ber. 1931, S. 830—949, Nr. 33. Die vom Verf. gegebene Theorie des vertikalen Zählrohreffektes wird zu einer Theorie der Höhenstrahlungskoinzidenzen in Zählrohren entwickelt, welche die Berechnung der auftretenden Koinzidenzen bei einer beliebigen Anzahl von Zählrohren in beliebiger Lage und Anordnung und eine exakte Deutung der experimentellen Ergebnisse gestattet. Der Inhalt der grundlegenden Arbeit läßt sich im Rahmen dieser Referate nicht behandeln, die Arbeit muß im Original eingesehen werden. *Kolhörster.*

**O. Devik.** Die Berechnung des Längenprofils eines Flusses und dessen Änderung bei einsetzender Eisbildung. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre **19**, 220—232, 1932, Nr. 1/4. Verf. bestimmt im ersten Teil seiner Arbeit eine Beziehung zwischen der Tiefe  $D$ , der Breite  $b$ , dem Gefälle  $F$  und der Wasserführung  $Q$  eines Flusses, die für jeden einzelnen Querschnitt gilt. Dieser Zusammenhang wird so umgeformt, daß er auch gilt, wenn der Fluß teilweise oder ganz mit Eis bedeckt ist. Es ergibt sich  $D = C_n \cdot (Qb)^{1/2} \cdot F^{-1/4}$ , wenn der Koeffizient  $C_n$  die Form  $C_1/[n + (1 - n) \cdot C_1^2 \cdot 1/C_0^2]^{1/2}$  hat. Die Werte von  $C_n$  sind tabuliert. In einem weiteren Teil werden auf dieser Grundlage die Differentialgleichung des Längenprofils gelöst und eine Reihe von einzelnen Anwendungen gegeben.

*P. Duckert.*

**Marcel Brillouin.** Les latitudes critiques. C. R. **194**, 801—804, 1932, Nr. 10. Verf. setzt seine früheren Arbeiten über das Gezeitenproblem fort, indem er besonders darauf hinweist, daß eine Schwierigkeit, die seit Poincaré Platz gegriffen hat, illusorisch wird. Ausgehend von den Gleichungen der Laplace'schen Theorie wird eine Integrodifferentialgleichung für  $\zeta'$  aufgestellt, d. h. für die Gezeitenamplitude an der freien Oberfläche. Diese exakte Gleichung wird dann ausführlich für die kritischen Breiten diskutiert, wobei weiter noch näher auf die Horizontalgeschwindigkeiten eingegangen wird. *Fritz Hänisch.*

**S. Fujiwara.** On the Preponderance of Horizontal Motion in the Earth's Atmosphere. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre **19**, 1—6, 1932, Nr. 1/4. Das Überwiegen der Horizontalbewegung über Vertikalbewegungen in der Atmosphäre wird theoretisch behandelt und auf den Einfluß der umgebenden Gravitationskraft und der mächtigeren horizontalen Ausdehnungen der Atmosphäre zurückgeführt. *P. Duckert.*

**N. Kotschin.** Über die Beschleunigung der Diskontinuitätslinien und der Diskontinuitätsflächen in der Atmosphäre. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre **19**, 7—16, 1932, Nr. 1/4. Verf. führt den Begriff der Beschleunigung der Diskontinuitätsflächen ein. Die abgeleiteten Formeln gehen über ähnliche von Gião 1929 hinaus, da sie sich nicht mehr nur auf geradlinige Fronten mit translatorischer Bewegung allein erstrecken, sondern auch deren Krümmung und Drehung als auch die Krümmung der Erdoberfläche miteinfassen. Wegen der umfangreichen Formeln sei auf die Arbeit selbst verwiesen. *P. Duckert.*

**Tatno Kobayasi und Taturido Sasaki.** Über Land- und Seewinde. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre **19**, 17—21, 1932, Nr. 1/4. Verff. betrachten unter Vernachlässigung der Erdrotation und unter alleiniger Betrachtung der auf einer Küstenlinie senkrechten Windkomponente den Zirkulationsprozeß von Land- und Seewinden. Bestimmt werden durch Wasserexperimente in einem Bassin, das zur Hälfte einen Holzboden, zur anderen einen Kupferboden hat, die Bewegungen eines Fluidiums, die von der Temperaturdiskontinuität am Boden verursacht werden und ihre Entwicklung. Eine mathematische Untersuchung bestätigt das Experiment. In einem dritten Teil wird der Vergleich mit wirklichen Windmessungen durchgeführt, der die Bewegungen als qualitativ mit dem Experiment übereinstimmend ergibt. Die Höhe der windstillen Schicht ergibt sich bei einer dem Landwind entsprechenden Zirkulation kleiner als beim Seewind. *P. Duckert.*

**J. W. Sandström.** Über den Einfluß des Golfstromes auf das Wetter. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre **19**, 22—26, 1932, Nr. 1/4. Aus der unterschiedlichen Wärme verschiedener Stellen des Golfstromes und der Verlagerung dieser warmen Partien im Laufe der Jahre kann eine langfristige Prognose für warme und kalte Jahreszeiten, schnee- und regenarme Wetter usw. abgeleitet werden. Über einer extrem warmen Stelle des Golfstromes entsteht automatisch tiefer Luftdruck, der mit dieser warmen Stelle nach der Art einer Zyklone wandert. Die damit erzielte Ansaugung von Winden entspricht mit entsprechend langsamer Wanderung der Wirkung der unser Wetter beherrschenden Zyklonen. Maßgebend für das Wetter eines größeren Gebietes ist also die Windrichtung, die als vorherrschend von dieser „Zyklone“ gefordert wird. Gibt sie für Europa südliche bis südwestliche Winde, so wird das Wetter warm, dagegen kälter, wenn mehr östliche Wind vorherrschen müssen. Schematische Darstellungen des Luftdruckes und der Windverhältnisse in den Jahren 1928 bis 1929, 1929 bis 1930 und dem Jahre 1931 werden zur Bestätigung dieser Regel herangezogen. *P. Duckert.*

**W. Köppen.** Die Anfänge der deutschen Wettertelegraphie in den Jahren 1862—1880. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre **19**, 27—33, 1932, Nr. 1/4. Die Geschichte der deutschen Wettertelegraphie wird, gewürzt durch persönliche Erinnerungen des Verf., dargestellt. *P. Duckert.*

**B. N. Banerji.** The Bahrein Storm and some studies of cold wedges over the Persian Gulf. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre **19**, 34—36, 1932, Nr. 1/4. Aufgaben und Ziele des 1926 gegründeten Karachi Meteorological Office werden behandelt und der Charakter einiger frontaler Kaltlufteinbrüche über dem Persischen Golf besprochen. Auch der berüchtigte Bahrein-Sturm im Oktober 1925 erwies sich als Kaltlufteinbruch. *P. Duckert.*

**A. Schmauss.** Zur Klimaverwerfung um die Jahrhundertwende. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre **19**, 37—46, 1932, Nr. 1/4. Die Beziehungen zwischen Temperatur und Sonnenflecken können plötzliche Phasensprünge erfahren. Eine solche Verwerfung hat im Jahre 1900 stattgefunden. Auch das Klima von Mitteleuropa scheint um die Jahrhundertwende eine Versetzung erfahren zu haben. Verf.

weist im jährlichen Gang der Temperaturdifferenzen Emden—Breslau in den Jahren 1881 bis 1900 und in den Jahren 1901 bis 1920 solche Unterschiede, die sich durch Klimaversetzung erklären lassen, nach. Im Sommer treten die Unterschiede schärfer hervor als im Winter. Das Klima in Mitteleuropa ist nach 1900 ozeanischer geworden. Einzelne Singularitäten der Temperaturdifferenzen sind in beiden Epochen zu identifizieren, die ihnen zugrunde liegenden Vorgänge sind durch die Klimaversetzung also wohl quantitativ, aber nicht prinzipiell betroffen. *P. Duckert.*

**B. Haurwitz.** Über Wellenbewegungen an der Grenzfläche zweier Luftschichten mit linearem Temperaturgefälle. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre 19, 47—54, 1932, Nr. 1/4. In Erweiterung früherer Ansätze der Bjerkneschen atmosphärischen Strömungsgleichungen auf Wellenbewegungen in isotherm geschichteten Luftmassen stellt Verf. hier eine Relation zwischen Periodendauer und Länge kurzer Wellen auf, die an der Grenze von Luftmassen mit linearen Temperaturgradienten auftreten. Die Wellen sind so kurz gewählt, daß von der Erdrotation abgesehen werden kann, und daß die Höhe der Luftschichten ebenfalls groß gegenüber der Wellenlänge wird. Im Falle adiabatischer Zustandsänderung und adiabatischer Temperaturgradienten ergibt sich die gleiche Beziehung, die für inkompressible Flüssigkeiten abgeleitet werden konnte. Bei gleicher Wellenlänge ist im allgemeinen Fall die Wellengeschwindigkeit größer bei geringerem Temperaturgradienten. Für einen Spezialfall: Mitteltemperatur 273°, Temperatursprung an der Grenzschicht 5,4° sind die Resultate für verschiedene Temperaturgradienten tabellarisch und graphisch wiedergegeben. *P. Duckert.*

**E. Palmén.** Versuch zur Analyse der dynamischen Druckschwankungen in der Atmosphäre. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre 19, 55—70, 1932, Nr. 1/4. Verf. zerlegt die Luftdruckschwankungen in der Atmosphäre unter Ausschluß nichtadiabatischer Prozesse in eine „thermische“ und eine „dynamische“ Druckschwankung. Die erstere wird durch Advektion verschieden temperierter Luftmassen hervorgerufen. Die letztere ist eine Folge der Störungen im Strömungsfelde durch Zyklonen und Antizyklonen. Die hierdurch bedingten Vertikalbewegungen „zur Wiederherstellung des gestörten vertikalen Gleichgewichtes“ werden unter Ausschluß jeder Strahlung jedenfalls in höheren Schichten als adiabatische Prozesse angesehen. Dadurch ermöglicht eine etwa eingetretene Temperaturänderung, wenn ihr durch Advektion hervorgerufener Anteil eliminiert wird, eine Berechnung der tatsächlichen Vertikalverschiebungen. Aus ausgesuchtem Material, unter Ausschluß jedweden durch Fronten gestörten Verlaufs, werden Berechnungen solcher Vertikalbewegungen in Zyklonen und Antizyklonen durchgeführt. Die Frage des Sitzes der Luftdruckschwankungen ist nicht allein mittels der Gleichungen der Statik zu lösen. Heranzuziehende andere Methoden werden vom Verf. skizziert. *P. Duckert.*

**H. Markgraf.** Druckfall im Warmsektor. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre 19, 71—78, 1932, Nr. 1/4. Im Warmsektor einer Normalzyklone soll nach der ursprünglichen Forderung der Luftdruck nicht weiter fallen, wobei Ausnahmen natürlich zugelassen sind. Nach den Erfahrungen der Wetterdienststellen bildet der Druckfall im Warmsektor aber gerade die Regel. Der stärkste Druckfall tritt gewöhnlich unmittelbar vor der einwirkenden Kaltfront auf. Verf. führt die Druckerniedrigung ihrer Ursache nach auf die erzwungene Hebung der Luftmassen in dem immer schmaler werdenden Warmsektor zurück. Auch das bei unvermindertem Druckfall im Warmsektor häufig kurz vor dem Kaltlufteinbruch sich ausbreitende Regengebiet wäre erklärlich durch die Hebung von feuchtlabilen oder durch die Hebung feuchtlabil werdenden Schichten, die zu Regenfällen Anlaß geben. Bei eintretender Kondensation steigen die Luftmassen dann automatisch weiter an. *P. Duckert.*

**G. Schinze.** Troposphärische Luftmassen und vertikaler Temperaturgradient. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre **19**, 79—90, 1932, Nr. 1/4. Verf. versucht mittlere vertikale Temperaturgradienten für die troposphärischen Hauptluftmassen über Mitteleuropa zusammenzustellen. Benutzt wurde das deutsche aerologische Material der Jahre 1929 bis 1931. Verwendet wurden nur Gradienten diskontinuitätsfreien Temperaturverlaufs unter Berücksichtigung der Feuchtigkeit durch Darstellung der Aufstiege im „Thetagramm“ als Funktion von Höhe  $z$  und äquivalent-potentieller Temperatur  $\theta'$ . Betrachtet wurden aber nur aktiv homogene Luftmassen, also solche mit meist stärkerer Horizontalbewegung und auch typische Lebensgeschichte ohne Vorhandensein einer Bodeninversionsschicht oder Bodenüberhitzungsschicht (überadiabatische Gradienten). Mit Hilfe der Thetagramme wurden die Temperaturgradienten berechnet. Die gefundenen Monatsgradientenmittel werden nach den Anteilen der Maritimen bzw. kontinentalen Beeinflussung diskutiert. Beispiele für die einzelnen Hauptluftmassen (Typ-Thetagramme) werden gegeben. *P. Duckert.*

**Hilding Köhler.** Ein kurzes Studium des Austausches auf Grund des Potenzgesetzes. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre **19**, 91—104, 1932, Nr. 1/4. Die Geschwindigkeitsverteilung mit der Höhe bei Windbeobachtungen entspricht dem Potenzgesetz  $v = v_1 \cdot z^{1/p}$ . Dieses Gesetz wurde sowohl in der Natur als auch im Laboratorium bestätigt. Der Bestimmung der  $p$ -Werte dienen eine große Zahl von Untersuchungen. Allgemein wächst  $p$  mit zunehmender Reynoldscher Zahl und einmal mit wachsender Rauigkeit der Unterlage. Die Turbulenz der Luft in Bodennähe ist von der Geschwindigkeit, von der Rauigkeit und von der Stabilität der Luft abhängig. Verf. geht vom Potenzgesetz aus, um Mittelwerte zu Untersuchungen über die Strahlungseinflüsse der Temperaturverteilung in den bodennahen Schichten zu erhalten. W. Schmidt hat wahrscheinlich gemacht, daß der Austauschkoeffizient  $A$  dem Gesetz gehorcht  $A = A_1 \cdot z^{p/p+1}$ , wenn man das Potenzgesetz in der Form  $v = v_1 \cdot z^{1/p+1}$  schreibt. Verf. löst die damit verbundene Differentialgleichung  $\partial/\partial z (P_1 \cdot z^{p/p+1} \cdot \partial u/\partial z) = \partial u/\partial t$ , wo u. a.  $u$  eine beliebige Eigenschaft der Luft und  $P_1 = A_1/\rho$  bedeutet. Die Lösung der Differentialgleichung ergibt unter der gemachten Annahme der Austauschverteilung z. B. das Potenzgesetz der Windverteilung. Weiter daraus abgeleitete Gleichungen lassen die Berechnung der Veränderung der Amplitude oder der Phasenverschiebung mit der Höhe zu, wenn man eine Welle nur durch Austausch von unten nach oben oder umgekehrt fortgepflanzt denkt. Zur Berechnung des Austausches aus  $p$  und Temperaturveränderungen mit der Höhe reichen die gegebenen Gleichungen aus. *P. Duckert.*

**K. Diesing.** Einige Typen von Kurven der Äquivalenttemperaturen. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre **19**, 105—108, 1932, Nr. 1/4. Die Vorteile der Darstellung der aerologischen Aufstiege nach Äquivalenttemperaturen für die Wetterprognose werden an einer Reihe von typischen Beispielen erwähnt. *P. Duckert.*

**E. van Everdingen.** Zur Theorie der Berg- und Talwinde. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre **19**, 109—112, 1932, Nr. 1/4. Verf. führt Berg- und Talwinde entgegen der Hannschen Auffassung auf Temperaturdifferenzen zwischen Bergabhang und freier Atmosphäre im gleichen Niveau zurück. Oberhalb der Kammhöhe bleibt die Luft nahe ungeändert, unterhalb der Kammhöhe treten Dichteänderungen auf. Die Erwärmung ist am kräftigsten in den engeren, kleineren, höheren Teilen des Tales, wo also das Verhältnis von Querschnitt zu erwärmtem Umkreis am kleinsten ist. In jeder Horizontalen unterhalb der Kammhöhe entsteht ein Druckunterschied, der einen Gradienten zum Berg liefert. Dieser Gradient erzeugt eine Windbewegung zum Gipfel. Die aufsteigende Bewegung der Luft wird dynamisch oro-

graphisch bedingt (Talwind). Die Pilotmessungen Ekharts im Inntal werden als Bestätigung dieser neuen Theorie des Tal- und Bergwindes herangezogen. Aerologische Temperaturmessungen in Tälern wären zur definitiven Klärung sehr erwünscht. *P. Duckert.*

**Napier Shaw.** St. Martin's Summer in England in 1931. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre **19**, 113—122, 1932, Nr. 1/4. Verf. bespricht die graphischen Methoden der dynamischen Meteorologie und Hydrographie und wägt ihre Vor- und Nachteile gegeneinander ab. Er bevorzugt Koordinatendarstellung nach absoluter Temperatur und potentieller Temperatur wegen des engen Zusammenhanges der Entropie mit der potentiellen Temperatur. Diese Betrachtungsweise wird an einem Beispiel eines extrem warmen Spätsommers 1931 durchgeführt. *P. Duckert.*

**Antonio Gião.** Sur la prévision mathématique par une relation générale entre l'espace et le temps. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre **19**, 123—142, 1932, Nr. 1/4. *P. Duckert.*

**P. Mildner.** Über die Reibung in einer speziellen Luftmasse in den untersten Schichten der Atmosphäre. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre **19**, 151—158, 1932, Nr. 1/4. Mittels einer von Solberg angegebenen graphischen Methode errechnet Verf. den Koeffizienten  $\eta$  der inneren virtuellen Reibung der Luft auf Grund der Ergebnisse von Doppelvisierungen, die in einer einheitlichen Warmluftmasse erfolgten. Es zeigt sich, daß in dieser speziellen Luftmasse  $\eta$  zunächst mit zunehmender Höhe anwächst, in 200 bis 250 m ein Maximum erreicht, um dann wieder mit weiter zunehmender Höhe abzunehmen. *P. Duckert.*

**J. Eythorsson.** The Atlantic Weather Service. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre **19**, 159—162, 1932, Nr. 1/4. Kurze Bemerkungen über die Durchführung des Isländischen Wetterdienstes auf der Grundlage der Bjerknesschen Methode. *P. Duckert.*

**L. Petitjean.** La Frontologie en Afrique du Nord. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre **19**, 163—172, 1932, Nr. 1/4. Verf. bringt die Anwendung der Frontologie auf das Klimagebiet Nordafrika und führt die Auswirkungen der einzelnen frontologischen Störungen auf das Wetter an. *P. Duckert.*

**L. Keller.** Die Periodographie als statistisches Problem. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre **19**, 173—187, 1932, Nr. 1/4. Verf. sucht die verschiedenen einander überlagernden freien und erzwungenen Schwingungsvorgänge in der Atmosphäre, welche in unregelmäßiger Folge und mit wechselnden Perioden auftreten, periodographisch zu erfassen. Er hält den Weg einer summarisch-statistischen Beschreibung hierzu für besonders einfach und geeignet. Das mathematische Rüstzeug und die notwendigen Begriffe hierfür führt er ein. Das Periodogramm wird dann als statistische Verteilungskurve gedeutet, die die Verteilung der Gesamtintensität der verschiedenen Schwingungsvorgänge in der Atmosphäre nach der Schwingungsdauer geordnet darstellen soll. Vor allem werden die Begriffe Spektralfunktion und Verhaltungsmoment neu eingeführt. *P. Duckert.*

**L. Prandtl.** Meteorologische Anwendung der Strömungslehre. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre **19**, 188—202, 1932, Nr. 1/4. Verf. gibt eine Reihe von Experimentalergebnissen aus Windkanalmessungen an und behandelt die meteorologische Anwendung dieser Ergebnisse. An Stelle der von W. Schmidt eingeführten Austauschgröße  $A$ , die als Koeffizient in der Gleichung für die Schubspannung  $\tau = A \cdot \partial u / \partial z$  auftritt, wo  $u$  die wagerechte Geschwindigkeit der Strömung darstellt, führt er den Mischungsweg  $l$  ein, der unter Hinzunahme der Dichte  $\rho$  die Austauschgröße  $A$  in der Form auszudrücken gestattet  $A = \rho \cdot l^2 \cdot \partial u / \partial z$ . Die

scherende Kraft pro Flächeneinheit geht dann über in  $\tau = \rho \cdot l^2 \cdot (\partial u / \partial z)^2$ . Diese ergibt sich damit als quadratisch von der Geschwindigkeit und linear von der Dichte abhängig, wie dies für hydraulische Widerstände aller Art der Fall ist. Die Vorteile der Einführung des Mischungsweges, der eine geometrische Bedeutung hat, gegenüber der sehr unübersichtlichen Austauschgröße werden näher erläutert. Der Mischungsweg ergibt sich bei Abwesenheit einer thermischen Schichtung als linear vom Abstand von der Wand abhängig, ganz unabhängig davon, ob die Wand rauh oder glatt ist. Der Proportionalitätsfaktor ist ungefähr gleich 0,4. Durch Einsetzen von  $l = 0,4 \cdot z$  ergibt sich für  $u(z)$  das Potenzgesetz der Geschwindigkeitsverteilung zu  $u = 2,5 \sqrt{\tau/\rho} \cdot \ln z/z_0$ , wo  $z_0$  eine von der Rauigkeit abhängige Integrationskonstante ist. Der Einfluß von thermischer Schichtung und von Konvektionsströmen auf die Turbulenz wird in einem weiteren Kapitel ausführlich behandelt. Weitere Abschnitte sind dem Einfluß von Zeitdauer und der Erddrehung und programmatischen Betrachtungen über die allgemeine Zirkulation in der Erdatmosphäre gewidmet.

*P. Duckert.*

**L. Lammert.** Frontologische Untersuchungen in Australien. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre 19, 203—219, 1932, Nr. 1/4. Auch im Witterungsverlauf in Australien läßt sich das Vorkommen ausgesprochener Fronten nachweisen. Verf. hat Untersuchungen in dieser Hinsicht in großem Umfange durchgeführt. Die Vorgänge an den Fronten unterscheiden sich aber charakteristisch von den gleichen Vorgängen auf der Nordhemisphäre. Sie sind in Australien rascher und intensiver. Die auftretenden Temperaturdifferenzen sind größer, was Verf. auf die Tatsache zurückführt, daß die Antarktis das größte Kältereservoir und Inneraustralien den mächtigsten Wärmeherd der Erde darstellt. Die Luft im Warmsektor Australiens ist fast stets heiß und trocken, die Warmfront zieht daher auch meist als Trockenfront vorüber, während sie bei uns meist infolge ihres warmen und feuchten Charakters zu Landregen führt. An den Kaltfronten treten fast immer heftige, aber kurz andauernde Regengüsse auf. Regenprognosen auf frontologischer Basis, die für Australien allergrößtes Interesse haben, erwiesen sich als außerordentlich schwierig, besonders was die Menge der zu erwartenden Niederschläge anbelangt.

*P. Duckert.*

**A. Gião et Ph. Wehrlé.** Sur les rotations des astres fluides. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre 19, 237—245, 1932, Nr. 1/4.

*P. Duckert.*

**G. Stüve.** Über lineare Deformationsfelder. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre 19, 250—271, 1932, Nr. 1/4. Ausgehend von der Theorie zweidimensionaler Deformationsfelder behandelt Verf. zunächst allgemein zweidimensionale Felder, dann wirbelfreie, also solche, bei denen  $rot \mathbf{v} = 0$ , und endlich quellenfreie, bei denen also  $div \mathbf{v} = 0$ . Übergehend auf das dreidimensionale Problem in der Atmosphäre wird gezeigt, daß für nicht allzu große Gebiete, wenn man die Erdoberfläche als Ebene betrachtet, die Theorie der zweidimensionalen Felder angewendet werden kann. Aus den abgeleiteten Strömungsfiguren ergibt sich, daß in einem am Erdboden divergenten oder konvergenten Bewegungsfeld im allgemeinen die stärkste Vertikalbewegung nicht immer an einer etwa vorhandenen Divergenz- oder Konvergenzlinie auftritt. Dies ist nur bei wirbelfreien Feldern der Fall. Sonst muß man dabei auch die Isodynamen berücksichtigen. Kombiniert man das Bewegungsfeld mit der Temperatur, so findet man entsprechend, daß auch Temperaturdiskontinuitäten nur bei wirbelfreien Feldern mit Divergenz- oder Konvergenzlinien am Boden verbunden sind.

*P. Duckert.*

**V. W. Ekman.** Über die Beeinflussung der Windbahnen durch Gebirge. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre 19, 272—275, 1932, Nr. 1/4. Verf. hat



aus der Theorie der Meeresströmungen für stationäre Geschwindigkeitsfelder aus der Diskontinuitätsgleichung zwei Sätze abgeleitet, die besagen, daß ein Strom, der in Richtung abnehmender bzw. zunehmender Meerestiefe fortschreitet, eine Tendenz zur Drehung bekommt, die im ersteren Falle antizyklonisch, im zweiten zyklonisch erfolgt, und daß weiter ein Strom mit nördlicher oder südlicher Bewegungskomponente die Tendenz hat, sich gegen Osten zu drehen. Obwohl bei Windströmungen stationäre Verhältnisse sehr selten sind und auch der Beschleunigung eine größere Bedeutung als bei Meeresströmungen zukommt, versucht Verf. die Anwendung dieser Sätze auf dynamisch-meteorologische Probleme. Als Beispiele, die die Zulässigkeit der Anwendung zu bestätigen scheinen, werden topographische Gebirgeinflüsse angeführt.

*P. Duckert.*

**H. U. Sverdrup.** Wärmehaushalt und Austauschgröße auf Grund der Beobachtungen der „Maud“-Expedition. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre **19**, 276—290, 1932, Nr. 1/4. Die wegen des Austausches nach unten transportierte Wärmemenge  $U$  ist bekanntlich eine Funktion der Austauschgröße  $\eta$  und des vorhandenen Temperaturgradienten  $\gamma$ . Bezeichnet  $\gamma_0$  den adiabatischen Gradienten, so ist  $U = c_p \cdot \eta \cdot (\gamma_0 - \gamma)$ . Sind Wärmestrom und Temperaturgradient bekannt, so kann man die Austauschgröße  $\eta$  berechnen. Über dem Polarmeer ist dieser Weg, der sonst an der Bestimmung des Wärmestromes scheitert, recht gut gangbar und vom Verf. für den arktischen Winter durchgeführt worden. Als wichtigstes Ergebnis wird gezeigt, daß man mit verschiedenen Austauschgrößen rechnen muß, je nachdem, ob Wärmeleitung oder Übertragung durch Bewegungsgrößen vorliegt.

*P. Duckert.*

**Th. Hesselberg.** Arbeitsmethoden einer dynamischen Klimatologie. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre **19**, 291—305, 1932, Nr. 1/4. Die dynamische Klimatologie befaßt sich mit der quantitativen Verwendung der Gesetze der Hydrodynamik und Thermodynamik zur Erklärung von mittleren Zuständen und Bewegungen. Verf. untersucht als Grundlage hierfür, ob und in welcher Form die Gleichungen der Physik für mittlere Zustände und Bewegungen in der Atmosphäre gelten. Besonderes Interesse wendet er der Frage zu, in welcher Ausdehnung die Gleichungen für Zeitmittel gelten. Verf. zeigt, daß man, um Zustandsgleichung und Kontinuitätsgleichung auch klimatologisch verwerten zu können, modifizierte Definitionen von Mitteltemperatur und mittlerem Wind einführen muß. In der Praxis differieren die neuen Mittelwerte aber von den üblichen Mittelbildungen so wenig, daß die letzteren ohne weiteres beibehalten werden können. Schwieriger liegen die Verhältnisse beim Studium der mittleren Vertikalbewegungen, des mittleren Massentransportes, bei den Überführungsgrößen usw. Nach den gegebenen Richtlinien wird man aber eine Klimatologie aufbauen können, deren einzelne Bausteine dynamisch und thermodynamisch wichtige und exakt definierte Größen sind.

*P. Duckert.*

**L. Weickmann.** Die Wetterlage bei der Polarfahrt des „Graf Zeppelin“. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre **19**, 306—310, 1932, Nr. 1/4. Kurze Diagnose der Wetterlage bei der Polarfahrt, die ergibt, daß die meteorologischen Verhältnisse bei der Fahrt als außerordentlich günstig bezeichnet werden können.

*P. Duckert.*

**Henry Hubert.** Les courants aériens superposés en saison sèche au-dessus de la presqu'île du Cap Vert. C. R. **194**, 902—903, 1932, Nr. 1/4.

*H. Ebert.*

**W. Pepler.** Studie über die aerologischen Verhältnisse im Nordquadranten der Mittelmeerdepressionen. Gerlands Beitr.

**33** (Köppen-Band II), 223—245, 1931. In vorliegender Studie behandelt der Verf. die Aerologie einer bestimmten Wetterlage, bei der eine gut entwickelte Zyklone südlich der Alpen liegt, mit ihrem Nordquadranten über das Gebirge greifend. Ein Hochdruckgebiet beherrscht dabei das nördliche Mitteleuropa. In den Jahren 1910 bis 1927 fanden sich 57 Fälle, die diese Wetterlage in ausgeprägter Form aufweisen, bloß ein Fall fällt auf den Sommer. Der Verf. leitet aus den Fesselaufstiegen von Friedrichshafen die für diese Wetterlage charakteristischen Zustandskurven der Atmosphäre bis etwa 4500 m ab. Behandelt werden ferner die Verteilung der verschiedenen Wolkensysteme und die zugehörigen Strömungsverhältnisse, die ihr charakteristisches Gepräge durch den als Hindernis wirkenden Querriegel der Alpen erhalten. Am Schluß der Abhandlung ist ein Verzeichnis der wesentlichsten Daten eines jeden Einzelfalles beigelegt. *M. Toperczer*-Wien.

**J. Reger.** Über die Windverteilung in der Troposphäre und Stratosphäre. Mitt. d. Aeronaut. Observ. Lindenberg 1932, S. 211—213. Der Verf. macht darauf aufmerksam, daß die meteorologischen Handbücher wahrscheinlich für den oberen Teil der Troposphäre zu geringe Windgeschwindigkeiten angeben. Der Grund dafür liegt einmal darin, daß Messungen mit kleinen Ballonen (Pilotballonen) nur möglich sind, wenn die Luftbewegung verhältnismäßig gering ist, der Ballon also wenig abgetrieben wird. Bei der Berechnung der Windstärke aus dem Fundort von Registrierballonen aber hat man nicht mit einer Abnahme der Windgeschwindigkeit mit der Höhe gerechnet. An Hand einer Beobachtung, deren einzelne Ergebnisse eingehend wiedergegeben werden, zeigt der Verf., wie in dem oberen Teil der Troposphäre Windgeschwindigkeiten bis zu 56 m/sec auftreten, denen in der Substratosphäre Windwerte von abnehmender Größe bis 11 m/sec in der Stratosphäre folgen. Wenn man die Windgeschwindigkeit aus dem Fundort des Ballons berechnet, so kommt man im günstigsten Falle auf 34 m/sec. *K. Keil.*

**S. Chapman.** Clouds High in the Stratosphere. Nature **129**, 497—499, 1932, Nr. 3257. *H. Ebert.*

**Danjon.** Observations photométriques de l'éclipse du 26 septembre 1931. Journ. de phys. et le Radium (7) **3**, 15 S, 1932, Nr. 1. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 317.] Hingewiesen wird auf die Bedeutung einer Beobachtung der Krone, die mit einer Dicke von einigen Minuten die geometrische Schattengrenze umsäumt und die von Luftschichten über der Grenze von Wolken, Dunst und Staub herrührt. Zur Beobachtung wird ein Photometer mit zwei Bildern, die übereinander zu legen sind, empfohlen, beobachtet werden Helligkeiten zweier Punkte auf demselben Schattendurchmesser. Vorteile dieser Methode werden angegeben. Messungen über 10 Jahre ergeben Variation der Durchlässigkeit der hohen Atmosphäre (Variation des Ozongehaltes?). *Sättelc.*

**Chr. Jensen.** Bemerkungen zu einer Mitteilung von Smosarski über einen Sonnenkranz am blauen Himmel. Meteorol. ZS. **49**, 155—156, 1932, Nr. 4. Es wird an Hand verschiedener für die Beurteilung des atmosphärischen Reinheitsgrades in Frage kommender Kriterien gezeigt, daß die Smosarskische Schlußfolgerung (Phys. Ber. **13**, 1031, 1932), die den Sonnenkranz erzeugenden Wassertropfen hätten den Polarisationszustand des Himmelslichtes in keiner klar zu erkennenden Weise beeinflusst, zum mindesten mit größter Vorsicht aufzunehmen ist. *Chr. Jensen.*

## Geophysikalische Berichte

**H. Haalek.** Ein statischer Schweremesser. (Zweite Mitteilung.) ZS. f. Geophys. 8, 17—30, 1932, Nr. 1/2. Nach kurzen Ausführungen über das Prinzip verschiedener Arten von Schweremessern wird die Theorie des barometrischen Prinzips, auf dem der neue Apparat beruht, genauer dargestellt. Dem von der Schwere abhängigen Gewicht einer Quecksilbersäule wird durch den Druckunterschied zweier abgeschlossener Gasvolumina die Waage gehalten. Die Ablesevorrichtung, die Anordnung der Libellen und Fußschrauben, die Wirkung von Temperaturänderungen auf die Ablesung und die Eliminierung des Temperatureinflusses werden eingehend behandelt. Durch zweckmäßige Aufteilung und Ineinanderschachtelung der Gasvolumina und äußeren Temperaturschutz konnte der ursprüngliche Temperatureffekt von etwa 3000 Milligal/Grad auf das erforderliche Maß herabgedrückt werden. Eine Fortsetzung, die auch Beobachtungsergebnisse enthält, folgt im nächsten Heft.

*K. Jung.*

**G. Agamennone.** Pendolo orizzontale ultrapotente a registrazione meccanica. Lincei Rend. (6) 15, 382—385, 1932, Nr. 5. Kurze Beschreibung eines im Keller des Collegio Romano aufgestellten Horizontalpendels von 10 Tonnen Gewicht und einer Periode von 26 sec.

*K. Przibram.*

**B. Numerov.** Torsion-Balance with three beams. (Russisch mit englischem Auszug.) Bull. de l'inst. astron. Leningrad 1932, S. 103—108, Nr. 30. Die neue, von den Askania-Werken nach Angabe des Verf. konstruierte Drehwaage hat drei Gehänge, deren Azimute je einen Winkel von 120° bilden. Jedes Gehänge hat die einfache Form eines um etwa 45° gegen die Horizontale geneigten Balkens, an dessen Ende sich die Gewichte befinden. Die Ablesung geschieht nur visuell, die Drehung ins neue Azimut mit der Hand. Alle drei Balken können mit einem Griff gleichzeitig arretiert werden. Zur Bestimmung des Gradienten genügen zwei Beobachtungen in den Azimuten 0, 180 oder 90, 270°. Zur Bestimmung der Krümmungsgröße ist eine dritte Messung in einem von diesen verschiedenen Azimut nötig. Die Drehwaage hat sich im Feld bewährt. Die Veröffentlichung enthält eine Beschreibung des Instruments mit Abbildungen, Konstantangaben und Auswertungsformeln.

*K. Jung.*

**Fuyuhiko Kishinouye.** A Portable Horizontal Pendulum Seismometer. Bull. Earthq. Res. Inst. 10, 188—191, 1932, Nr. 1. Der Verf. beschreibt ein von ihm konstruiertes, transportables Seismometer, das zur Aufzeichnung von Nahbeben in der Nähe des Herdes verwendet werden soll. Die Vergrößerung ist 40, die Eigenperiode 3,8 sec. Als Registrierapparat dient ein Rußschreiber.

*W. Schneider.*

**W. Zeller und H. W. Koch.** Der Einschwingvorgang bei Seismographen und Beschleunigungsmessern. Verkehrstechnik 43, 290—293, 1932, Nr. 15. Im nichtstationären Zustand, also z. B. im Einschwingvorgang, ergibt ein Schwingungsmesser einen um so größeren Fehler, je größer das Verhältnis Erregerfrequenz/Eigenfrequenz ist. Beim Beschleunigungsmesser sind diese Fehler vernachlässigbar klein (vgl. die gleichen Verff., Phys. Ber. 13, 505, 1932). Hierfür wird durch Vergleichsversuche mit einem optischen Seismograph (2,15 Hertz) und mit einem piezoelektrischen Beschleunigungsmesser (125 Hertz) an einem Versuchsträger (3 Hertz) erbracht. Bei zwei Versuchen stimmt die Amplitude nach dem Seismogramm und die aus der Beschleunigungsaufnahme berechnete Amplitude bis auf 10 % überein. Der Einschwingvorgang wird durch plötzliche Entlastung des Trägers erzeugt.

*Johannes Kluge.*

**G. Chatterjee and P. M. Neogi.** Contrivances for lifting the pens of the recording plate of the Dines' balloon meteorograph during its descent. *Scient. Not. India Meteorol. Dep.* 4, 53—55, 1931, Nr. 36. Um das beim Landen durch hartes Aufsetzen unvermeidliche Verschmieren eines Teiles des Diagramms der Dines-Meteorographen, wodurch oftmals mehr als  $\frac{1}{2}$  km der Aufzeichnung verwischt wird und für die Auswertung verloren geht, zu verhindern, haben die Verf. zwei verschiedene Ablösevorrichtungen für die Registrierfedern der Dines-Meteorographen vorgeschlagen und mit Erfolg für ihre eigenen Aufstiege verwendet. Die eine Ablösevorrichtung (water-freezing-release) benutzt die Ausdehnung von in einem zweiteiligen Rohr eingeschlossenem Wasser beim Gefrieren. Das Eis sprengt das Rohr auseinander, und beim Fallen der Ballonsonde schmilzt der Eisblock, wodurch über einen Hebel mittels einer gespannten Spiralfeder die Registrierfedern von der Schreibfläche abgehoben werden. Bei dem zweiten Vorschlag (gas-pressure-release) wird die Auslösung durch den Stopfen eines beim Aufstieg horizontal liegenden Metallrohres erreicht. In dem Rohr befindet sich ein mit Natrium-Bicarbonat getränkter Wattebausch, dem beim Fallen der Sonde einige Tropfen Essigsäure zugesetzt werden. Das entstehende  $\text{CO}_2$  treibt den Stopfen aus dem Rohr und betätigt dadurch den Ablösemechanismus. Während der erste Vorschlag besonders für Aufstiege in große Höhen bei Vorhandensein genügend hoher Bodentemperaturen bestimmt ist, gestattet die zweite Vorrichtung, die Ablösung auch bei Aufstieg bis in vorbestimmte Höhen, nach Angaben der Verf. bis 6 km, und bei niedrigen Bodentemperaturen zu betätigen.

*Herbert Kirsten II.*

**M. C. Marsh.** A new hair-type humidity control. *Journ. scient. instr.* 9, 153—157, 1932, Nr. 5. Es wird eine Schaltung angegeben, mittels der bei Änderung der relativen Feuchtigkeit, angezeigt durch ein Haarhygrometer, Kontakte geschlossen werden, die wiederum Relais betätigen. Dadurch werden Vorrichtungen geöffnet, die je nach der Änderung feuchte und trockene Luft in den Raum lassen. Die verwendeten Relais sind durch Thyratrons ersetzt, dabei wurde auch eine Schaltung nach Hull (1929) herangezogen. Es ist auch möglich, die den Gittern der Röhren vorgeschalteten hohen Widerstände durch Photozellen zu ersetzen. Dann trägt das der Feuchtigkeit ausgesetzte Haar einen Spiegel.

*H. Ebert.*

**Friedrich Hopfner.** Die Grundgleichungen der physikalischen Geodäsie. *Wiener Anz.* 1932, S. 78, Nr. 10. Anzeige einer Abhandlung, die die Frage nach der Erdfigur auf die einfachste mathematisch-physikalische Form bringt, da gezeigt wird, daß die Frage durch das Theorem von Bruns in Verbindung mit einer geeigneten partikularen Lösung einer partiellen Differentialgleichung erster Ordnung beantwortet wird.

*F. Hopfner.*

**Mario Boriosi.** Determinazione delle costanti di densità e di temperatura dei pendoli gravimetrici „Mioni“ dell'Istituto di Geodesia e Geofisica della R. Università di Torino. *Atti di Torino* 66, 37—47, 1930/31, Nr. 1. Von den Gravitationspendeln des Instituts für Geodäsie und Geophysik in Turin wurden im Jahre 1928 die Temperatur- und Druckkoeffizienten vom Verf. bestimmt. In dieser Arbeit werden der gravimetrische Apparat und die Ergebnisse mitgeteilt.

*Tollert.*

**Ugo Cassina.** Grave in terra rotante. *Atti di Torino* 66, 428—432, 1930/31, Nr. 14/15. Es wird das Problem des freien Falles eines Körpers auf die rotierende Erde behandelt und eine allgemeine Lösung ohne Integration angegeben, aus der sich die bekannten östlichen Ablenkungen von der Vertikalen in erster Annäherung ergeben.

*Tollert.*

**Virginia Gennaro.** I minerali delle serpentine di Piossasco (Piemonte). *Atti di Torino* **66**, 433—458, 1930/31, Nr. 14/15. Es werden der Ilmenit, Vesuvianit, Titanit, Perowskit und Azatit aus den Steinbrüchen von Piossasco bei Piemont kristallographisch untersucht. Es werden die Analysenresultate von Silikaten mit Magnesium-, Nickel- und Eisengehalt, die dem Gavit aus dem Val della Gava ähneln, mitgeteilt. *Tollert.*

**Ad. Jayet et G. Amoudruz.** Découverte d'une station magdalénienne près de Frangy (Haute-Savoie). *C. R. Séances Soc. Phys. de Genève* **48**, 136—138, 1931, Nr. 3. [*Arch. sc. phys. et nat.* (5) **13**, 1931, Nov./Dez.] Die vorgeschichtliche Station der Donattes besteht in einer Felsenhöhle und einem Erdlager, 3 km von Frangy entfernt, und zeigt mindestens zwei Schichten, die sich deutlich durch die Feuersteingeräte und die Überreste der Tierwelt voneinander unterscheiden. Das untere Lager gehört der Altsteinzeit an, und zwar der Zwischeneiszeit Magdalenien, gekennzeichnet durch das Wildpferd, Renntier usw., sowie die Feuersteingeräte als Stichel, Messer, Schaber usf. Das obere Lager enthält neben dem Renntier z. B. den Steinbock und außer Feuersteinsachen auch irdenes Geschirr und dürfte deshalb der Übergangsperiode vom Paläolithikum zur jüngeren Steinzeit zuzusprechen sein. *Schönrock.*

**L. S. Berg.** The origin of loess. *Gerlands Beitr.* **35**, 130—150, 1932, Nr. 2. Nach einer kritischen Besprechung der verschiedenen Theorien über den Ursprung des Löß entwickelt der Verf. im Detail seine eigenen Ansichten, wonach Löß sich aus kalkhaltigem Gestein durch Verwitterung in situ in trockenen Klimaten gebildet hat. *F. Steinhäuser.*

**G. R. Shelton and H. H. Holscher.** Gases obtained from commercial feldspars heated in vacuo. *Bur. of Stand. Journ. of Res.* **8**, 347—356, 1932, Nr. 3 (RP. 420). In 19 handelsüblichen Feldspatproben wurde der Gehalt an Gasen durch Erhitzen im Vakuum nach dem früher von Jordan und Mitarbeitern beim Stahl angewandten Verfahren bei Temperaturen von 400 bis 1000° bestimmt. Bereits bei niedrigen Temperaturen wurde etwas Wasserdampf frei, der größte Teil erst bei 800 bis 900°. Saure Gase wurden erst bei 500° entwickelt; die Entwicklung steigerte sich bei 600 bis 900°. Wasserstoff wurde nicht festgestellt, Kohlenoxyd nur spurenweise. *Scharnow.*

**Masayuki Mukai.** On the Seiches of Frozen Lake, and the Motion of Ice-Plate. *Proc. Phys.-Math. Soc. Japan* (3) **14**, 108—111, 1932, Nr. 3. *H. Ebert.*

**Josef Zahradníček.** Mesure de la constante de gravitation par la balance de torsion. *Publ. Fac. d. Sc. l'Univ. Masaryk* 1932, 30 S., Nr. 153. (Tschechoslowakisch mit französischer Zusammenfassung.) Die Messungen der Gravitationskonstante werden mittels der statischen, dynamischen und der Resonanzmethode ausgeführt, d. i. im letztgenannten Falle mittels der erzwungenen Schwingungen, welche die sekundäre Drehwaage im periodisch veränderlichen Newtonschen Kraftfelde der primären Drehwaage ausführt. Die benutzten Drehwaagen werden beschrieben, einige von den vorläufigen Messungen und Autogrammen der erregenden und erzwungenen Schwingungen werden angegeben und diskutiert. Das Verfahren zur Registrierung der Schwingungen wird mitgeteilt. Nach den bisherigen Meßergebnissen ist die Resonanzmethode wegen ihrer Einfachheit und Übersichtlichkeit zur Messung der Gravitationskonstante wohl geeignet. *Zahradníček.*

**A. M. Gishitsky.** Gravity determination in Viritsa and Detskoe Selo. (Russisch mit englischem Auszug.) *Bull. de l'inst. astron. Leningrad* 1932, S. 108—109, Nr. 30. *K. Jung.*

**A. M. Gishitsky.** Gravity determination in Western Siberia. (Russisch mit englischem Auszug.) Bull. de l'inst. astron. Leningrad 1932, S. 109—113, Nr. 30. K. Jung.

**Karl Jung.** Schwere und Geoid bei Isostasie. ZS. f. Geophys. 8, 40—52, 1932, Nr. 1/2. Auch bei isostatischem Aufbau der Erdkruste sind die auf übliche Weise berechneten isostatischen Anomalien von Null etwas verschieden, weil bei der Niveaureduktion die Geoidundulation vernachlässigt wird und die der Massenreduktion zugrunde gelegte Beziehung zwischen Oberflächenrelief und Dichte (Pratt) bzw. Oberflächenrelief und Erdkrustendicke (Airy) wegen der Konvergenz der Erdradien und der nicht konstanten Schwere in der Erdkruste nicht ganz streng ist. Es werden Kugelfunktionenentwicklungen für die Geoidundulation, die Freiluftanomalie und die auf übliche Weise bestimmte isostatische Anomalie bei isostatischem Aufbau der Erdkruste berechnet, bis zur Kugelfunktion 7. Ordnung zahlenmäßig ermittelt und in Figuren dargestellt. Die Geoidundulationen ergeben sich dem Relief der Lithosphäre proportional: auf 1000 m in Relief der Lithosphäre kommen für Kontinente 13,6 m, für Ozeane 9,0 m der Geoidundulation. Die Freiluftanomalie ist wesentlich positiv auf Kontinenten, negativ über Ozeanen mit starken Randstörungen. Die auf übliche Weise bestimmte isostatische Anomalie bleibt überall klein. Man kann also nach wie vor von kleinen isostatischen Anomalien auf ungefähr isostatischen Aufbau schließen. Sie sind wesentlich negativ auf der Landhalbkugel, positiv auf der Wasserhalbkugel, erreichen aber nicht die von Vening Meinesz gemessenen Beträge. K. Jung.

**Harold Jeffreys.** The formation of love waves (Querwellen) in a two-layer crust. Gerlands Beitr. 30, 336—350, 1931, Nr. 3/4. Aus der mathematischen Untersuchung der Übertragung einer Störung der oberen Schicht der Erdkruste auf die untere Schicht folgt die Bildung von Querwellen.

F. Steinhäuser.

**Friedrich Nölke.** Numerische Überprüfung der Kontraktionshypothese. Gerlands Beitr. 35, 374—381, 1932, Nr. 3/4. Aus den säkularen Beschleunigungen der mittleren Bewegung der Sonne und des Mondes leitet der Verf. eine zwar von anderen Faktoren verdeckte und aufgehobene Rotationsbeschleunigung der Erde her, die durch Schrumpfung des ganzen Erdkörpers erklärt wird und dadurch eine Erklärung und Stütze der Kontraktionshypothese bilden soll. Daneben ergibt sich eine Verzögerung der Mondbewegung und damit eine Erweiterung der Mondbahn.

F. Steinhäuser.

**R. Spitaler.** Zur Chronologie des Eiszeitalters. Gerlands Beitr. 35, 102—112, 1932, Nr. 1. Die Kombination einer großen Exzentrizität mit kleiner Schiefe der Ekliptik gibt bei Perihellänge  $II = 315^\circ$  für größere Vergleichen günstige Bedingungen. Der Umstand, daß ein Anwachsen der Exzentrizität um je 0,01 bei  $II = 315^\circ$  eine Abnahme der Sommertemperatur um  $0,5^\circ$  und bei  $II = 135^\circ$  eine gleiche Zunahme bewirkt, wird zu einer chronologischen Festlegung der Eiszeiten nach den bekannten Exzentrizitäten verwendet und die danach gezeichnete Köppen-Milankovitchsche Temperaturkurve wird der bis 3 Millionen Jahre zurückreichenden vom Verf. aufgestellten Chronologie des Eiszeitalters gegenübergestellt, die als Grenze zwischen Eis- und Interglazialzeiten die Exzentrizität 0,04 annimmt.

F. Steinhäuser.

**R. Spitaler.** Die Sonnenbestrahlung und die Temperaturverhältnisse während des Eiszeitalters. Gerlands Beitr. 35, 395—407, 1932, Nr. 3/4. Mit den früher entwickelten Formeln berechnet der Verf. unter Annahme der heutigen Landverteilung die mittleren Sommer-, Winter- und Jahres-

temperaturen der einzelnen Breitenkreise und der solaren Bestrahlung für die Exzentrizitäten  $e = 0,00$  bis  $0,07$ , für Perihellängen  $= 90$  und  $270^\circ$ . Danach zeigt die mittlere Jahrestemperatur nur eine geringe Abhängigkeit von der Exzentrizität, während die Temperaturdifferenzen zwischen Winter und Sommer, die für die Eiszeit von ausschlaggebender Bedeutung sind, durch die verschiedenen Exzentrizitäten stark beeinflußt werden. *F. Steinhäuser.*

**Tokunosuke Ito.** Über Oberflächenwellen. (Zweite Mitteilung.) Gerlands Beitr. 35, 349—356, 1932, Nr. 3/4. Es werden die Fundamentalgleichungen für Oberflächenwellen in elastischen Medien abgeleitet und die Lösungen für Oberflächenerschütterungswellen angegeben. Die Untersuchung der Wellenfortpflanzung, bei der Energie in Wärme umgesetzt wird, ergibt eine Analogie zu dem Vorgang in viskoelastischen Medien. Bei solchen Oberflächenwellen werden von den Bodenteilchen elliptische Spiralen beschrieben, und die Wellengeschwindigkeit nimmt mit wachsender Wellenlänge ab. *F. Steinhäuser.*

**H. Landsberg.** Bemerkungen zu Dispersionsuntersuchungen bei Erdbebenwellen. Gerlands Beitr. 35, 370—373, 1932, Nr. 3/4. Der Verf. weist darauf hin, daß bei Dispersionsuntersuchungen auch auf den Einfluß der Instrumente zu achten ist, der darin besteht, daß die Perioden besonders hervorgehoben werden, für die das Pendel maximale Vergrößerung besitzt. Es werden daher von den von H. H. Sommer für Dispersionsuntersuchungen herangezogenen 90 Pendeln alle ausgeschieden, die nur der maximalen Vergrößerung des Pendels entsprechende Perioden aufzeichnen. So bleiben noch 25 Fälle ohne Dispersion, 8 Fälle mit anormaler und 4 Fälle mit normaler Dispersion. Auf eine möglicherweise bestehende Abhängigkeit der anormalen und normalen Dispersion von der Entfernung wird hingewiesen. *F. Steinhäuser.*

**L. Don Leet and W. Maurice Ewing.** Velocity of elastic waves in granite. Phys. Rev. (2) 39, 868, 1932, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Geschwindigkeit longitudinaler elastischer Wellen in Granit wurde mit Hilfe von Dynamitexplosionen in Quincy und Rochport, Mass., und Westerly, Rhode Island, zu  $5,04 \pm 0,03$  km/sec bestimmt. Die Geschwindigkeit der Transversalwellen wurde in Quincy allein zu  $2,48 \pm 0,03$  km/sec gemessen. Hieraus und aus der Dichte von  $2,65$  g/cm<sup>3</sup> wurden der Elastizitätsmodul zu  $\kappa = 44 \pm 1 \cdot 10^{10}$  dyn/cm<sup>2</sup>, die Kompressibilität  $\beta$  zu  $2,28 \pm 0,05 \cdot 10^{-12}$  cm<sup>2</sup>/dyn, der Torsionsmodul zu  $\mu = 16,3 \pm 0,4$  dyn/cm<sup>2</sup>, Youngs Modulus zu  $E = 43 \pm 1 \cdot 10^{10}$  dyn/cm<sup>2</sup> und Poissons Verhältniszahl zu  $\sigma = 0,333 \pm 0,005$  berechnet. *Justi.*

**Katsutada Sezawa.** Notes on the Waves in Visco-Elastic Solid Bodies. Bull. Earthq. Res. Inst. 10, 19—22, 1932, Nr. 1. Die der Gleichung

$$\left[ (\lambda + 2\mu) + (\lambda' + 2\mu') \frac{\partial}{\partial t} \right] \nabla^2 \mu = \rho \frac{\partial^2 \mu}{\partial t^2}$$

entsprechende Fortpflanzungsgeschwindigkeit hat der Ver<sup>r</sup>. zu

$$\frac{p}{f} = - \frac{\lambda' + 2\mu'}{2\rho} \cdot f i \pm \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$$

angegeben. Arakawa hat gezeigt, daß die Formel für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit

$$\frac{p}{f} = - \frac{\lambda' + 2\mu'}{2\rho} \cdot f i \pm \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho} - \left( \frac{\lambda' + 2\mu'}{2\rho} \right)^2 f^2}$$

lauten muß. Der Verf. hat die einfachere Formel gewählt, weil sie numerisch nur ganz wenig von der von Arakawa angegebenen abweicht, und besonders, weil bei Verwendung der einfacheren Formel das Integrieren einiger auftretender

Integrale ermöglicht wird. Erst durch das Integrieren dieser Integrale kommt man zu Ergebnissen, die man mit den Beobachtungen vergleichen kann. *W. Schneider.*

**Genrokuro Nishimura.** On the Deformation of a Semi-infinite Elastic Body having a Surface Layer due to the Surface Loading. Bull. Earthq. Res. Inst. 10, 23—28, 1932, Nr. 1. Der Verf. betrachtet einen halbunendlichen elastischen Raum, dessen elastische Eigenschaften in einer Oberflächenschicht von der Dicke  $H$  anders sind als im übrigen Raum. Es wird die Deformation, die durch Belastung der Oberfläche verursacht wird, berechnet. Hierzu werden folgende Voraussetzungen gemacht: 1. Der Normaldruck, der durch die Belastung an der Oberfläche entsteht, ist symmetrisch verteilt und eine Funktion von  $r$  allein ( $r$ ,  $\theta$  und  $z$  sind Bezeichnungen für die Zylinderkoordinaten). 2. Die Komponenten der Verrückungen gehen an der Schichtgrenze kontinuierlich ineinander über. 3. Die Spannungskomponenten gehen ebenfalls an der Schichtgrenze kontinuierlich ineinander über. *W. Schneider.*

**L. Cagniard.** Sur la réflexion à la surface du sol d'une onde sismique sphérique et isotrope. C. R. 194, 1005—1008, 1932, Nr. 11. In einer früheren Arbeit hat der Verf. über eine Welle, die durch Reflexion einer sphärischen Verdichtungswelle entsteht, berichtet. Eine Funktion  $B$ , die dort auftritt, wird in der vorliegenden Arbeit näher untersucht, und ihr Verlauf wird mit Hilfe geometrischer Konstruktionen dargestellt. *W. Schneider.*

**B. Gutenberg.** Travel time curves at small distances, and wave velocities in southern California. Gerlands Beitr. 35, 6—45, 1932, Nr. 1. Das kalifornische Netz von Erdbebenwarten gab dem Verf. die Möglichkeit, an 21 Erdstößen eingehende Untersuchungen der Beben Südkaliforniens durchzuführen. Die  $\bar{P}$ -Welle hatte in 200 bis 450 km Herddistanz 5,55 km/sec Geschwindigkeit und zeigte für kleinere Entfernungen positive und für größere negative Abweichungen.  $P_n$  war mit 7,94 km/sec bis 554 km Herddistanz zu verfolgen. Kurz hinter  $P_n$  wurde auch die Conrad'sche  $P_x$  mit größerer Amplitude, und zwischen  $P_n$  und  $\bar{P}$  noch zwei Wellen  $P_m$  und  $P_y$  mit Geschwindigkeiten 6,83 bzw. 6,05 km/sec festgestellt. In über 200 km Herdentfernung traten noch drei weitere longitudinale Wellen deutlich auf, deren Entstehung sowie die Entstehung zahlreicher anderer Wellen nicht näher untersucht wurde. Die Laufzeitkurve der  $\bar{S}$ -Welle zeigt nicht die bei der  $\bar{P}$  gefundene Krümmung, und  $\bar{S}$  scheint daher von der  $Q$ -Welle überdeckt zu werden. Deutlich treten auch oft die  $S_n$ -,  $S_x$ -,  $S_m$ -,  $S_y$ - und  $R$ -Wellen hervor. Aus der mittleren Herdtiefe von 12 km wird auf eine oberste Schichtendicke von 14 km geschlossen. Eine Tabelle gibt die aus den  $P$ - und  $S$ -Wellen in guter Übereinstimmung berechneten Schichtdicken. *F. Steinhäuser.*

**Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai.** Possibility of Free Oscillations of Strata excited by Seismic Waves. Part III. Bull. Earthq. Res. Inst. 10, 1—18, 1932, Nr. 1. Durchgang und Reflexion von harmonischen, zeitlich begrenzten Wellengruppen durch eine Schichtfolge werden theoretisch eingehend untersucht unter der Annahme, daß die untereinander parallelen Schichtgrenzen auf der Fortpflanzungsrichtung senkrecht stehen und die Dicke der Schichten mit den Wellenlängen in bestimmten, einfachen Verhältnissen stehen. Es zeigt sich, daß in diesen Fällen Resonanzerscheinungen und freie Schichtschwingungen im allgemeinen nicht auffällig auftreten. *K. Jung.*

**H. Landsberg.** Über einen Fall angeblicher Erdbebenvorgefühle. ZS. f. Geophys. 8, 107—108, 1932, Nr. 1/2. Wie an einem Fall gezeigt wird,



scheinen körperliche Unruhegefühle nicht mit kommenden Erdbeben, sondern mit meteorologischen Erscheinungen zusammenzuhängen. *K. Jung.*

Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Institutes in Göttingen. I. Messungen auf dem Rhonegletscher. (Gemeinsam ausgeführt mit der Schweizerischen Gletscherkommission.) ZS. f. Geophys. 8, 65—84, 1932, Nr. 1/2.

**F. Gerecke.** Die Laufzeitkurve. S. 65—68. Die vom Verf. gegebenen Laufzeitkurven zeigen die direkt durch das Eis gelaufenen  $P$ - und  $S$ -Wellen ( $P_1, S_1$ ), die an der Unterkante des Eises einmal reflektierten Wellen  $P_{11}, S_{11}$  und die zum Teil durch Eis, zum Teil durch Fels gelaufenen Wellen  $P_{121}, S_{121}$ . Die Eisdicke wurde berechnet aus den Reflexionen und aus den Wellen  $P_{121}, S_{121}$  unter Annahme senkrechten und schrägen Durchgangs durch das Eis. Gute Übereinstimmungen aller Tiefenbestimmungen gab nur die Annahme schrägen Durchgangs durch Eis.

**H. K. Müller.** Azimut und Emergenzwinkel der Verschiebung von  $P$  und  $S$ . S. 68—71. Verf. bespricht die Richtung der dem ersten Einsatz entsprechenden Erschütterung, die auf dem Rhonegletscher mit einem Vertikal-seismographen und zwei Horizontalseismographen gleicher Bauart aufgezeichnet wurde. Auf einem Querprofil und im Firn weicht die Richtung des  $P$ -Einsatzes von der Verbindungslinie Sprengort—Station bis zu etwa  $\pm 10^\circ$  ab, der  $P$ -Einsatz hat innerhalb der Fehlergrenzen die von der Theorie der Longitudinalwellen geforderte Richtung. Bei den Längsprofilen jedoch werden Abweichungen von rund  $40^\circ$  stets nach derselben Richtung festgestellt. Als Grund wird ein Einfluß der Gestalt des Gletscherbettes und der Struktur des Eises vermutet.

**A. Ramspeck.** Eine Schüttelplatte zur Untersuchung von Seismographen. S. 71—74. Verf. beschreibt eine einfache Vorrichtung, mit der eine horizontale Platte in horizontale Schwingungen versetzt werden kann. Auf dieser Platte werden kleine Horizontalseismographen geprüft. Die Aufzeichnung der Plattenbewegung und der Bewegung des Seismographen erfolgt auf demselben Film.

**R. Köhler.** Eine neue Methode der Seismographenprüfung. S. 74—84. Verf. bringt an der Masse des Seismographen ein Schwungrad mit exzentrischer Masse an. Dieses wird wie ein Kreisel durch Abrollen einer um seine Achse gewickelten Schnur in Rotation versetzt und läßt dann den Seismographen erzwungene Schwingungen ausführen. Die Periode dieser Schwingung nimmt, der allmählich langsamer werdenden Rotation des Schwungrades entsprechend, kontinuierlich ab, so daß eine einzige Registrierung zur Feststellung der Resonanzkurve des Seismographen genügt. Wie ein Versuch zeigt, geben Schüttelplatte und Schwungrad übereinstimmende Ergebnisse. Lehrreich ist die mit Schwungrad aufgenommene Resonanzkurve eines zweifach schwingenden Systems (Seismograph mit der Periode 0,17 sec und einer Eigenperiode der Dämpfungsvorrichtung von 0,057 sec), die zwei Amplitudenmaxima zeigt. Angaben über die Berechnung der Dämpfung aus der Resonanzkurve und über die Resonanzkurve verschiedener Göttinger Seismographen bilden den Schluß. *K. Jung.*

**J. Koenigsberger.** Über remanenten Magnetismus von Gesteinen. Gerlands Beitr. 35, 204—216, 1932, Nr. 2. Werden Gesteine über die kritische magnetische Temperatur des Magnetits ( $585^\circ$ ) erhitzt, so findet man Werte der relativen Remanenz  $Q$  von 5 bis 9. Abgesehen von blasigen Laven und einigen Ergußgesteinen ist bei natürlich magnetisierten Gesteinen  $Q$  durchweg kleiner. Kleine Remanenz wird erklärt: 1. durch Bewegung im kleinen in den Gesteinen bei Temperaturen, bei denen und unter denen keine bedeutende Magnetisierung

mehr eingeprägt wird, wodurch eine Umordnung der Pole im Gestein eintritt, die ein teilweises Aufheben der Feldstärke bewirken kann; 2. durch Bewegung im Gestein oberhalb 400° im der Magnetisierung entgegengesetzt gerichteten Feld; 3. durch verschiedenes Alter der Eruptiva. Erschütterungen oder Änderungen des Erdfeldes können die remanente Magnetisierung kalten Gesteins nicht stark beeinflussen. Rasch abgekühlte Gesteine zeigen geringere relative Remanenz als langsam abgekühlte. *F. Steinhäuser.*

**P. L. Mercanton.** Inversion de l'inclinaison magnétique aux âges géologiques. Nouvelles constatations. C. R. 194, 1371—1372, 1932, Nr. 16. Auf einer Grönlandreise wurden Proben von natürlich magnetisierten tertiären Basaltgesteinen gesammelt, nachdem jeweils vorher am Fundort durch Marken ihre geographische Orientierung genau gekennzeichnet war. Der Inklinationswinkel wurde dann im Laboratorium ermittelt. Die bis auf 1 bis 2° genau gemessenen Winkel und die Fundstellen sind aufgeführt. Es ergeben sich bei einer Anzahl von Proben südliche Abweichungen. *Schmerwitz.*

**J. Koenigsberger.** Zu Folgheraiters Bestimmungen des magnetischen Erdfeldes aus der Magnetisierung gebrannter Tongegenstände. Gerlands Beitr. 35, 51—54, 1932, Nr. 1. Zur Überprüfung der Zuverlässigkeit der von Folgheraiter angewandten Methode, aus der Richtung der Magnetisierung gebrannter römischer und etruskischer Tonvasen die dortige Inklination von 57 bis 67° um 100 n. Chr. und von 2 bis 25° um 700 bis 600 v. Chr. zu erschließen, wurden Untersuchungen angestellt und gefunden, daß die Inklination durch Messung der drei aufeinander senkrechten Komponenten der remanenten Magnetisierung eines Würfels bis 1° genau bestimmt werden kann, daß die Inklination weder durch ungleichmäßige Erhitzung noch durch nachträgliches Einbrennen schwarzer Farbe wesentlich geändert wird, und daß der Quotient der remanenten und induktiven Magnetisierung bei den Ziegeln ähnlich dem der meisten Eruptiva ist. Es bleibt daher nur die Möglichkeit, an eine solch starke Änderung der Inklination in dem 800 jährigen Zeitraum zu glauben oder an die Möglichkeit, daß die verschiedenen Vasen nicht in derselben Stellung gebrannt wurden. *F. Steinhäuser.*

**E. O. Hulburt.** Tables of the ionization in the upper atmosphere. Phys. Rev. (2) 39, 977—992, 1932, Nr. 6.

**E. O. Hulburt.** Ionization of the upper atmosphere. Phys. Rev. (2) 40, 129—130, 1932, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Eine Fortsetzung früherer Arbeiten über die Ionisation der Atmosphäre durch ultraviolettes Licht der Sonne. Diese wird neu berechnet unter Berücksichtigung der Wiedervereinigung, Temperaturdiffusion und Lichtdruck der Ionen. Für die Zeit nach Sonnenuntergang ergibt sich eine Aufteilung der Ionisation in zwei Schichten mit einem Maximum bei etwa 110 und 140 km Höhe. Mit den Ergebnissen der Versuche mit drahtlosen Wellen und verschiedenen erdmagnetischen Tatsachen herrscht Übereinstimmung. Tabellen der Verteilung der Ionen- und Elektronendichte über die Erde sind vorbereitet. *Schmerwitz.*

**S. S. Kirby and K. A. Norton.** Field intensity measurements at frequencies from 285 to 5400 kilocycles per second. Proc. Inst. Radio Eng. 20, 841—862, 1932, Nr. 5; Bur. of Stand. Journ. of Res. 8, 463—479, 1932, Nr. 4 (RP. 429). In naher und weiter Umgebung von Sendestationen werden Feldstärkemessungen ausgeführt zur Ermittlung des Einflusses der Erdbodeneigenschaften. In großer Nähe (bis etwa 3 km) ist die Abweichung der gemessenen von der für ideal leitenden Boden berechneten Feldstärke zu vernachlässigen.

Mit steigendem Abstand sinkt besonders für kürzere Wellenlängen die gemessene Feldstärke je nach den Bedingungen bis auf 1% der berechneten ab. Zur Kennzeichnung dient der Faktor  $A = F \cdot d / F_0 \cdot d_0$  („attenuation factor“) ( $F_0$ : Feldstärke bei kleinem Abstand  $d_0$ , bei dem der Einfluß des Bodens noch nicht merklich ist;  $F$ : Feldstärke bei großem Abstand  $d$ ). Aus den Messungen ergibt sich eine Leitfähigkeit des Erdbodens von  $3,35 \cdot 10^{-14}$  bis  $1 \cdot 10^{-13}$  el. magn. Einh. und eine Dielektrizitätskonstante von 13.

*Hermann Schaefer.*

**G. J. Elias** und **C. G. A. von Lindern.** Reflectiemetingen op radio gebied. Tijdschr. Nederl. Radiogen. 5, 133—145, 1932, Nr. 5. Zu Delft benutzten die Verff. eine Antenne (*a*) mit 24 m langem senkrechten und 5 m langem waagerechten Teil (3 m Höhe) und eine zweite (*b*) 9 m senkrecht und 10 m waagerecht auf 11 m Höhe. Die Sender waren in Rotterdam (11 km Abstand, senkrecht 3 m, waagerecht 40 m, 17 m Höhe), Dordrecht (30 km) und Haag (10 km). Wellenlängen 81 und 54 m. In Delft interferieren die direkten und die an der Heaviside-Kennelly-Schicht reflektierten Wellen. Wenn diese Schicht die Höhe ändert, zeigt die Empfangsstärke Maxima und Minima. Für die drei Sender und auch für einen Sender in Wien ist diese Schwingung zwischen Maximum und Minimum tagsüber für gewöhnlich sehr regelmäßig (gleichförmige Höhenänderung der Schicht), ferner sind die Schwingungszeiten die gleichen. Die Schwingungsamplitude liefert dann nach von den Verff. abgeleiteten Formeln den Reflexionskoeffizienten  $\rho$ . Die Amplitude ist für Antenne *b* etwa fünfmal größer als für Antenne *a*. Die beiden Antennen beeinflussen einander. Darum entfernen die Verff. immer die eine der beiden. Auch Erdung der einen Antenne ändert die Amplitude der anderen. Wenn die Sonne niedriger am Himmel steht, ist die reflektierte Intensität größer (Heaviside-Kennelly-Schicht höher). Zwischen Sonne im Zenit (hypothetisch) und am Horizont ändert sich die Höhe mit 50 km. Man muß annehmen, daß die Temperatur der Atmosphäre bis 40 km Höhe  $220^\circ$  K ist, von 40 bis 85 km zunimmt bis  $500^\circ$ , über 85 km  $500^\circ$  bleibt. Für die Wellenlänge 54 m ist  $\rho$  etwas kleiner als für  $\lambda = 81$  m. Dordrecht und Haag geben stärkere Effekte (Absorption der direkten Wellen durch Häusermassen, auch Schwächung derselben durch größeren Abstand von Dordrecht). Alle diese und noch weitere Effekte zeigen die Verff. an Reproduktionen der von ihnen erhaltenen Kurven. Auch die Unregelmäßigkeiten erklären sie.

*Kolkmeijer.*

**P. Wolf.** Eine leistungsfähige Methode zur Messung der Heavisideschichten. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 12, 62—63, 1931, Nr. 3. Der Verf. beschreibt eine Versuchsanordnung zur kontinuierlichen Bestimmung der Höhe der Heavisideschicht. Wellenlänge 84 m, Abstand Sender—Empfänger 6 km. Die Messungen von Oktober bis Dezember 1931 ergaben zwei in ihrer Höhe sehr verschiedene Schichten: Am Tage befand sich die Reflexionshöhe in 220 bis 230 km, nach Sonnenuntergang hebt sie sich auf 500 km und verschwindet dann. Bei Sonnenaufgang erscheint sie in 500 km Höhe wieder und senkt sich dann schnell. Es wurden doppelte und dreifache Echos beobachtet, ebenso die vom magnetischen Erdfeld herrührende Doppelbrechung. Reflexionen in 100 km Höhe traten nur selten auf.

*Blechschmidt.*

**Eric L. C. White.** Automatic Recording of Heaviside Layer Heights. Nature 129, 579, 1932, Nr. 3259. Verf. hat eine Methode zur automatischen Registrierung der Höhen der Kennelly-Heaviside-Schicht auf der Echemethode von Breit und Tuve aufgebaut. Ein Sender sendet kurze Impulse in konstanten Abständen, die mit dem Wechselstromnetz synchronisiert sind. Die Anordnung ist dann so getroffen, daß die Signale und irgendein Echo auf dem Schirm einer an den Empfänger angeschlossenen Braun'schen Röhre ein Bild im

Augenblick des Empfangs von Bodenwelle und Echo ergeben. Auf einem mit ungefähr um 3 Zoll pro Stunde sich bewegenden Film werden die Augenblicksergebnisse photographisch fixiert. Ein Beispiel eines automatischen Berichtes ist beigefügt, der einmal einen Sprung von einer Schicht in 110 km Höhe zu einer solchen in 330 km Höhe zeigt und zu anderer Zeit eine Aufspaltung des Echos der oberen Schicht erkennen läßt. Während hierbei die höhere Komponente bei einer bestimmten Höhe verschwindet, was durch die Elektronengrenze erklärt wird, bleibt die tiefere Komponente in nahezu konstanter Höhe erhalten. Die Mitteilung weiterer Versuchsergebnisse wird in Aussicht gestellt. *Kreiselheimer.*

**B. Walter.** Atmosphärische Elektrizität (Blitz). S.-A. Handwörterbuch d. Naturwissensch. Zweite Auflage. I. Bd., S. 474—479, 1931. *H. Ebert.*

**H. M. Towne.** Lightning Arrester Grounds. Part III. Gen. Electr. Rev. 35, 280—285, 1932, Nr. 5. Im Schlußaufsatz wird zunächst die praktische Ausführung verschiedenartiger Erdungen beschrieben und durch Schaltskizzen erläutert, einschließlich der Anlagen mit schwierigen Bodenverhältnissen oder Ausführungen für besondere technische Zwecke. Die fertigen Anlagen sollen gründlich beaufsichtigt werden, namentlich in der gewitterreichen Jahreszeit. Zur Revision der Erden sind einfache Meßgeräte notwendig, bei denen es weniger auf große Genauigkeit ankommt, sondern nur auf die Entscheidung, ob die Erde gut oder schlecht ist. Bei mehreren gleichartigen Erden kann man unter gewissen Voraussetzungen die Einzelwiderstände als auch den Gesamtwiderstand aus Stromspannungsmessungen nach der Dreipunktmethode berechnen. *Patzelt.*

**J. J. Nolan and J. G. O'Keeffe.** Electric discharge from water drops. Proc. Roy. Irish Acad. (A) 40, 86—98, 1932, Nr. 5. Für die Theorie der Gewitter ist das Verhalten der Regentropfen in starken elektrischen Feldern wichtig. Verff. untersuchten deshalb im Anschluß an die Arbeiten von Zeleny das Verhalten von Wassertropfen, die an feinen Glasröhren hingen. Es wurde darauf geachtet, daß die freie Oberfläche der Wassertropfen vor Anlegen des Feldes eine Halbkugel war. Der Wert eines gleichförmigen Feldes, bei dem eine schnelle Entladung von einem hängenden Tropfen ausgeht, ist mit dem Radius des Tropfens durch die Beziehung  $\mathcal{E}\sqrt{r} = 3,6 \cdot 10^3$  verknüpft. Die durch die Entladung erzeugten Ionen bleiben klein in reiner Luft. Sind jedoch Kondensationskerne vorhanden, so bilden sie schnell durch Anlagerung vielfach geladene große Ionen. *Güntherschulze.*

**R. Bureau.** Variation diurne des atmosphériques à Paris de 1928 à 1931. Influences respectives des sources et de la propagation. C. R. 194, 1368—1370, 1932, Nr. 16. *H. Ebert.*

**W. Grotrian.** Rote Sauerstoffstrahlung am Nachthimmel? Naturwissensch. 20, 182—183, 1932, Nr. 11.

**L. A. Sommer.** Rote Sauerstoffstrahlung am Nachthimmel. Naturwissensch. 20, 330—331, 1932, Nr. 19.

**W. Grotrian.** Bemerkung zu der vorstehenden Mitteilung. Ebenda S. 331. *H. Ebert.*

**W. Bothe.** Die Natur der Ultrastrahlung. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 13, 6—7, 1932, Nr. 1. Verf. zeigt, daß alle aus den Absorptionskurven der Höhenstrahlung allein gezogenen Schlüsse über Wellenlänge und Entstehung der Strahlen wegen der Ergebnisse der Koinzidenzversuche (Bothe und Kolhörster, Rossi) hinfällig werden. Die Folgerung, daß nach dem neuen Koinzidenzversuch von Rossi die Existenz einer  $\gamma$ -Höhenstrahlung erwiesen sei, ist nicht zwingend,

zumal diese sehr merkwürdige Eigenschaften haben müßte. Einfacher läßt sich der Effekt durch Verzweigungen der einzelnen Höhenstrahlen deuten, die auch wahrscheinlich die Übergangseffekte hervorrufen. Somit kann man alle beide nachgewiesenen Erscheinungen bei der Höhenstrahlung durch Korpuskeln und deren Sekundärwirkungen erklären. Ob diese bereits geladen in die Atmosphäre aus dem Weltenraum eindringen, ist wegen der fehlenden Ablenkung durch den Erdmagneten und der keineswegs geklärten Verhältnisse bei diesem Vorgang schwer zu entscheiden. Vielleicht spielt ein bisher völlig unbekanntes Phänomen eine entscheidende Rolle. Die Höhenstrahlung könnte im Weltenraum aus ungeladenen Aggregaten von Protonen und Elektronen bestehen, die beim Zusammenstoß mit Luftmolekeln in geladene Komponenten aufspalten. *Kolhörster.*

**B. Rossi.** Il problema della radiazione penetrante. Cim. (N.S.) 9, Rivista S. XXXIX—XLII, 1932, Nr. 2. Kurze Darstellung der Eigenschaften der Höhenstrahlung und der Versuche von Millikan, Cameron, Bothe und Kolhörster. *Tollert.*

**Gordon L. Locher.** Cosmic-ray particles. Phys. Rev. (2) 39, 883—888, 1932, Nr. 6. Die spezifische Ionisation der Höhenstrahlung bestimmt Verf. aus Wilsonaufnahmen zu 36 Ionenpaaren auf 1 cm Normalluft. Kolhörsters und Tuwims Messungen (Phys. Ber. 13, 478, 1932) ergeben 135 und sollen zumindest für Einzelstrahlen falsch sein, weil bei Höhenstrahlung das vom Verf. sogenannte „Gruppenphänomen“ eintritt. Diese Verzweigungen finden sich zu 13 bis 18 % unter den Aufnahmen. Schätzungen über die Energie der Strahlen und Vorschläge zu einem Ionisationsversuch schließen sich an. *Kolhörster.*

**Werner Kolhörster.** Zur Prüfung der Theorie des vertikalen Zählrohreffektes der Höhenstrahlung. Berl. Ber. 1932, S. 39—43, Nr. 5. Nach der Theorie des vertikalen Zählrohreffektes von Tuwim sollte die Abhängigkeit der Stoßzahl in einem Zählrohr proportional dem Quadrat des Sinus des Neigungswinkels der Zählrohrachse zur Vertikalen, bei graphischer Darstellung also eine Gerade sein. Die Beziehung wird für gepanzertes (10 cm Blei) und ungepanzertes Zählrohr durch Messung bei 13 Neigungswinkeln zwischen 0 und 90° bestätigt und durch Anwendung der Korrelationsrechnung die Neigung der Geraden, also das Verhältnis der Stoßzahlen der beiden Hauptlagen, mit gesteigerter Genauigkeit bestimmt. Hieraus ergibt sich (vorläufige Werte) bei 10 cm Bleifilterung  $(\mu/\psi)_{\text{H}_2\text{O}} = 8,12 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  (Wasseräquivalent 1010 cm), in freier Luft  $(\mu/\psi)_{\text{H}_2\text{O}} = 1,69 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  (Wasseräquivalent 930 cm). Die Geraden sind entsprechend dem  $10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  (Wasseräquivalent 930 cm). Die Geraden sind entsprechend dem Barometereffekt verschoben, für die Normallage, welche den Bedingungen bei Ionisationskammern entspricht, wird  $B E_{550} = 2,80$  für freie Luft, woraus  $(\mu/\psi)_{\text{H}_2\text{O}} = 1,67 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  übereinstimmend mit dem aus dem Zählrohreffekt bestimmten Werte folgt. Danach kann die Zerstreung selbst der weichen Komponenten der Höhenstrahlung durch die Atmosphäre nur gering sein. Aus dem Verlauf der Absorptionskurve hinter 10 cm Blei bei vertikaler (20,8 % Abnahme) und horizontaler (28,9 % Abnahme) Lage der Zählrohrachse folgt ebenso wie aus dem Barometereffekt für beide Hauptlagen, daß bei Strahlen aus größeren Zenitabständen härtere Komponenten vorherrschen, zenitnahe Strahlen dagegen im Mittel viel weicher als geringe sind. *Kolhörster.*

**R. Jaeger und J. Kluge.** Eine einfache Zählvorrichtung für die Impulse eines Geiger-Müllerschen Zählrohres. ZS. f. Instrkte. 52, 229—232, 1932, Nr. 5. Ein Geiger-Müllersches Zählrohr ist mit einer Batterie und einem Ablaufwiderstand so in Reihe geschaltet, daß beim Ansprechen des Zähl-

rohres an dem Ablaufwiderstand positive Spannungsimpulse entstehen. Diese Spannungsimpulse werden über eine Kondensatorankopplung dem Gitter einer Thyatronröhre in Kippschwingungsschaltung aufgedrückt. Die Gittervorspannung ist so eingestellt, daß die Thyatronröhre nur dann zünden kann, wenn vom Zählrohrkreis ein positiver Spannungsimpuls auf das Gitter übertragen wird. Die Kippschaltung bringt die Röhre von selbst wieder zum Verlöschen, so daß die Röhre erst durch den folgenden Spannungsimpuls wieder zündet. Als Aufladewiderstand des Kippkreises dient die Wicklung eines Zählrelais (Telephongesprächszähler), das nach jeder Zündung anspricht und so die Impulse des Geiger-Müllerschen Zählrohres automatisch zählt. Bei Verwendung eines geeigneten Zählrelais lassen sich 50 Impulse je sec und mehr zählen. Die Wirkungsweise der Schaltung wird im einzelnen erläutert.

*Johannes Kluge.*

**F. Lindholm.** Registrierbeobachtungen der kosmischen Ultrastrahlung im Meeresniveau, Stockholm. S.-A. Ark. f. Mat., Astron. och Fys. (A) 23, 20 S., 1932, Nr. 4. Registrierungen der Höhenstrahlen mit einer Hoffmann-Apparatur in Stockholm zwischen Oktober 1930 bis Februar 1931 zeigen 10 mal stärker schwankende Korrelationskoeffizienten zwischen Intensität und Luftdruck und für den Barometereffekt in Meereshöhe als in 2500 m Höhe (bei 10 cm allseitig Bleipanzer  $BE_0$  0,4 bis 1,32; oben offen  $BE_0$  0,7 bis 2,02; dagegen in 2500 m Höhe entsprechend  $BE_{2500}$  3,8 bis 4,2; 4,2 bis 7). Wechselnde Stärke der Umgebungsstrahlung dürfte nicht wesentlich daran beteiligt sein, dagegen Änderung der Streuabsorption der Atmosphäre, für welche die Masse nicht allein maßgebend ist, und direkte Änderungen der Strahlungsstärke. In Stockholm macht sich die tageszeitliche Periode bei weicher Komponente und in den Differenzwerten (weiche-harte Strahlung) auffallend deutlich bemerkbar (Maximum 14 bis 20<sup>h</sup>). Dieses Maximum dürfte nicht auf Emanationswirkung der Umgebung beruhen, sondern ein sekundärer Ioneneinfluß sein. Atmosphärische Einflüsse zeigen sich durch Ionisationserhöhung bei cu nb, tiefen Wolken, Niederschlägen. *Kolhörster.*

**Axel Corlin.** Measurements of the Cosmic Ultra-Radiation in Northern Sweden. S.-A. Lund Obs. Circ. Nr. 6, S. 124—132, 1932. Es wird über die in Abisko vom Verf. benutzten Instrumente zur Messung der Höhenstrahlung (Kolhörster- und Steinke-Apparate) und über einige neue Ergebnisse aus dem Material von 1929—1930 berichtet. Die Intensitätsmessungen werden mit gleichzeitigen meteorologischen und magnetischen Registrierungen und Nordlichtbeobachtungen korreliert (Anwendung multipler Korrelationskoeffizienten nach Charlier), um daraus die Restglieder eventuell vorhandener rein astronomischer Intensitätsänderungen abzuleiten. Einzelheiten siehe Original. Im täglichen Verlauf ergeben sich zwei Maxima (0<sup>h</sup> und 14 bis 15<sup>h</sup> mittlerer Greenwicher Zeit); die Schwankungen im Sommer betragen 4,2 % und sind daher absolut reell, im Winter nur 2,4 %, also nicht sicher. *Kolhörster.*

**Gilberto Bernardini.** The Variation of Penetrating Radiation with Zenith Distance. Nature 129, 578—579, 1932, Nr. 3259. Mit zwei Zählrohren (Radius 3 cm, wirksame Drahtlänge 20 cm) in 18 cm Abstand, welche um die gemeinsame nord-südgerichtete horizontale Achse gedreht werden konnten, wurde die Winkelverteilung der koinzidierenden Strahlen gemessen. Um weichere Komponenten auszublenden, wird 5 cm Blei zwischen beide Zählrohre in 0,7 cm Abstand vom unteren eingeschaltet. In der Tabelle ist für den Zenitabstand  $\phi$  die Anzahl der Koinzidenzen in 17<sup>h</sup> 20<sup>min</sup> und in 1<sup>h</sup> abzüglich der zufälligen (13,8/Stunde) sowie der statistische Fehler angegeben.

	$\varphi = 0$	20	40	60	75°
In 17 Std. 20 Min. . . . .	1616	1441	1018	404	181
„ 1 „ . . . . .	93,2 ± 2,5	83,2 ± 2,5	58,4 ± 2,2	23,3 ± 1,7	10,5 ± 1,4

Die Abnahme der Koinzidenzen mit wachsendem Zenitabstand scheint etwas stärker, als aus der Absorption durch die Atmosphäre allein zu folgern wäre. *Kolthörster.*

**A. H. Compton, R. D. Bennett and J. C. Stearns.** Ionization by penetrating radiation as a function of pressure and temperature. *Phys. Rev.* (2) **39**, 873—882, 1932, Nr. 6. Für das Zurückbleiben der Ionisation hinter dem Druckanstieg [ $i = f(p)$ ] bei  $\gamma$ - und Höhenstrahlen, der auf anfängliche Wiedervereinigung, also starkes Anwachsen des Sättigungsdefizits mit zunehmendem Druck des ionisierten Gases zurückzuführen ist, wird eine Theorie entwickelt, welche auf plausiblen Annahmen über die Reichweite der Sekundärstrahlen beruht. Aus dieser ergibt sich weiter eine Abhängigkeit der Ionisation von der Temperatur. Bis 10 Atm. Überdruck ist der Temperaturkoeffizient zu vernachlässigen, über 100 Atm. Überdruck wächst die Ionisation etwa proportional der absoluten Temperatur.

*Kolthörster.*

**B. Rossi.** Calcolo dell'azione del campo magnetico terrestre sopra una radiazione corpuscolare generata nell'atmosfera. *Lincei Rend.* (6) **15**, 62—69, 1932, Nr. 1. Es wird gezeigt, daß die beobachtete Höhenstrahlung keine Sekundärstrahlung einer  $\gamma$ -Strahlung sein kann. Aus verschiedenen experimentellen und theoretischen Gründen ist noch ein gewisser Unsicherheitsfaktor vorhanden, der es notwendig erscheinen läßt, die Intensitäten der Höhenstrahlung aus dem Osten und Westen des magnetischen Meridians zu vergleichen, wodurch die Beobachtung auf die maximal abgelenkte Strahlung beschränkt wird. Die Versuche werden fortgesetzt. *Tollert.*

**Hans Pettersson.** Interne Bewegungen im Meere. *Verh. d. D. Phys. Ges.* (3) **13**, 12—13, 1932, Nr. 1. Seit Jahrzehnten beobachtet man an den Westküsten Schwedens die internen Bewegungen im geschichteten Meerwasser und verwendet dazu verschiedene Instrumente (registrierende submarine Schwimmkörper, registrierende Strommesser u. dgl.). Mehrjährige tägliche Beobachtungen ergaben gewaltige vertikale Bewegungen bis zu 30 oder 40 m Tiefe bei Gullmarfjord in der Schichtgrenze zwischen salzreichem Skagerrak- und salzärmerem baltischen Wasser. Den Ursprung der internen Wellen sucht O. Pettersson in kosmischen Kräften (Gezeiten in der Schichtgrenze), im Einfluß meteorologischer Faktoren (dem Wind). Die internen Wellenbewegungen dürften u. a. tiefgehende Wirkungen auf die Fischwanderungen ausüben. Darstellen lassen sich die verschiedenen internen Wellen in einem mit Salzwasser gefüllten Trog, ebenso das „Totwasser“. *Blaschke.*

**P. Schideler.** L'utilisation de l'énergie thermique des mers et les essais de M. Georges Claude à Cuba. *Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges.* 112. Jahresvers. La Chaux-de-Fonds, Sept. 1931, S. 239. *H. Ebert.*

**A. Defant.** Beiträge zur theoretischen Limnologie. *Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre* **19**, 143—150, 1932, Nr. 1/4. Verf. untersucht den Einfluß der Turbulenzreibung auf die Bewegung der Wassermassen in einem Becken. Im ersten Teil wird der Einfluß der Turbulenzreibung auf die Eigenschwingung eines Sees abgeleitet. Die Reibung verlängert die Periode der freien Schwingung. Die Schwingungsdauer eines Beckens nach Marianscher Formel  $T' = 2l\sqrt{g \cdot h}$  geht dann streng über in  $T = T'/2 \beta^{1/2} \zeta \eta$ , wo  $\beta = \mu^2/(g \cdot h^5 \cdot \kappa^2)$ ,  $\mu$  den Koeffizienten der Turbulenzreibung (cm<sup>2</sup>/sec),  $h$  die Tiefe des Sees,  $g$  die Schwere und  $\kappa = \pi/l$ , wenn  $l$  die Länge des Sees ist, bedeuten.  $\zeta$  und  $\eta$  errechnen sich gemäß  $h \cdot \alpha = \eta + \zeta \cdot i$

aus den Wurzeln der Gleichung  $\alpha^4 + 1/u^2 \cdot g \cdot h \cdot z^2 [1 - tgh \alpha h/\alpha h] = 0$ . Im zweiten Teil der Arbeit wird die Zirkulation in einem zweigeschichteten See durch eine Windströmung in Längsrichtung des Sees untersucht. Verf. leitet die Lage der Grenzfläche und der Stromgrenzen, sowie die Stärke und Richtung des Stromes in der Ober- und Unterschicht in Abhängigkeit von Windrichtung und Windstärke ab.

*P. Duckert.*

Winds, weather and currents on the coasts of India and the laws of storms. India Meteorol. Dep., Calcutta 1931, 51 S. *H. Ebert.*

**J. Möller.** Temperaturmessung von Luft und Wasser auf dem Ozean und ihre Auswertung. Meßtechn. 8, 78—81, 1932, Nr. 4. Die Temperatur des Wassers ist mit einem Fernthermometer mit Quecksilber gefülltem Stahlrohr gemessen, die der Luft mit drei Paaren von trockenen und feuchten Thermometern, in der Höhe über dem Schiff verteilt. Es zeigt sich bei den ersten Versuchen, daß die Genauigkeit gesteigert werden kann durch Kontrollschöpfmessungen; die Lufttemperaturmessungen zeigen eine Ausstrahlung des Schiffes. Das Auftreten überadiabatischer Temperaturgefälle wird erläutert. *H. Ebert.*

**F. W. Paul Götz.** Richtlinien der Erforschung der vertikalen Verteilung des atmosphärischen Ozons. Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges. 112. Jahresvers. La Chaux-de-Fonds, Sept. 1931, S. 299—300; Arch. sc. phys. et nat. (5) 13, 316—318, 1931, Nov./Dez. Verf. verweist auf die enorme Wirksamkeit des atmosphärischen Ozons, hinsichtlich dessen Stärke wir bereits manches für die verschiedensten Jahreszeiten wie Breitenlagen der Erde wissen. Weitere Beobachtungsreihen fehlen aber noch der Meteorologie, Geophysik und Astrophysik (zur Lösung von Fragen wie: welche Korrelation besteht zwischen Ozon- und Luftdruckverteilung, welcher Art ist der Temperatureaufbau der Atmosphäre bzw. sind die kosmisch-terrestrischen Beziehungen?). Verf. äußert sich zu der Formel der Berechnung des Ozonbetrages, der „Höhe der Ozonschicht“ (sie ist mit 50 km im Mittel zu hoch gegriffen und soll ja nur den Schwerpunkt der Ozonschicht in etwa festlegen), dem „Ozoneffekt“ wie der vertikalen Schichtung des Ozons („Umkehrreffekt“). Direkt ließen sich die ersten Kilometer der Verteilungsfunktion bestimmen, die ersten 10 bis 16 km vom modernen Freiballon aus (allerdings nur an gewissen Tagen und in kooperativer Arbeit), weitere Schichten mittels der unablässigen Methode der Photometrie von Mondfinsternissen im kurzwelligen Ultraviolett. *Blaschke.*

**A. Piccard.** Une journée dans la stratosphère. Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges. 112. Jahresvers. La Chaux-de-Fonds, Sept. 1931, S. 235—238. *H. Ebert.*

**B. Gutenberg.** Mit welcher Genauigkeit läßt sich die Schallgeschwindigkeit in der Stratosphäre finden? Gerlands Beitr. 35, 46—50, 1932, Nr. 1. Der Verf. wendet sich gegen die Einwendungen, die Whipple gegen seine Methode der Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in der Stratosphäre erhoben hat, und konstatiert eine innerhalb der Fehlergrenzen für die heutigen Möglichkeiten befriedigende Übereinstimmung der Ergebnisse beider. Mangels genügender Kenntnisse über die höheren Atmosphärenschichten müssen bis jetzt noch jeder Methode auch mehr oder minder willkürliche Annahmen zugrunde gelegt werden. *F. Steinhäuser.*

**Heinz Runge.** Entstehung hoher Antizyklonen. Meteorol. ZS. 49, 129—133, 1932, Nr. 4. Die Ausführungen sind ein Auszug aus der Leipziger Dissertation des Verf.: „Stationäre warme und kalte Antizyklonen“ und bringen auf Grund einer Untersuchung einer am 5. Dezember 1912 über Mitteleuropa beob-



achteten Antizyklone eine Bestätigung der von Palmén angestellten Überlegungen, die größeren Luftdruckschwankungen zyklonaler und antizyklonaler Natur als einen Effekt des Strömungszustandes zu erklären. *Herbert Kirsten II.*

**G. C. Simpson.** Berichtigung zur Arbeit von Runge: Zur Frage der Umwandlung einer kalten Antizyklone in eine warme. *Meteorol. ZS.* 49, 152, 1932, Nr. 4. Die Berichtigung betrifft die Äußerung von Runge im Oktoberheft 1931 d. *Meteorol. ZS.*, wonach Simpson die niedrige Lage wie relativ hohe Temperatur der polaren Stratosphäre als Folge absteigender Konvektionsströme erklärt haben soll („Simpsonsche Theorie“). Verf. will diese Ansicht nie ausgesprochen haben und erklärt eine diesbezügliche Antwort als verfrüht, vermutet aber den entscheidenden Faktor eher in der Dynamik der Troposphäre als in der Thermodynamik der Stratosphäre. *Blaschke.*

**Hans Ertel.** Die Abhängigkeit des Turbulenzkoeffizienten von der vertikalen Temperaturverteilung. *Gerlands Beitr.* 35, 291—294, 1932, Nr. 3/4. In der von F. M. Exner aufgestellten Abhängigkeit des Austauschkoeffizienten  $\mu$  von der vertikalen Temperaturverteilung  $\mu = c/(K + \partial T/\partial z)$  war im Mittel nach Windbeobachtungen auf dem Eiffelturm  $K = 0,0344^{\circ} \text{C/m}$ , was entsprechend dem Grenzfall der vertikalen Temperaturverteilung bei konstanter Dichte gefunden worden. Mit Hilfe der Überlegungen, daß aufsteigende Luftteilchen größere Dichte mitbringen als absteigende, und daß, wenn im Mittel der Massentransport durch eine horizontale Fläche infolge Turbulenz Null werden soll, die Vertikalkomponente der Abwärtsbewegung im Mittel etwas größer sein muß als die der Aufwärtsbewegung, findet nun der Verf. theoretisch  $\mu = c(z)/(g/R + \partial T/\partial z)$ , wo  $c(z)$  gleich dem Produkt aus mittlerer Dichte, Temperatur und dem zu nur  $10^{-1}$  bis  $10^{-2}$  cm/sec geschätzten Überschuß der mittleren Abwärtsgeschwindigkeit über die Aufwärtsgeschwindigkeit beträgt. *F. Steinhäuser.*

**Ernst Korselt.** Welche Rolle spielen die regelmäßigen täglichen Luftdruckschwankungen im Rahmen der gesamten atmosphärischen Zirkulation? *Gerlands Beitr.* 35, 217—223, 1932, Nr. 2. Der Verf. wiederholt und verteidigt seine Theorie der Entstehung der regelmäßigen täglichen Barometeroszillationen und seine Ansicht über ihre Bedeutung für den allgemeinen Luftaustausch auf der Erde. *F. Steinhäuser.*

**Paul S. Epstein.** Über Gasentmischung in der Atmosphäre. *Gerlands Beitr.* 35, 153—165, 1932, Nr. 2. Unter Berücksichtigung des Schwerfeldes stellt der Verf. eine Differentialgleichung für die Diffusion in der Atmosphäre auf und wendet ihre Lösung auf die Wasserstoff-, Helium-, Argon- und Kohlensäurebestandteile der Luft an. Für diese Gase wird in Tabellen die Zeitdauer angegeben, nach welcher eine 50%ige Abweichung der Konzentration vom völlig durchmischten Anfangszustand eintritt. Das geschieht in 200 km Höhe schon nach einigen Minuten, während es in geringerer Höhe mehrere Jahrhunderte dauert. Danach kann behauptet werden, daß die unteren Schichten der Atmosphäre völlig durchmischt sind und daß in größeren Höhen die Atmosphäre vollständig entmischt ist. *F. Steinhäuser.*

**L. Schubart.** Sturmhäufigkeit in der Ostsee. *Gerlands Beitr.* 35, 230—240, 1932, Nr. 2. Auf Grund von Schiffsbeobachtungen wurden die Sturmhäufigkeiten in der Ostsee in verschiedenen Jahreszeiten und verschiedenen Gebieten untersucht und Ergebnisse in Karten und Tabellen mitgeteilt. Danach war im Winter 6,8%, im Frühjahr 1,6%, im Sommer 1,9% und im Herbst 5,3% Sturmhäufigkeit. Am häufigsten wurde Windstärke 3 (in 20,9% aller Fälle) beobachtet. *F. Steinhäuser.*

**J. M. Angervo.** Wann entsteht aus einer V-Depression ein Teilminimum oder aus einem Keil hohen Druckes ein selbständiges Hochdruckzentrum. Gerlands Beitr. 35, 265—290, 1932, Nr. 3/4. Aus der Verteilungsfunktion des Luftdruckes  $p(\alpha, \beta, t)$  kann nach den Formeln:

$$\alpha = -\frac{p_{101}}{p_2} t, \quad \beta = -\frac{p_{02}}{p_{03}} - \frac{p_{021}}{p_{03}} t, \quad t = \frac{1/2 p_{02}^2 - p_{01} p_{03}}{p_{011} p_{03} - p_{02} p_{021}}$$

Ort und Zeit der Entstehung eines selbständigen Luftdruckextremums aus einer V-Depression bzw. aus einem Hochdruckkeil mit Hilfe der Druckgradienten, Tendenzen und ihrer zeitlichen Änderungen berechnet werden. Die Koordinatenachse  $\beta$  fällt mit der Mittellinie der V-Depression bzw. des Hochdruckkeiles zusammen, während die  $\alpha$ -Achse normal dazu gewählt ist. Durch die Indizes der  $p$  sind die entsprechend hohen Ableitungen nach den einzelnen Variablen angegeben. Diese Formeln sind schon durch geeignete Vernachlässigungen vereinfacht worden und können durch entsprechende Koordinatenwahl noch modifiziert werden. An der Berechnung mehrerer Beispiele wird ihre Brauchbarkeit gezeigt. *F. Steinhäuser.*

**W. Schneider.** Über die Bestimmung des Druckes in Luftstoßwellen. ZS. f. Phys. 74, 66—87, 1932, Nr. 1/2. Um bei Registrierung der Luftstoßwellen von Explosionen durch Membranen, die einen Kasten verschließen, aus der aufgezeichneten Zeitwegkurve der Membranmitte den Druckverlauf der Luftstoßwelle abzuleiten, wird ein Rechenschema zur Entwicklung der Zeitwegkurve in eine Fourierreihe angegeben. Durch Bildung des ersten und zweiten Differentialquotienten kann dann unter Benutzung der Konstanten des Membranapparats die Druckkurve nach einem ebenfalls entwickelten Rechenschema aufgestellt werden. Wegen des steilen Druckanstiegs der Luftstoßwelle ist der Maximalwert des Druckes noch unsicher. Es wird nun gezeigt, wie man aus Annahmen über den Maximaldruck und den ersten Anstieg der Druckkurve eine diesen Annahmen entsprechende Zeitwegkurve ableiten kann, wenn man den ermittelten zeitlichen Ablauf der Druckkurve berücksichtigt. Indem man die Annahme so lange ändert, bis die daraus folgende Zeitwegkurve mit der tatsächlich registrierten übereinstimmt, kann man den wahren Druckverlauf der Luftstoßwelle einschließlich des ersten Druckanstiegs und des Maximaldruckes mit ausreichender Genauigkeit feststellen. *Bollé.*

**C. Kassner.** Ein Vorschlag für Höhentabellen. Meteorol. ZS. 49, 204, 1932, Nr. 5. Es wird empfohlen, die Höhentabellen in Anlehnung an die tatsächlichen Verhältnisse zu schreiben; die Höhen z. B. sollten von unten nach oben wachsen. *H. Ebert.*

**H. H. Clayton.** Solar activity and atmospheric changes. Gerlands Beitr. 35, 151—152, 1932, Nr. 2. Der Verf. gibt eine kurze Zusammenfassung der Ergebnisse seiner Untersuchungen über den Einfluß der Sonnenflecken auf die Luftdruckverteilung und den Zusammenhang mit Niederschlags-, Bewölkungs- und Temperaturverhältnissen. *F. Steinhäuser.*

**K. R. Ramanathan and A. A. Narayana Iyer.** Father Gherzi's „Note on the existence of warm and cold sectors in tropical cyclones“. Gerlands Beitr. 35, 66—67, 1932, Nr. 1. Die Verff. erwidern auf die Kritik, die Fr. Gherzi an ihrer Arbeit über die Struktur des Madrassturmes vom Jahre 1929 geübt hat, und behaupten neuerlich die Existenz verschiedener Sektoren mit verschiedenem Wetter in Sturmgebieten der Indischen See. *F. Steinhäuser.*

**W. W. Korhonen.** Zur Kritik der Niederschlagsmessung. Meteorol. ZS. 49, 154—155, 1932, Nr. 4. Die Arbeit enthält Vorschläge, um die bekannten

Fehlerursachen bei der Niederschlagsmessung weitgehendst zu vermeiden. Gegen die Windstörungen wird vor allem der Regenschner nach H. Koschmieder, der allerdings nicht zur Messung von Schneefällen geeignet ist, empfohlen. Verhält zur richtigen Errechnung der Niederschlagsmengen größerer Gebiete ganz besonders in Ländern mit zahlreichen Schneefällen Linienmessungen des Niederschlags für zweckmäßig und erforderlich. Der Wassergehalt des Schnees soll dabei mit einer speziell konstruierten, nicht näher beschriebenen Waage unter Berücksichtigung von Höhen- und Dichtebestimmungen der Schneedecke ermittelt werden.

*Herbert Kirsten II.*

**T. Alippi.** Su alcune peculiarità della variazione annua dell'umidità relativa. *Lincei Rend.* (6) **15**, 457—459, 1932, Nr. 6. *H. Ebert.*

**M. Robitzsch.** Einige Betrachtungen über die Psychrometrikonstante. *Gerlands Beitr.* **35**, 382—386, 1932, Nr. 3/4. Es wird mit strengeren Methoden die Sprungsche Formel abgeleitet. Dabei ergibt sich, daß der Faktor der psychrometrischen Temperaturdifferenz eine Funktion des Barometerstandes, des mittleren Dampfdruckes und der mittleren Temperatur, bei der gemessen wurde, ist. Für normale Verhältnisse genügt die vereinfachte Psychrometrikformel.

*H. Ebert.*

**R. Stüring.** Wolkenbeobachtungen während des internationalen Polarjahres 1932—1933. *Meteorol. ZS.* **49**, 192—193, 1932, Nr. 5. *H. Ebert.*

**Josiki Horiguti.** Energy due to the distribution of pressure in the area of typhoon. *Mem. Marine Obs. Kobe, Japan* **5**, 1—10, 1932, Nr. 1. Im Gegensatz zu Margules, der fand, daß die potentielle Energie, die aus dem Druckfeld resultiert, im Vergleich mit der kinetischen Energie der Winde innerhalb einer Zyklone zu klein ist, wird rein theoretisch festgestellt, daß unter der Annahme, daß wir es nicht mit einer festen Luftmasse und einem festen Volumen zu tun haben, und daß äußere Kräfte wirksam sind, die potentielle Energie bereits sogar etwas größer ist als die aus den Windgeschwindigkeiten sich ergebende kinetische Energie, wodurch also ohne weiteres die innerhalb eines Taifuns auftretenden großen Windgeschwindigkeiten zu erklären sind.

*Fritz Hänsch.*

**Josiki Horiguti.** Note on the distribution and the motion of the clouds in area of typhoon. *Mem. Marine Obs. Kobe, Japan* **5**, 25—40, 1932, Nr. 1. Verf. verarbeitet statistisch die Wolkenbeobachtungen besonders beim Okinawa-Taifun in bezug auf Wolkenformen, Wolkenhöhe und Wolkenzug in ihrer Verteilung innerhalb eines Taifungebietes.

*Fritz Hänsch.*

**G. C. Simpson.** Types of Iridescent Clouds. *Nature* **129**, 689—690, 1932, Nr. 3262. Verf. begründet die Notwendigkeit der Unterscheidung folgender Typen von Wolken: 1. Irisierende Wolken in der Troposphäre in 10 km Höhe. 2. Irisierende Wolken in der Stratosphäre in 20 bis 30 km Höhe. 3. Leuchtende Nacht wolken in 60 bis 70 km Höhe.

*Sticker.*

**David Wilson-Barker.** Types of Iridescent Clouds. *Nature* **129**, 690, 1932, Nr. 3262.

*Sticker.*

**R. Spitaler.** Nachwinter und Nachsommer auf der Erde. *Gerlands Beitr.* **35**, 408—418, 1932, Nr. 3/4. Mit den nach den Hopfnernschen Formeln berechneten Sonnenbestrahlungswerten hat der Verf. für die einzelnen Monate die mittlere Temperatur jedes Breitenkreises berechnet und mit den nach Beobachtungen berechneten Mitteltemperaturen verglichen. Dabei ergeben die Beobachtungen einen den Berechnungen gegenüber zu kalten Frühling und zu warmen Herbst offenbar als Nachwirkung der vorhergehenden Jahreszeit.

*F. Steinhäuser.*

**Otto Hoelper.** Untersuchungen über Sonnen- und Himmelsstrahlung. Veröff. d. Meteorolog. Observ. Aachen 1932, 52 S. Bei Durchführung des sowohl die kalorische (gesamt und in zwei Teilbezirken) wie die mittels Kalium- bzw. Cadmiumzelle (je zwei Bezirke, Cadmiumzelle auch ungefiltert) bestimmbare Intensität von  $\odot$ - und Himmelsstrahlung, die Helligkeitsverteilung am Himmel (ungefilterte Cadmiumzelle und Kaliumzelle mit mit Milchglas kombinierten Grünfilter) und die Feststellung der ultravioletten Endwellenlänge des  $\odot$ -Spektrums berücksichtigenden Programms war Verf. wesentlich von dem Gesichtspunkt geleitet, den modifizierenden Einfluß der Atmosphäre auf die eindringende  $\odot$ -Strahlung quantitativ zu erfassen und auf die verschiedenen wirksamen Faktoren zurückzuführen. Sehr wichtig ist eine kritische Auseinandersetzung hinsichtlich der Vergleichbarkeit des an Orten mit verschiedener Meereshöhe bzw. bei verschiedenem Barometerstand gemessenen Trübungs-faktors, der sich für die methodische Entwicklung der Strahlungsmessungen als äußerst fruchtbar erwiesen hat. Die gegen die rechnerische Grundlage des nur als Faktor der molekularen Zerstreuung erscheinenden Trübungs-faktors erhobenen Bedenken führten Verf. schon früher zur Aufstellung eines empirisch feststellbaren komplexen Extinktionskoeffizienten, der nach Abzug der berechenbaren molekularen Zerstreuung sowie der Extinktion bzw. selektiven Absorption des Wasserdampfes den Extinktionskoeffizienten der Dunsttrübung ergibt. Für diesen fand Verf. aus vorliegendem, zwischen Mai 1927 und Juli 1930 in Aachen gewonnenen Material einen vielfach dem  $H_2O$ -Koeffizienten entgegengesetzten täglichen Gang, woraus er auf eine hervorragende Rolle konvektiver Vorgänge bei der Dunsttrübung schließt. — Hinsichtlich der Anwendung ungefilterter Cadmiumzellen kommt Verf. zum Ergebnis, daß Linke's Kritik sicherlich zu weitgehend ist, soweit die Methode als solche in Frage kommt, daß sie aber wohl berechtigt ist, soweit bei Vergleich der Ergebnisse verschiedener Zellen nicht genügend berücksichtigt wurde — was sich vor allem bei Messung der  $\odot$ -Strahlung rächt, dagegen weit weniger bei der der Himmelsstrahlung —, daß die spektrale Empfindlichkeit verschiedener Zellindividuen im allgemeinen verschieden ist. — Daß die Wellenlängen des  $\odot$ -Spektrums wesentlich weiter ins Ultraviolett hineinreichen als bei Dorno in Davos, setzt Verf. wohl mit Recht auf Konto verbesserter Apparatur; die Tatsache aber, daß das Spektrum in Aachen auch an ganz klaren Tagen mit abnehmender  $\odot$ -Höhe relativ schneller Abbruch erleidet als im Hochgebirge, gibt ihm eine weitere Stütze für die Auffassung, daß der optische Trübungszustand der unteren Atmosphärenschichten hier maßgebend beteiligt ist. — Weitere wichtige, sich unter anderem auf den Größenexponenten der spektralen Extinktion beziehende Ergebnisse, die durch Kurven und zahlreiche Tabellen veranschaulicht werden, sind aus der äußerst reichhaltigen Arbeit zu ersehen, welche die erste selbständige physikalisch-meteorologische Veröffentlichung des Observatoriums Aachen darstellt.

*Chr. Jensen.*

**F. Linke.** Messungen der Himmelsstrahlung mit einem rotierenden Aktionometer. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre 19, 233—236, 1932. Nr. 1/4. Verf. schafft die Meßunterlagen für den Rückschluß aus Intensität und Verteilung der Strahlung über den Himmel aus Zahl, Art und Menge der diffundierenden und absorbierenden Teilchen in der Luft. Da hierzu die Kenntnis der Sonnen- und Himmelsstrahlung auf eine horizontale Fläche genügt, benutzt Verf. ein neues integrierendes Instrument, das „rotierende Aktionometer“. Eine lineare Thermosäule nach Moll ist mit einem Mikrogalvanometer verbunden. Die Thermosäule ist auf der Achse eines Uhrwerkes von etwa zwei Minuten Umlaufdauer befestigt. Die Achse kann vertikal montiert sein und mißt dann die Strahlung be-

stimmter Himmelszonen, oder horizontal montiert werden, um den Strahlungsverlauf in einem bestimmten Himmelsmeridian aufzuzeichnen. Verf. zeigt, daß es zur Ermittlung der Gesamtstrahlung des Taghimmels nur notwendig ist, die Kenntnis der Strahlungsintensität im Sonnenvertikal und im Gegenvertikal zu kennen. Ist  $i_{0,z}$  bzw.  $i_{\pi,z}$  der Strahlungsverlauf mit der Höhe im Sonnenvertikal bzw. im Gegenvertikal, so ist die Gesamtstrahlung auf eine horizontale Fläche

$$H = \frac{\pi}{3} \int_0^{\pi/2} (5 i_{0,z} + i_{\pi,z}) \cdot \sin z \cdot \cos z \cdot dz,$$

wo  $i_{0,z}$  und  $i_{\pi,z}$  empirisch zu bestimmende Funktionen von der Zenitdistanz  $z$  sind. Messungen haben gezeigt, daß nur der Himmel in etwa 15 bis 20° Sonnennähe Einstrahlung liefert, während die Erde nach dem größeren Teil des Himmels ausstrahlt. *P. Duckert.*

**H. Friedrichs.** Ein Strahlungskalender. *ZS. f. Geophys.* 7, 349—354, 1931, Nr. 7/8. Die Arbeit gibt zunächst Tabellen für die Sonnenhöhe in Abhängigkeit von Tageszeit, Jahreszeit und geographischer Breite. Die Absorption der Sonnenstrahlung in der Atmosphäre als Funktion der Sonnenhöhe und des Trübungs-faktors ist aus einer graphischen Darstellung zu entnehmen, und zwar für die gesamte Sonnenstrahlung und getrennt für den langwelligen Teil des Spektrums ( $\lambda > 575 \text{ m}\mu$ ) und für den kurzwelligen Rest. Für den Trübungs-faktor sollen nur sechs Arten von Luftkörpern maßgebend sein, unter denen nach der allgemeinen Wetterlage für die betreffende Gegend und Jahreszeit gewählt werden soll. Die nach neueren Forschungen besonders für das ultraviolette Licht äußerst wichtige Himmelsstrahlung wird nicht berücksichtigt. Trotz der auch vom Verf. eingestanden Unvollständigkeit soll durch die vorliegenden Daten „ein Vergleich bei ärztlich angeordneten Licht- und Sonnenbädern, soweit sie die Sonnenenergie benutzen, zu verschiedenen Tages- und Jahreszeiten ermöglicht werden“. *Hermann.*

**Franz Baur.** Schwankungen der Solarkonstante. *ZS. f. Astrophys.* 4, 180—189, 1932, Nr. 3. Die Monatsmittel der Solarkonstante von 1919/24 und 1924/30 (neue Formel) der Smithsonian Institution ergeben einen Jahresgang, der im letzteren Zeitraum mit kleinerer Amplitude dem im ersteren entgegengesetzt ist. Verlauf der Solarkonstante und Fleckenrelativzahlen ergibt nichtlinearen Zusammenhang (Korrelationskoeffizient  $+0,11 \pm 0,08 \text{ m. F.}$  für 1919 bis 1930 und  $-0,23 \pm 0,10 \text{ m F.}$  für 1924 bis 1930). Tiefstwerte der Solarkonstante in der Zeit der Maxima und Minima, Höchstwerte in den Zeiten zwischen extremer Fleckentätigkeit. Für dieses Verhalten wird eine Erklärung mit Hilfe einer Korrelationsrechnung bei Photosphärenstrahlung, Gesamtstrahlung und Relativzahlen gegeben, die zur mathematischen Erwartung der Solarkonstante  $E(I_0) = C_1 + C_2 f - C_3 f^2$  ( $f$ -Relativzahl) führt. Es wird gezeigt, daß dieser parabolische Zusammenhang auch in anderen meteorologischen Erscheinungen, wie strenge Winter in Norddeutschland der letzten 200 Jahre, Sommerluftdruck Berlins und Sommerniederschlagsmenge Mitteleuropas auftritt. *Sättele.*

**Edison Pettit.** Measurements of ultra-violet solar radiation. *Astrophys. Journ.* 75, 185—221, 1932, Nr. 3. Im 1. Teil wird die Ultraviolettstrahlung bei  $\lambda = 0,32 \mu$  im Verhältnis zur Grünstrahlung bei  $\lambda = 0,5 \mu$  der Sonne bestimmt und den Fleckengruppenzahlen von Juli 1924 bis Oktober 1931 gegenübergestellt, neben wesentlicher Übereinstimmung beider sind die großen Amplituden nicht durch Schwankungen der Oberflächentemperaturen allein zu erklären. Gegenüberstellung mit Änderungen der atmosphärischen Durchlässigkeit und Instrumentalfehler reichen zur Deutung nicht aus. Im 2. Teil wird der Einfluß von Wetter

und Jahreszeit auf die Verteilung des ultravioletten Himmelslichtes ermittelt. Im 3. Teil erfolgt die Bestimmung der Ultraviolettgrenze des Himmels- und direkten Sonnenlichtes zur Zeit der Sommersonnenwende (0,296 bzw.  $0,29 \mu$ ) und der Winter- sonnenwende (0,298 bzw.  $0,296 \mu$ ), es wird auf geringen Ozongehalt in tiefer Atmosphäre geschlossen. Im letzten Teil wird die spektrale Energiekurve der Sonne im Ultraviolett aufgenommen und in  $\text{Watt/m}^2$  pro  $100 \text{ \AA}$  als Funktion der Wellenlängen 0,292 bis  $0,6 (0,7) \mu$  für keine Atmosphäre und Sonne im Zenit in Tucson für die Solstitien angegeben. Die äquivalente Ozonschicht ist  $0,18 \text{ cm}$  für Tucson. Ausführlich beschrieben und durch Tabellen, Diagramme und Abbildungen erläutert sind die verschiedenen Apparate, Meßmethoden und Korrekturen.

*Sättle.*

**R. Mügge und F. Möller.** Zur Berechnung von Strahlungsströmen und Temperaturänderungen in Atmosphären von beliebigem Aufbau. ZS. f. Geophys. 8, 53—64, 1932, Nr. 1/2. Bei Berechnung der Strahlungsströme in der Atmosphäre benötigt man eine dreifache Integration, nämlich eine erste Integration über alle Wellenlängen infolge der selektiven Absorption des Wasserdampfes für langwellige Strahlung, eine zweite über alle Raumwinkel wegen der geometrischen Streuung der Strahlung, eine dritte über die verschiedenen Schichten der Atmosphäre mit ihrer wechselnden Temperatur- und Dampfdichte. Indem die beiden ersten Integrationen in einem graphischen Auswertungspapier für alle in der Atmosphäre vorkommenden Fälle vorweg genommen werden, gewinnen die Verff. die Möglichkeit, die Strahlungsströme für eine beliebig vorgegebene Folge atmosphärischer Schichten (beliebige Temperatur- und Dampfverteilung) quantitativ sehr schnell zu berechnen. Ähnlich wie Druck und Temperatur im Adiabatenpapier, so werden hier zusammengehörige Temperatur- und Dampfmen gen in das Papier eingetragen und die entstehenden Kurven ausplanimetriert. Das Auswertungspapier liefert für jede Höhe (vorgegebene Schichtfläche) sowohl die vom Erdboden ausgehende Schwarzstrahlung als auch die (im wesentlichen vom Wasserdampf) ausgehende Eigenstrahlung der Atmosphäre. Auch für die Absorption der unter beliebigem Winkel einfallenden Sonnenstrahlen werden numerische Werte angegeben. Durch Differentiation der Strahlungsströme nach der Höhe ergeben sich die Temperaturänderungen in der Atmosphäre infolge der Strahlungsprozesse. Ergebnisse einer Reihe von Berechnungen mit dem Papier vgl. diese Ber. S. 1038.

*Fr. Linke.*

**Håkon Mosby.** Sunshine and radiation. Scient. Res. Norwegian North Polar Exped. with the „Maud“ 1918—1925, 1, Nr. 7, 110 S., 1932. Es werden Stundenmittel der Sonnenscheindauer, Stundenmittel der Gesamtstrahlung von Sonne und Himmel auf die horizontale Ebene und Messungen der nächtlichen effektiven Ausstrahlung mitgeteilt. Die Messungen wurden an Bord der „Maud“ unter schwierigen Bedingungen von Sverdrup und Malmgreen vorgenommen. Benutzt wurden ein Sonnenscheinautograph nach Campbell-Stokes, ein Melikeron nach Abbot-Aldrich, sowie je ein Pyrgeometer und Pyrheliometer nach Ångström. Letzteres Instrument diente vorwiegend nur zur Kontrolle des Melikeron, während das Pyrgeometer für Messungen der nächtlichen effektiven Ausstrahlung sich geeigneter als der Melikeron erwies. Aus der geringen Anzahl von Messungen der direkten Sonnenstrahlung werden daher auch nur unter Vorbehalt als Mittel für die Jahre 1923 bis 1925 folgende Trübungs faktoren angegeben: März 1,82, April 1,84, Mai 1,93. Interessant ist eine Gegenüberstellung der für die Breite von  $73^\circ \text{ N}$  gefundenen Intensitäten der Gesamtstrahlung mit den entsprechenden für Stockholm nach A. Ångström, die in zwei Isople tendarstellungen zum Ausdruck gebracht wird. Für die nächtliche effektive Ausstrahlung

ergibt sich, daß die Maximalwerte in guter Übereinstimmung mit einer von A. Ångström für geringere Breiten gegebenen Formel stehen, während die überwiegende Anzahl der Messungen viel geringere Ausstrahlungsintensitäten ergab. *P. Dubois.*

**O. Hoelper.** Täglicher und jährlicher Gang der kürzesten Wellenlänge im Sonnenspektrum nach Messungen in Aachen. Meteorol. ZS. 49, 157—160, 1932, Nr. 4. Auf Grund von Beobachtungen, die der Verf. mit einem selbstgebauten Spektrographen in Aachen ausgeführt hat, werden Daten für die kürzesten, zur Registrierung gelangten Wellenlängen des Sonnenspektrums in Abhängigkeit von Sonnenhöhe und durchstrahlter Luftmasse für die einzelnen Monate veröffentlicht, aber dazu bemerkt, „daß die spektrographische Erfassung der absolut kürzesten Wellenlänge eine Frage der Optik bzw. der Methodik ist und daß aus der qualitativen Ausdehnung des Spektrums nur mit Vorsicht Schlüsse auf die Intensitätsverhältnisse zu ziehen sind“. Der optische Trübungszustand der unteren Atmosphäre ist an der Schwächung der kürzesten Wellenlänge maßgebend beteiligt. Die praktische Bedeutung der Cornuschen Gleichung wird bestätigt. *Linke.*

**S. Chapman.** The influence of a solar eclipse upon upper atmospheric ionization. Month. Not. 92, 413—420, 1932, Nr. 5. Der Verf. hat schon früher vermutet, daß die ionisierte Schicht der Erdatmosphäre in einer Höhe von 200 km durch ultraviolettes Licht, die bei 100 km Höhe jedoch durch neutrale von der Sonne stammende Korpuskeln verursacht wird. Diese Teilchen erhalten nach Rechnungen verschiedener Autoren durch den Lichtdruck Geschwindigkeiten von etwa 1600 km/sec. Demzufolge muß bei einer Sonnenfinsternis der Schatten dieser Korpuskularstrahlen die Erde zu einer anderen Zeit treffen als der Lichtschatten. Der Korpuskularschatten hat gegen den Lichtschatten eine Neigung von etwa 1°. Die Erdgeschwindigkeitskomponente ist etwas größer als die des Mondes. Aus diesen beiden Daten ergibt sich, daß das Zentrum des Korpuskularschattens 123 Minuten vor dem des Lichtschattens die Erde trifft. Die hierbei auftretenden veränderten Intensitäten der reflektierten Radiowellen werden überschlagsmäßig berechnet. Von J. C. P. Miller ist an Hand dieser Ausführungen eine Karte der Zuglinien der sogenannten Korpuskelfinsternis in Verbindung mit der Sonnenfinsternis August 1932 im Gebiet zwischen Nordamerika und Europa wiedergegeben. *Schmerwitz.*

**W. Mörikofer.** Orientierende Angaben über die Zunahme der Sonnenstrahlungsintensität mit der Höhe und über deren klimatologische Auswirkung in der Schweiz. S.-A. Verh. Schweiz. Naturf. Ges. 1931, S. 298—299.

**W. Mörikofer.** Zur Bioklimatologie der Schweiz. Zweiter Teil: Die Strahlungsverhältnisse. S.-A. Schweiz. Med. Jahrb. 1932, 11 S.

**W. Mörikofer.** Die Vorzüge des Hochgebirgsklimas. S.-A. Praxis 1932, 7 S., Nr. 5. *H. Ebert.*

**P. Gruner.** Anwendung der Optik trüber Medien auf die Beleuchtung der Atmosphäre. I. Die Beleuchtung der idealen Atmosphäre im Sonnenvertikal bei Sonnenuntergang und während der bürgerlichen Dämmerung. Helv. Phys. Acta 5, 31—58, 1932, Nr. 1. Verf. geht von seiner 1919 aufgestellten Theorie der Beleuchtung der Atmosphäre aus, welche nur die primäre Zerstreuung des Sonnenlichtes an den Luftmolekeln berücksichtigt, und berechnet die Himmelshelligkeit im Sonnen-

vertikal für die ideale Atmosphäre, bzw. stellt die Gesetze dafür auf. Dabei wird auf die erste und zweite Berechnung von H. Kleinert und die von K. R. Ramanathan Bezug genommen, und es werden die Theorien und ihre Resultate diskutiert (das „dunkle Zenitzweieck“, die „Sonnenseite“ des Himmels und ihre „Gegenseite“, das schnellere Emporsteigen des Erdschattens, die stärkere Zunahme der Rotintensität als der Grünintensität vom Zenit zum Horizont kommen zur Sprache, das Verhalten der Zenithelligkeit u. ä. m. werden an Hand der sieben Tabellen erörtert). Aus dem Abschnitt „Gültigkeitsbereich der theoretischen Rechnungen“ ergibt sich, daß alle drei Theorien befriedigende Annäherungswerte liefern, in rationellster Weise aber unter gewissen Voraussetzungen die Methode von Ramanathan.

*Blaschke.*

**W. Brunner.** Kritische Bemerkungen zur photometrischen Messung der Nachthimmelshelligkeit und Diskussion einer Beobachtungsreihe in bezug auf störende Einflüsse. Verh. d. Schweiz. Naturf. Ges. 112. Jahresvers. La Chaux-de-Fonds, Sept. 1931, S. 289—290. Newcomb und andere Himmelsforscher erklärten die gewisse Helligkeit des mondlosen, klaren Nachthimmels als eine Folge des Lichtes der unsichtbaren teleskopischen Sterne, neuere Forscher jedoch denken an andere Quellen, wie Zodiaklicht, Nordlichtschein oder feine Lichterscheinungen der oberen Atmosphäre. Die Forschung gilt heute der Intensität, Verteilung und Ursache der Nachthimmelshelligkeit an verschiedenen Orten, wie der Schaffung entsprechender Apparate. Verf. führt Meßreihen an (von Zürich wie auf dem Wildspitz/Roßberg) und bespricht sie, vergleicht die Resultate mit denjenigen von Yntema und van Rhijn, Dufay und Hoffmeister. Die Meßreihen betreffen speziell die Horizontaufhellung wie den zeitlichen Verlauf der Nachthelligkeit; ihnen sollen photometrische Messungen an vielen Stellen des Nachthimmels und in der Zodiakallichtegend folgen.

*Blaschke.*

**L. Foitzik.** Sichtweite bei Tag und Tragweite bei Nacht. Meteorol. ZS. 49, 134—139, 1932, Nr. 4. Es werden Formeln für die Sichtweite schwarzer und grauer Gegenstände im Horizont aufgestellt, in denen außer der Zerstreuung auch die Absorption des Lichtes unter der Annahme monochromatischer Strahlung berücksichtigt wird. Die Summe von Absorptions- und Zerstreuungskoeffizient wird mit „Schwächungskoeffizient“ bezeichnet. Die Formel wird auch ausgedehnt auf Ziele, die vor Wald-, Feld- und Schneeflächen mit bekannter Albedo stehen. Auch für die Tragweite von Leuchtfeuern wird eine einfache Formel angegeben, welche den Schwächungskoeffizient enthält. Die Formeln können vielleicht verwandt werden, um den Schwächungskoeffizient angenähert durch Sichtbeobachtungen zu ermitteln.

*Linke.*

**R. Spitaler.** Darstellung der mittleren Temperaturen der Breitenkreise durch die Sonnenbestrahlung. Gerlands Beitr. 35, 87—101, 1932, Nr. 1. Nach den Formeln Hopfners berechnet der Verf. die mittlere Bestrahlung der verschiedenen Breitenkreise im Jahr, Sommer- und Winterhalbjahr, Januar und Juli. Mit diesen Werten werden die mittleren Jahrestemperaturen in den verschiedenen Breiten nach  $t_p = (-32.816 + 115.511 S_0)(1-n) + (-34.033 + 133.411 S_0)n$ , und die mittleren Januar- bzw. Julitemperaturen der Breitenkreise durch  $t_n = (W_0 + 25.858 \Delta S)(1-n) + (L_0 + 129.118 \Delta S)n$  berechnet, wo  $W_0$  und  $L_0$  die mittlere Jahrestemperatur über Wasser bzw. Land, und  $\Delta S$  die Abweichung der mittleren jährlichen Bestrahlung  $S_0$  von der Januar- bzw. Julibestrahlung bedeuten und die Landerstreckung  $n$  in den Polargebieten den durch die Eisbedeckung gegebenen besonderen Verhältnissen entsprechend gewählt wird.

*F. Steinhäuser.*



**Hans Mortensen.** Das Licht im tropischen (heifeuchten) Regenwalde. Naturwissensch. 20, 312—315, 1932, Nr. 18. *H. Ebert.*

**T. G. Cowling.** Diamagnetism and drift currents in the solar atmosphere. Month. Not. 92, 407—413, 1932, Nr. 5. Durch die vorliegenden theoretischen Berechnungen wird gezeigt, daß in den gasförmigen Übergangsschichten der Sonne, wo die Elektronen infolge magnetischer Felder Spiralbahnen beschreiben, auch Konvektionsströme auftreten, die ähnlich wie bei Metallen die diamagnetische Wirkung der Elektronen überdecken. *Schmerwitz.*

**A. Berroth.** Beitrag zur Theorie und Praxis der Referenzpendel-Messungen unter Anwendung von Minimumpendeln. ZS. f. Geophys. 8, 30—39, 1932, Nr. 1/2. Beim Referenzpendelverfahren werden gleichzeitig ein Pendel auf der ortsfesten Zentralstation und ein Pendel auf der beweglichen Feldstation mittels derselben Uhrsignale beobachtet. Hierdurch wird man vom absoluten Zeitmaßstab und von den Fehlern der Beobachtungsuhr frei. Die theoretischen Grundlagen dieses Verfahrens werden ausführlich dargestellt, ferner wird ein Verfahren zur Erfüllung der Minimumbedingung (Wilser-Schuler-Bedingung) abgeleitet. *K. Jung.*

**H. Reich.** Die Bedeutung der finnischen Schweremessungen für die angewandte Geophysik. Ergänz.-Hefte f. angew. Geophys. 2, 1—13, 1931, Nr. 1. Die von U. Pesonen und seinen Mitarbeitern in Finnland durchgeführten Schweremessungen werden hier einer neuerlichen Diskussion unterzogen. Negative Schwerestörungen entfallen auf Granitvorkommen und Grabengebiete mit Bruchtektonik. Positiv gestört erscheinen die Migmatite der alten archäischen Faltungen. Ferner beeinflussen noch regionale Anomalien, wahrscheinlich verursacht durch frühere Eisbelastung, die heute noch nicht kompensiert ist, das Bild der Schwerestörungen. Verwendet wurden zur Diskussion die Bouguer'schen Schwerestörungen. Jedenfalls zeigt sich, daß auch in sehr alten kristallinen Massiven recht erhebliche lokale Schweredifferenzen auftreten können, die in keinem Zusammenhang mit der Oberflächengestaltung des betreffenden Gebietes stehen müssen. *M. Toperczer.*

**O. Barsch.** Ergebnisse von Schweremessungen bei Dorsten (Westf.). Ergänz.-Hefte f. angew. Geophys. 2, 14—21, 1931, Nr. 1. Durch Präzisionsnivellements wurden im Niederrheingebiet junge Bodenbewegungen festgestellt, deren Beträge bis zu 3 mm pro Jahr ausmachen. Es galt nun, durch Drehwaagenmessungen die genaue Lage der unter der 500 bis 600 m mächtigen jüngeren Bedeckung liegenden Störungsgebiete festzustellen. Die vorliegende Arbeit hat nur vorläufigen Charakter. Aus ihr läßt sich aber schließen, daß das gewählte Verfahren bei genügend dichtem Stationsnetz wohl ausreichen wird, die Störungen genügend genau festzulegen. *M. Toperczer.*

**O. Baseler.** Die Vermessung der erdmagnetischen Anomalie bei Pr.-Eylau in Ostpreußen und ein Versuch ihrer Deutung. Ergänz.-Hefte f. angew. Geophys. 2, 69—121, 1931, Nr. 1. In der Umgebung von Pr.-Eylau (Ostpreußen) wurde 1929 und 1930 ein Gebiet von  $50 \times 50$  km<sup>2</sup> vermessen. Während der Verlauf von *D* aus den in diesem Gebiet sehr detaillierten magnetischen Aufnahmen schon gut bekannt war, wurde *Z* an 309 Stationen (412 Messungen), *H* an 124 Punkten (177 Messungen) festgestellt. Das Normalfeld wurde nach den von Nippoldt für Ostpreußen gegebenen Formeln von den gemessenen Werten in Abzug gebracht. Verglichen wurde das ganze Netz durch Anschlusmessungen an die „Norddeutsche Aufnahme“ und die Wickbolder Anomalie. Nach verschiedenen Methoden wird für die geringste Tiefe der störenden Masse 3 bis

4 km und eine Suszeptibilität von 0,05 gefunden. Es dürfte sich um stark magnetithaltiges basisches Eruptivgestein handeln. Doch sind diese Werte noch recht unsicher.

*M. Toperczer.*

**Donald C. Barton.** Eötvös torsion balance. Phys. Rev. (2) 39, 867, 1932, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Eötvössche Drehwaage wird kurz beschrieben.

*K. Jung.*

**Maurice Ewing.** Earth-amplitudes in seismic prospecting. Phys. Rev. (2) 39, 868, 1932, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) Zusammen mit der Laufzeitkurve kann auch eine entsprechende Kurve der Amplitude für die praktische Seismik ein wichtiges Hilfsmittel werden.

*K. Jung.*

**Eugene Mc Dermott.** The reflection seismograph. An application. Phys. Rev. (2) 39, 869, 1932, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) Ein ganz kurzer Bericht über Verwendung von Reflexionen zur Erforschung des Untergrundes.

*K. Jung.*

**H. Rutherford.** Refraction profiles as aids to the reflection method. Phys. Rev. (2) 39, 869, 1932, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) Kurze Angaben über die gemeinsame Verwendung der Laufzeiten gebrochener und reflektierter Bebenstrahlen zur Erforschung des Untergrundes.

*K. Jung.*

**D. C. Gall.** Some experiments relating to geophysical prospecting. Journ. scient. instr. 8, 305—313, 1931, Nr. 10. Wird durch Leitung oder Induktion in der Erdoberfläche ein elektrisches Wechselfeld erzeugt, so beschreibt der elektrische Vektor an der Erdoberfläche im allgemeinen eine in dieser Fläche gelegene Ellipse. Diese Ellipse kann man zusammengesetzt denken aus linear schwingenden Komponenten, wobei die eine mit dem erzeugenden Strom in Phase schwingt, während die Phase der anderen gegen die Phase des erzeugenden Stroms um 90° verschoben ist. Die Felder beider Komponenten können für sich nach der Potentiallinienmethode vermessen werden. Auf diese Weise erhält man zwei Systeme von Potentiallinien, aus denen mehr zu erkennen ist als aus der Vermessung des unzerlegten elliptischen Wechselfeldes, die nur die Richtung der kleinen Achse der Ellipse des elektrischen Vektors gibt. Das Prinzip der Meßapparatur wird skizziert, mehrere Figuren zeigen die Ergebnisse von Modellversuchen.

*K. Jung.*

**V. Gavrilovich Gabriel.** Some experience in seismic prospecting. Ergänzt.-Hefte f. angew. Geophys. 2, 122—130, 1931, Nr. 1. An fünf in Entfernungen von je 400 m aufgestellten Schweydar-Mintrop-Seismographen ergaben Registrierungen verschiedener Explosionen keinen Einfluß der Zusammensetzung der Sprengladung auf die Laufzeiten. Das Verhältnis der Vertikal- zur Horizontal-komponente betrug 1,5 bis 2,5 und zeigt also, daß die Wellen nicht senkrecht von unten eintrafen. In geringer Entfernung leisten fallende Gewichte dasselbe wie die Sprengungen. Aus der Zeit des Eintreffens des Luftschalles konnte die Schußzeit nicht genügend genau festgestellt werden.

*F. Steinhäuser.*

**Leo J. Peters and John Bardeen.** Electrical prospecting as applied in locating oil structures. Phys. Rev. (2) 39, 870, 1932, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) In der Abhandlung werden ganz allgemein die grundlegenden Ideen besprochen, auf denen die Methoden des elektrischen Schürfens beruhen. Einige der erfolgreichsten Wege zur Ausführung dieser Methoden werden beschrieben, und es werden einige Lagepläne reproduziert, aus denen zu ersehen ist, mit welchem Erfolge die kartographische Aufnahme von Öllagerstätten ausgeführt worden ist.

*v. Steinwehr.*

## Geophysikalische Berichte

**Erich v. Drygalski.** Das Deutsche Südpolarwerk. Naturwissensch. 20, 511—514, 1932, Nr. 28. *H. Ebert.*

**Hans Ertel.** Bemerkungen zu dem neuen Zirkulationssatz des Herrn Fr. Baur. Gerlands Beitr. 36, 7—10, 1932, Nr. 1. Die von F. Baur angezeifelte Richtigkeit des Bjerknesschen Zirkulationssatzes wird wieder hergestellt und gezeigt, worin nach Meinung des Verf. der Rechenirrtum F. Baur's bestand. Eine elegante Ableitung des Bjerknesschen Zirkulationssatzes schließt die Arbeit. *M. Toperczer.*

**Franz Baur.** Erwiderung zu vorstehenden Bemerkungen. Gerlands Beitr. 36, 11—12, 1932, Nr. 1. Der Verf. gibt die Richtigkeit der Ertelschen Einwendung dem Prinzip nach zu, doch meint er, daß der Fehler seiner Ableitung an einer anderen als der von Ertel dafür verantwortlich gemachten Stelle unterlaufen sei. *M. Toperczer.*

**Maria Lombardini.** Sul calcolo della circuitazione nei moti dell'atmosfera. Lincei Rend. (6) 15, 459—462, 1932, Nr. 6. Die Verf. verteidigt die Bjerknessche Formel für die relative Zirkulationsbeschleunigung gegen die Kritik von F. Baur. *K. Przibram.*

**Saemon Tarô Nakamura.** An Approximate Solution of the True Motion of the Ground from a Record of a Pendulum Seismometer Subject to Friction at its Recording Point. Proc. Imp. Acad. Tokyo 8, 155—158, 1932, Nr. 5. Unter der Annahme, daß die Reibung an der Indikatorspitze mit konstantem Betrag in Richtung der relativen Bewegung zwischen Indikatorspitze und Schreibpapier wirkt, wird für sinusförmige Aufzeichnungen die Differentialgleichung der Indikatorbewegung nach einem Näherungsverfahren integriert. Das Ergebnis wird so dargestellt, daß die wahre Bodenbewegung aus sinusförmigen Registrierkurven gefunden werden kann. *K. Jung.*

**K. Wold.** Modernization of old Sterneck-pendulum-apparatus for relative gravity determinations. Gerlands Beitr. 36, 269—274, 1932, Nr. 2/3.

**G. Jelstrup.** Description of the converted Sterneck-pendulum-apparatus. Gerlands Beitr. 36, 275—279, 1932, Nr. 2/3. Um Messungen mit dem Sterneckschen Pendel mit einer heute verlangten Genauigkeit zu ermöglichen, wurde es entsprechend modifiziert. Es war notwendig, das Pendel im luftverdünnten Raum schwingen zu lassen, der die Temperatur möglichst konstant hält, und eine geeignete Vorrichtung zur genauen Bestimmung der Koinzidenzen zu schaffen. In der zweiten Arbeit bespricht der Verf. die neue Anordnung. Das Pendel steht in einem gegen Wärmestrahlung abgeschirmten Glasrezipienten mit eingebautem Manometer und Thermometer auf einer gegen Wärmeleitung geschützten Aluminiumplatte, die außerdem noch durch eine elektrische Heizvorrichtung den Raum automatisch während der Messung auf einer bestimmten Temperatur hält. Der Koinzidenzapparat ist ersetzt durch eine photoelektrische Registrierung der Pendelschwingungen in Verbindung mit einer synchronisierten Uhr und den Zeitzeichen von Nauen, Lafayette und Rugby. *F. Steinhäuser.*

**Th. Koulomzine und A. Boesch.** Abhandlung über die von den Askania-Werken erbaute Vertikal-Feldwaage von Schmidt. ZS. f. Geophys. 8, 166—180, 1932, Nr. 3/4. Es werden die in der Konstruktion begründeten Fehlerquellen der magnetischen Vertikalfeldwaage eingehend untersucht. Wenn man, wie üblich, bei der Messung den Apparat um 180° dreht und aus den Ab-

lesungen das Mittel bildet, haben Ungenauigkeiten der Orientierung und der Vertikalstellung des Instrumentes keinen Einfluß auf das Resultat. Wichtig aber ist, daß ein etwaiges Spiel zwischen Apparat und Drehungsachse den Betrag von 5'' nicht überschreitet. Dieser Anforderung genügen die bisherigen Stative nicht. Es wird ein diesen anzupassendes Aufsatzsystem beschrieben, bei dessen Verwendung eine genügend feste Aufstellung gewährleistet ist. Weitere Ausführungen behandeln den Temperaturkoeffizienten des Magnetsystems. Es wird eine neue Konstruktion des Magnetsystems angegeben, bei der für alle Lagen des Schwerpunktes und für alle auf der Erde vorkommenden Beträge der Vertikalintensität der Temperaturkoeffizient konstant gleich Null gehalten wird. Die neue Konstruktion ist der alten äußerlich ähnlich und kann in den gleichen Apparaten verwendet werden.

*K. Jung.*

**F. Kaselitz.** Ein neuer Integrator zur Berechnung von Schwerewerten. ZS. f. Geophys. 8, 191—195, 1932, Nr. 3/4. Mit dem neuen Integrator der Askania-Werke können Integrale von der Form  $\sin \varphi \, dr$ ,  $\sin 2 \varphi \, dr$ ,  $\sin 3 \varphi \, dr$ ,  $\sin \varphi / r \cdot dr$ ,  $\sin 2 \varphi / r \cdot dr$ ,  $\sin 3 \varphi / r \cdot dr$  ( $r$ ,  $\varphi$  = Polarkoordinaten) durch Umfahren des Integrationsbereiches ermittelt werden. Der Integrator soll in erster Linie zur Bestimmung der Wirkung gegebener Massenformen auf die Schwereintensität, den Gradienten und die Krümmungsgröße verwendet werden. Auf die Beschreibung des Instruments folgen die Angaben über die Genauigkeit und Zeitaufwand an Hand eines durchgerechneten Beispiels.

*K. Jung.*

**A. Stäger.** Eignung des strahlungsempfindlichen Blinklichtgeräts für die Messung und Registrierung von photoelektrisch wirksamen und ionisierenden natürlichen Strahlungen. Gerlands Beitr. 36, 145—149, 1932, Nr. 1. Es wird die Anwendung der vom Verf. in Helv. Phys. Acta (1) 5, 26—30, 1932 angegebenen Methode der Strahlungsmessung mittels einer Blinklichtanordnung (Glimmlampe mit Parallelkapazität und Widerstand in Serie) auf geophysikalische Strahlungsmessungen beschrieben. Zur Messung von Ultraviolett oder sichtbarem Licht müssen die Strahlen direkt die photoelektrisch wirksamen Elektrodenbestandteile der Glimmlampe treffen. Sollen durchdringende Strahlen gemessen werden, so können diese die Glimmlampe oder eine zu ihr parallel geschaltete Ionisationskammer treffen. Ein Vorteil der Methode ist, daß sie trotz großer Gesamtkapazität sehr empfindlich gestaltet werden kann. Ein für praktische Meßzwecke geeigneter Apparat kann leicht, feuchtigkeits- und erschütterungsunabhängig gebaut werden. Die Methode eignet sich auch für Fern- und Parallelregistrierungen.

*R. Steinmaurer.*

**Ulrich Chorus.** Beitrag zur Kenntnis der Cadmiumzelle. Gerlands Beitr. 36, 280—303, 1932, Nr. 2/3. Es wurden die spektralen Empfindlichkeitsverhältnisse von fünf Cadmiumzellen zu einer Vergleichszelle im Wellenbereich von 253,7 bis 435,8  $m\mu$  untersucht, wobei sich große Verschiedenheiten ergaben und von 336,5 bis 435,8  $m\mu$  keine merkliche Empfindlichkeit mehr feststellbar war. Ferner wurden mit einem Monochromator und Vakuumthermoelement die Empfindlichkeitskurven dreier Zellen bestimmt. Eine spätere Nachmessung der Empfindlichkeitsverhältnisse zeigte, daß sich in der Zwischenzeit die Vergleichszelle stark geändert hatte. Aus der terrestrischen Energieverteilung der Sonnenstrahlung für verschiedene Luftmassen berechnet der Verf. mit den gefundenen Empfindlichkeitswerten der Zellen und bei Annahme eines Abfalles der Empfindlichkeit nach einer  $e$ -Potenz bei Wellen größer 312  $m\mu$  den Photostrom. Vergleichsmessungen mit zwei Zellen vor der Sonne ergaben von den in Abhängigkeit von den durchstrahlten Luftmassen berechneten abweichende Werte, was auf den willkürlich angenommenen

Abfall gegen den langwelligen Bereich zurückzuführen sein mag, da mit zunehmender Luftmasse der optische Schwerpunkt immer mehr in diesem Bereich verschoben wird. Bei Anwendung eines Minosglasfilters, das nur Wellen größer als 300 m $\mu$  durchläßt, ist die Verschiebung des optischen Schwerpunktes mit wachsender Luftmasse geringer. *F. Steinhauer.*

**A. K. Das.** A new upper air pressure indicator. Gerlands Beitr. 36, 1—3, 1932, Nr. 1. Das beschriebene Gerät basiert auf dem Prinzip des Luftthermometers. Eine kleine Glaskugel ist mit einer spiralförmig gekrümmten Glaskapillare versehen, in der sich ein Tropfen konzentrierter Schwefelsäure befindet. Unterhalb des offenen Endes der Kapillare ist eine Mischung von Kaliumchlorat und Zucker angebracht, die bei Berührung mit Schwefelsäure sich entzündet. Dieses Gerät kann so geeicht werden, daß bei einem annähernd gewünschten Luftdruck gerade infolge der Expansion des durch die Schwefelsäure abgeschlossenen Luftvolumens die Entzündung des Gemisches erfolgt. Dieses überaus leichte und sehr billige Gerät wird in Indien dazu verwendet, um bei Pilotaufstiegen auch die Höhenlage bestimmter Isobarenflächen zu erfahren. Selbstverständlich muß durch geeigneten Schutz dafür gesorgt werden, daß das Gerät während des Aufstieges isotherm bleibt. *M. Toperczer.*

**A. K. Das, B. B. Roy and D. N. Dasgupta.** An inexpensive upper air temperature indicator. Gerlands Beitr. 36, 4—6, 1932, Nr. 1. In gleicher Weise kann das in vorstehendem Referat beschriebene Instrument dazu verwendet werden, die Höhe einer bestimmten Isothermenfläche zu ermitteln. Das Zündgemisch wird in ein kleines dünnwandiges Glas- oder Kupfergefäß gegeben und dasselbe luftdicht mit dem offenen Ende der Kapillare verbunden. Während alles Übrige möglichst gegen Wärmeübergang geschützt wird, bleibt das den Zündsatz enthaltende Gefäß in Berührung mit der Luft. Beim Aufstieg wird dann infolge der durch die Temperaturabnahme bewirkten Volumenkontraktion der Luft vor dem Schwefelsäuretropfen derselbe gegen den Zündsatz getrieben und setzt denselben bei einer vorher bestimmten Temperatur in Brand. Die Erreichung einer bestimmten Isothermenfläche wird als Rauchwolke im Fernrohr des Ballontheodoliten wahrgenommen. *M. Toperczer.*

**M. Robitzsch.** Der Ventilationsfaktor. Gerlands Beitr. 36, 133—144, 1932, Nr. 1. Das Newtonsche Abkühlungsgesetz in seiner ursprünglichen Form zeigt bei höheren Temperaturdifferenzen (etwas 5° und mehr) Abweichungen, die sich aus der Tatsache erklären, daß der Proportionalitätsfaktor zwischen Abkühlungsgeschwindigkeit und Temperaturdifferenz als Konstante vorausgesetzt ist. Verf. zeigt, indem er zwischen dem abzukühlenden Körper und dessen Umgebung eine Übergangsschicht annimmt, daß dieser Faktor (Ventilationsfaktor genannt) nicht nur von der Struktur des Ventilationsstromes, sondern auch von der Oberflächenbeschaffenheit und der Form des sich abkühlenden Körpers abhängt. Das Abkühlungsgesetz eines feuchten Körpers in feuchter Luft ist ähnlich aufgebaut, nur daß statt der gewöhnlichen Temperaturen die Äquivalenttemperaturen gesetzt werden. In diesem Falle besteht der Ausdruck für die Abkühlungsgeschwindigkeit aus zwei Teilen, von denen der zweite Teil einen Wärmetransport darstellt, der durch einen Feuchtigkeitstransport bedingt wird. Diese Größe bringt physikalische und physiologische „Klimaelemente“ miteinander in Beziehung. Im zweiten Teil dieser Arbeit werden vier Methoden zur Bestimmung des Ventilationsfaktors angegeben. *H. Ebert.*

**J. Egedal.** Über eine Messung der Bewegung von Pfeilern. ZS. f. Geophys. 8, 195—196, 1932, Nr. 3/4. Zur Prüfung von einem Satz Niveauvariometer und einem hydrostatischen Nivellierapparat wurde die Variation des Höhenunter-

schiedes zweier um 5 m voneinander entfernter Pfeiler nach zwei verschiedenen Methoden während eines Jahres gemessen. Übereinstimmend ergibt sich die jährliche Schwankung zu etwa 100  $\mu$ .

*K. Jung.*

**F. Ackerl.** Die Schwerkraft in Nordamerika und Westeuropa. Gerlands Beitr. 36, 155—170, 1932, Nr. 2/3.

*H. Ebert.*

**Franz Ackerl.** Das Schwerkraftfeld der Erde. Wiener Ber. 140 [2a], 743—752, 1931, Nr. 9/10. Bereits berichtet nach Wiener Anz. 1931, S. 241; vgl. Phys. Ber. S. 746.

*Scheel.*

**Alfred C. Lane.** Pratt and Airy and Isostasy. Science (N.S.) 76, 53—54, 1932, Nr. 1959. An Hand von Zitaten aus den grundlegenden Darstellungen von Pratt und Airy werden deren Standpunkte kurz dargelegt und ihre Argumente mit den heutigen Anschauungen verglichen.

*K. Jung.*

**William Bowie.** A method for testing Airy and Pratt isostasy. Gerlands Beitr. 36, 171—176, 1932, Nr. 2/3. Der Verf. glaubt, daß nur geodätische Methoden die Tiefe der Kompensation bestimmen und die Entscheidung zwischen Prattischer oder Airyscher Hypothese bringen können. Dazu wären viele Schwere- und Lotabweichungsmessungen in Gebirgsgegenden erwünscht. Aus Daten von 56 Stationen in 3835 Fuß mittlerer Höhe in Nordamerika, von 20 Stationen in 2675 Fuß mittlerer Höhe in Kanada und von 8 Stationen in 8595 Fuß mittlerer Höhe in Mexiko wurden Ausgleichstiefen von 95 km bzw. 99 und 94 km berechnet, was aber noch nicht für entscheidend angesehen wird, solange nicht mehr Messungen vorliegen. Von Bedeutung sind auch die Annahmen, die über die Dichteunterschiede des Gebirgsunterbaues und des Materials, in das es eingesenkt ist, gemacht werden können.

*F. Steinhauser.*

**W. Heiskanen.** Der heutige Stand der Isostasiefrage. Gerlands Beitr. 36, 177—205, 1932, Nr. 2/3. Es werden die Ergebnisse der nach der Pratt-Hayfordschen Hypothese bestimmten Ausgleichstiefe und der nach Airy gefundenen Erdkrustendicke, Schwingers Methode der Bestimmung der Lage und Form der Störungsmassen, die Ergebnisse der Schweremessungen von Vening Meinesz im Ozean in Westindien und im niederländisch-ostindischen Archipel, verschiedene neue Arbeiten über Schwereanomalie und Geoidundulationen und die Frage der elliptischen Form des Erdäquators besprochen. Danach wird als gesichert festgestellt, daß im allgemeinen die Erde im isostatischen Gleichgewicht ist und ohne dessen Störung die Deltabildung großer Flüsse vor sich geht. Die noch nicht ausgeglichenen vulkanischen Gebiete und Meerestiefen suchen durch Einsinken bzw. Hebung den Gleichgewichtszustand herzustellen. Unter den Ergebnissen, die für die Airysche Hypothese sprechen, wird angeführt, daß sie die Dicke der Sialschicht in Übereinstimmung mit den Ergebnissen seismischer Untersuchungen zu 0 bis 70 km mit dem Maximum unter Gebirgen und dem Minimum unter den Ozeanen ergibt. Weiter zu untersuchen wäre noch die Elliptizität des Erdäquators durch Messungen mit geeignet zu konstruierenden statischen Schweremessern, Größe und Verteilung der Geoidundulation im Verhältnis zum Niveausphäroid, die Ursache der Überschwere auf den Ozeanen, die regionale Kompensation, wieviel nahe der Erdoberfläche und wieviel tiefer oder unter der Erdkruste kompensiert wird. Für weitere Fortschritte wird ein Zusammenarbeiten der Geodäten, Seismiker und Geologen als besonders förderlich festgestellt.

*F. Steinhauser.*

**A. Prey.** Zur Frage nach dem isostatischen Massenausgleich in der Erdkruste. Gerlands Beitr. 36, 242—268, 1932, Nr. 2/3. In einer

früheren Arbeit hatte der Verf. die Form der Niveaufläche und den Verlauf der Schwere auf einer nichtisostatischen Erde berechnet. Dieselbe Untersuchung führt er nun für die — wegen der mathematischen Vereinfachung — nach Pratt ausgeglichenen Erde durch. Die Darstellung der Massenverteilung der Erde durch Kugelfunktionen und eine Ausgleichstiefe von 120 km werden zur Voraussetzung genommen und damit die Erhebung des Geoids über die Normalkugel berechnet. Die Erhebung der Niveaufläche beträgt in Eurasien, Afrika und Nordamerika 20 bis 30 m mit einem Maximum von 47,4 m in Zentralasien, in Australien und Südamerika 15 bis 20 m und ist auch in der Antarktis und im Nordpolgebiet positiv. In den Ozeanen findet Verf. eine Depression bis 20 m mit dem Maximum 24,9 m in der Mitte des Großen Ozeans. Ein Vergleich der Tabelle der nach Bouguer reduzierten Schwerewerte der kompensierten Erde mit den nun neuerdings verbesserten Werten der nichtisostatischen Erde zeigt bei der ausgeglichenen Erde negative Anomalien auf dem Festland und positive über den Ozeanen, also bessere Übereinstimmung mit der Erfahrung als bei fehlender Massenkompensation und kann daher als Stütze für die Hypothese der Isostasie betrachtet werden. Aus den durch die Freiluftreduktion verbesserten Schwerewerten kann die Form des Geoids bestimmt werden bis auf Undulationen, die durch Kugelfunktionen erster Ordnung dargestellt werden. Große Undulationen würden dabei auf eine nichtisostatische Erde schließen lassen, während kleine Undulationen als Zeugnis für den Massenausgleich der Erde angesehen werden können.

*F. Steinhäuser.*

**R. A. Sonder.** Die Häufigkeit der Elemente und Isotopen und die neuen Periodizitätsgesetze des Atombaus. Gerlands Beitr. 36, 319—378, 1932, Nr. 2/3. Im chemischen Aufbau der Erde wird eine Dreistufung festgestellt: die Steinzone, die vorwiegend Elemente mit mittlerem Atomvolumen enthält und der kosmischen Urmischung am nächsten kommt, als Entmischungsprodukt eine Fe-Ni-Zone mit Elementen von kleinem Atomvolumen und eine äußerste Schicht mit Elementen von großem Atomvolumen (Edelgase), die von der Erde abgewandert ist. Die Untersuchung der Häufigkeit der einzelnen Elemente führt zu einem Periodizitätsgesetz nach der Ordnungszahl der Elemente, das sich mathematisch als arithmetische Reihe dritter Ordnung darstellt. Ähnliche Gesetze werden in der Isotopenhäufigkeit der Elemente und in der Häufigkeit der Außenelektronen gefunden. Auf Grund dieser Gesetze werden Schlüsse auf Packungsgesetze der Atome gezogen. Danach baut sich das Atom auf aus einem Nucleus, der die Häufigkeitsverteilung der Elemente bedingt, einem Kernhüllmantel, von dem die Isotopenhäufigkeit abhängt, und Außenelektronen. Aus der Häufigkeit der Elemente schließt der Verf., daß das System der Elemente in einer Entwicklung vom einfachen zum komplizierteren Atom ist und einen stationären Zustand der Entwicklung noch nicht erreicht hat.

*F. Steinhäuser.*

**E. Kantzenbach.** Ein Beitrag zur Frage der Vereisung. Meteorol. ZS. 49, 202—203, 1932, Nr. 5. Es wird von einem Vereisungsfall berichtet, bei dem an dem in Gang befindlichen Propeller eines Flugzeuges der Eisansatz in Form von Raufrost auftrat, während die Maschine auf dem Boden stand.

*Fritz Hänisch.*

**P. G. Nutting.** The solution and colloidal dispersion of minerals in water. Journ. Washington Acad. 22, 261—267, 1932, Nr. 10. Zur Aufklärung der bei der Verwitterung von Gesteinen sich abspielenden Vorgänge wurde die Löslichkeit mehrerer Gesteine (unter anderem zersetzte Granite, Bleicherden, Diabas, Olivin, Bentonit und verschiedene Kieselsäuregele) in kaltem und heißem Wasser untersucht. Bei gewöhnlicher Temperatur beträgt die Sättigungskonzen-

tration in reinem Wasser nach wiederholtem Waschen 30 bis 100 Teile auf eine Million Teile Wasser. Bei 80° ist die Sättigungskonzentration um etwa die Hälfte höher. Kieselsäuregele zeigen etwas größere, aber doch in der Größenordnung mit den obigen Gesteinen übereinstimmende Löslichkeiten. Die so erhaltenen Lösungen können auf etwa das Zehnfache konzentriert werden, ohne auszufallen. Die Eindampfrückstände enthalten fast nur Si O<sub>2</sub>. Es konnte gezeigt werden, daß viele Gesteine allein durch die Einwirkung von Wasser in Bleicherden übergeführt werden können, doch ist die Qualität dieser Bleicherden nicht unabhängig vom Ausgangsgestein.

*E. Heymann.*

**Harold Jeffreys.** The deformation of the earth due to unsymmetrical cooling. Monthly Not. Roy. Astron. Soc. Geophys. Suppl. 3, 53—59, 1932, Nr. 2. Für die Wärmeentwicklung in der Erdkruste wird eine Entwicklung nach Kugelfunktionen angesetzt. Hieraus werden die infolge der damit verbundenen Massenausdehnung auftretenden Kräfte und Spannungen berechnet, sowie die Deformation der Erdoberfläche und der Einfluß der Massenauflockerung auf das Gravitationspotential. Die Wirkung auf das Schwerefeld ist für die ersten Glieder der Entwicklung etwa  $\frac{1}{10}$  der Wirkung, die eine nicht mit Auflockerung verbundene gleich große Störung der Erdoberfläche ausüben würde. Einige Betrachtungen über die Bedeutung verschieden starker Abkühlung in der Erdkruste für die Bildung von Kontinenten, Ozeanen, Brückenkontinenten und Geosynklinalen bilden den Schluß.

*K. Jung.*

**Harold Jeffreys.** On the stresses in the earth's crust required to support surface inequalities. (Second paper.) Monthly Not. Roy. Astron. Soc. Geophys. Suppl. 3, 60—69, 1932, Nr. 2. Die in einer früheren Arbeit gebrachten theoretischen Untersuchungen über die Beanspruchung der Erdkruste durch den Druck der ihr aufgelagerten Gebirgsmassen werden fortgesetzt. Es wird untersucht, welche dem hydrostatischen Zustand möglichst nahe kommenden Kraftverteilungen in einem mit Masse belegten elastischen Halbraum verschiedene typische Lastverteilungen tragen können. Weitere Untersuchungen befassen sich mit dem der Isostasie entsprechenden Fall der dünnen, auf einer Kugel schwimmenden Kruste.

*K. Jung.*

**Th. Niethammer.** Nivellement und Schwere als Mittel zur Berechnung wahrer Meereshöhen. Veröff. d. Schweizer Geodät. Komm. 51 S., 6 Textfig., 25 Tafeln, 1932. Da benachbarte Niveaulächen nicht überall gleichen Abstand haben, sind die Nivellements Höhen mit den wahren Meereshöhen nicht identisch. Die Differenz zwischen beiden Arten von Höhen steht mit der Schwereverteilung in enger Beziehung. Es werden diese Beziehungen eingehend diskutiert und für das Polynom Reichenau—Oberalp—St. Gotthard—Bernardin—Reichenau berechnet. Der Schlußfehler dieses Polygons ergibt sich zu 0,517 cm, die Differenz wahre Meereshöhe—Nivellements Höhe in extremen Fällen zu —3,47 cm und +19,03 cm. Alle bei den Berechnungen notwendigen Tabellen sind in der Arbeit enthalten und das notwendige Kurvenmaterial ist ihr beigegeben. Eine kurze Betrachtung über die bei einer vollständigen Reduktion des Schweizer Präzisionsnivelements zu leistende Arbeit bildet den Schluß.

*K. Jung.*

**N. Stoyko.** Sur les déplacements périodiques des continents. C. R. 194, 2225—2226, 1932, Nr. 25. Zeitbeobachtungen der dem Bureau international de l'heure (Paris) angeschlossenen Observatorien lassen eine periodische Variation der geographischen Länge erkennen. Die Periode beträgt etwa 11 Jahre, ist also der Sonnenfleckperiode nahezu gleich; die Amplitude beträgt 0,03 bis 0,06 sec. Zur Erklärung wird angenommen, daß sich Amerika, Eurasien und ein-



zelne Teile von Eurasien gegeneinander periodisch verschieben. Eine Kontinentalverschiebung im Sinne Wegeners wurde nicht gefunden. *K. Jung.*

**Ernest Esclangon.** Remarques au sujet de la Note précédente (N. Stoyko: Sur les déplacements périodiques des continents). C. R. 194, 2227—2228, 1932, Nr. 25. Ein Hinweis auf die Bedeutung der vorstehenden Untersuchungen und Andeutung weiterer wichtiger Aufgaben, die das Bureau international de l'heure zu lösen berufen ist. *K. Jung.*

**Alfred Denizot.** Sur la théorie du gyroscope de Foucault. S.-A. Bull. Soc. des Amis des Sciences de Poznań 1932, Livr. 5, 11 S. Eine einfache Theorie der Bewegung eines im Schwerpunkt unterstützten, auf der rotierenden Erde aufgestellten Kreisels mit drei und zwei Freiheitsgraden. *K. Jung.*

**H. Witte.** Beiträge zur Berechnung der Geschwindigkeit der Raumwellen im Erdinnern. Göttinger Nachr. 1932, S. 199—241, Nr. V, 1. Im ersten Kapitel werden die Bedingungen festgestellt, unter denen es möglich ist, mit Hilfe einer Abelschen Integralgleichung die Geschwindigkeit der Raumwellen im Erdinnern nach der Wiechert-Herglotzschens Methode zu berechnen. Die Geschwindigkeit  $v$  der Raumwellen muß als Funktion des Radius  $r$  stetig sein und mit wachsendem  $r$  abnehmen.  $d v/d r$  muß ebenfalls stetig sein und darf nirgends gleich  $v/r$  werden. Hieraus ergeben sich entsprechende Bedingungen für die Laufzeitkurve, die der Rechnung zugrunde gelegt wird. Diese muß aus dem Nullpunkt hervorgehen, darf nirgends unterbrochen sein und muß in jedem Punkt eine stetige, zur  $\mathcal{L}$ -Achse konkave Krümmung aufweisen. Ist die Laufzeitkurve nicht vom Nullpunkt ab bekannt, so lassen sich nicht die Scheitelradien der einzelnen Strahlen berechnen, wohl aber näherungsweise ihre Verhältnisse. Im zweiten Kapitel wird nach Diskussion der bisher bekannten Laufzeitkurven das Wiechert-Herglotzschens Verfahren angewandt auf die neuesten Laufzeitkurven, die von H. Jeffreys 1931 und 1932 für die  $P_n$ - und  $S_n$ -Wellen veröffentlicht sind. Die Kurven, die  $v_P$  und  $v_S$  als Funktion von  $r$  darstellen, unterscheiden sich nur unwesentlich von den früher von verschiedenen Autoren berechneten. Sie verlaufen ziemlich glatt, lassen vielleicht bei 1000 km Tiefe, sicher aber bei 2700 km eine Diskontinuitätsfläche vermuten. Außerdem werden die aus  $v_P$  und  $v_S$  berechneten Werte der Poisson'schen Konstanten bis zu einer Tiefe von 2700 km angegeben. *Heinrich Jung.*

Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen. IV. **Walter Rohrbach.** Über die Dispersion seismischer Oberflächenwellen. ZS. f. Geophys. 8, 113—129, 1932, Nr. 3/4. An 37 in Göttingen, Apia (Samoa) und Zi-Ka-Wei (Schanghai) registrierten Bebenaufzeichnungen mit besonders deutlichen Oberflächenwellen wird die Dispersion der Oberflächenwellen untersucht. Die Dispersion ist in allen Fällen normal. Eine für alle Beben gültige Dispersionskurve gibt es nicht. In erster Linie hängt die Dispersionskurve vom durchlaufenen Weg ab: für gleiche Wellenlängen ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit größer bei subozeanischem Weg als bei subkontinentalem. Ausgesprochen subozeanischen Charakter hat der östliche Pazifik; der Atlantik und die Südsee (SW-Pazifik) haben Übergangscharakter, mehr schon kontinentalen. Mit wachsender Herdentfernung nimmt die Geschwindigkeit einer bestimmten Wellenlänge, auch bei gleichartigem Untergrund, ab. Liegt eine der Komponenten des Horizontalseismographen nahezu im Azimut der ankommenden Wellen, so können Querschwingungen und Rayleighwellen nach ihren Dispersionskurven unterschieden werden, auch wenn sie sich überlagern. Gleichen Wellenlängen entsprechen bei den Querschwingungen größere Geschwindigkeiten als bei

den Rayleighwellen. Die Tiefe der obersten Schichtgrenze wird für Eurasien aus der Dispersionskurve berechnet, für den Fall, daß Gruppengeschwindigkeiten, und für den Fall, daß Phasengeschwindigkeiten maßgebend sind. Die erste dieser Annahmen gibt wesentlich bessere Übereinstimmung der aus verschiedenen Wellenlängen berechneten Resultate als der zweite Fall. Die Schichtdicke ist unter Asien rund 20 km, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in ihr 3,1 km/sec, unter ihr 4,1 km/sec. *K. Jung.*

Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen. V. **Heinr. Blut.** Ein Beitrag zur Theorie der Reflexion und Brechung elastischer Wellen an Unstetigkeitsflächen. *ZS. f. Geophys.* 8, 130—144, 1932, Nr. 3/4. Für eine auf eine Grenzfläche zweier elastisch verschiedener Medien treffende longitudinale Welle werden die Amplitudenverhältnisse der reflektierten und durchgehenden longitudinalen und transversalen Wellen formelmäßig angegeben. Dasselbe wird für eine einfallende transversale Welle gemacht. Die Amplituden der von der Grenzfläche ausgehenden Wellen sind in Bruchteilen der Amplitude einer einfallenden longitudinalen Welle in Abhängigkeit des Einfallswinkels graphisch dargestellt, und zwar für die aneinander angrenzenden Medien Fels/Eis und Granitschicht/Deckgebirge sowie umgekehrt. Aus den Amplitudenverhältnissen werden die Energieanteile der einzelnen Wellen berechnet, und es wird gezeigt, welche Fehler man begeht, wenn man bei einfallender longitudinaler Welle von den von der Grenzfläche ausgehenden Wellen die transversalen vernachlässigt. *W. Schneider.*

**A. W. Lee.** The effect of geological structure upon microseismic disturbance. *Monthly Not. Roy. Astron. Soc. Geophys. Suppl.* 3, 83—105, 1932, Nr. 2. Zunächst wird durch Berechnung nachgewiesen, daß die Aufzeichnung der mikroseismischen Bodenbewegung von einem Pfeiler der üblichen Bauart nicht störend beeinflußt wird, die Registrierungen somit die Bewegung des Erdbodens angeben. Dagegen beeinflussen die über dem festen Grundgebirge gelegenen Deckschichten die Amplituden der mikroseismischen Bodenbewegung erheblich. Die von Love entwickelte Theorie der Oberflächenwellen wird vom Verf. zur Anwendung auf kompressible Medien erweitert und auf Schichten von Kalkgestein, Sandgestein und Ton über Granit angewandt. Das Verhältnis der horizontalen zur vertikalen Komponente hängt von Material und Dicke der Deckschicht ab. Bei gleicher Energie ist die Amplitude in der Deckschicht größer als die der Rayleighwellen in Granit, dabei beeinflussen Deckschichten von weniger als 1 km Mächtigkeit die horizontale Komponente stärker als die vertikale. Mehrere Figuren mit Kurven erläutern die Ergebnisse in anschaulicher Weise. Zum Vergleich mit den theoretischen Betrachtungen sind für mehrere europäische Erdbebenstationen die mittleren Amplitudenkomponenten und die geologischen Untergrundverhältnisse angegeben. *K. Jung.*

**A. W. Lee.** Microseismic disturbance in Great Britain during 1930 January: A comparison of the records of seven observatories. *Monthly Not. Roy. Astron. Soc. Geophys. Suppl.* 3, 105—116, 1932, Nr. 2. *Scheel.*

**E. Gherzi.** Cyclones and microseisms. *Gerlands Beitr.* 36, 20—23, 1932, Nr. 1. Ein ergänzender und aufklärender Beitrag zur Diskussion mit Gutenberg über die Existenz von Mikroseismen, die durch Stürme verursacht werden, neben den durch Brandung erzeugten. *F. Steinhauser.*

**Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai.** Possibility of Free Oscillations of Strata excited by Seismic Waves. Part IV. *Bull. Earthq.*

Res. Inst. 10, 273—298, 1932, Nr. 2. Zwei Deckschichten überlagern mit parallelen Grenzflächen die Grundsicht. Aus der Tiefe der Grundsicht kommt senkrecht zu den Grenzflächen die Bodenbewegung an, longitudinal oder transversal, von ungedämpft sinusförmigem Verlauf mit zeitlich begrenzter Dauer oder nach Art eines einzelnen, mehr oder weniger scharfen Stoßes. Es wird theoretisch untersucht, wie die Schwingungsform von den Deckschichten beeinflusst wird. Fast 30 Figuren zeigen die Ergebnisse der numerischen Auswertung besonders übersichtlicher und interessanter Spezialfälle. Bei den ankommenden Sinuswellen treten an der Oberfläche deutlich abgegrenzte Gruppen von Schwingungen auf, deren zeitlicher Abstand den Ankunftszeiten der verschiedenen Reflexionen entspricht. Bei ankommendem Stoß tritt an der Oberfläche eine abklingende Schwingung auf, deren Maxima den Reflexionen entsprechen. *K. Jung.*

**Yosio Katô and Saemon-Tarô Nakamura.** Magnetic Disturbance in the Seismic Area of the Earthquake of November 26th, 1930. Sc. Reports Tôhoku Univ. 21, 96—113, 1932, Nr. 1. Genau vermessene Störungen der magnetischen Inklination in dem Epizentralgebiet des Erdbebens vom 26. November 1930 werden rechnerisch untersucht. Die gemessenen Werte können näherungsweise dargestellt werden durch Einlagerung eines Paares einfacher Magnete in einem gewissen Abstand voneinander auf beiden Seiten der Hauptbruchlinie. Ihre Tiefe würde nahezu 3 km und ihr Abstand 5,2 km betragen. Ob die Störungen hierdurch oder besser durch eine homogen magnetisierte kugelförmige Einlagerung, oder durch eine Änderung der magnetischen Suszeptibilität des Gesteins, oder vielleicht auch durch eine Magnetostruktionswirkung zu erklären sind, wird erörtert, aber nicht sicher entschieden. *Schmerwitz.*

**W. Hiller.** Das Beben in NW-Tirol am 8. Oktober 1930. Seismische Ber. d. Württemberg. Erdbebenwarten 1930, Anhang S. 4—6. Aus den Einsatzzeiten von  $P$  der näher gelegenen Stationen wurde nach der Hyperbelmethode als mikro-seismisches Epizentrum ermittelt:  $47^{\circ} 23' N$  und  $10^{\circ} 40' E$  Gr., das mit der am stärksten erschütterten Gegend von Namlos und Berwang in NW-Tirol zusammenfällt. Die Zeitdifferenz ( $\bar{P} - P_n$ ) verschiedener Stationen ergibt eine Herdtiefe von etwa 30 km. Die azimutale Verteilung von Zug und Stoß bei  $P$  und  $P_n$  wird näher untersucht. Dabei zeigt es sich, daß sich  $P$  und  $P_n$  jeweils gerade umgekehrt verhalten. Die Verteilung von Stoß und Zug ist eine ganz regelmäßige; es ergibt sich eine sogenannte „Knotenlinie“, etwa von  $N 60^{\circ} W$  nach  $S 60^{\circ} E$  verlaufend. Auf der einen Seite, gegen die Alpen hin, ist  $P$  ein Stoß und  $P_n$  ein Zug; auf der Seite nach dem Alpenvorland hin ist  $P$  ein Zug und  $P_n$  ein Stoß. Zur Deutung dieser Beobachtungen wird angenommen, daß sich in der Tiefe ein größerer Schichtenkomplex einem anderen unterschoben hat, und zwar in der Richtung von  $N 30^{\circ} E$  nach  $S 30^{\circ} W$ . *Hiller.*

**W. Hiller.** Die beiden Alb-Beben am 11. und 22. Dezember 1931. Seismische Ber. d. Württemberg. Erdbebenwarten 1931, Anhang S. 1—9. Beide Beben wurden in einem Gebiet von etwa 40 bis 50 km Durchmesser verspürt, größte Intensität 4 bis 5. Die beiden makroseismischen Gebiete fallen aber nicht zusammen; das makroseismische Epizentrum des ersten Bebens ist auf der Balinger-Ebinger Alb zu suchen, während das des zweiten auf die Reutlinger-Uracher-Münsinger Alb fällt, also etwa 35 km vom ersten entfernt. Die mikro-seismisch ermittelten Epizentren stehen mit den makroseismischen Beobachtungen im Einklang; nach der Hyperbelmethode ergeben sich als Epizentren: für das Beben am 11. Dezember  $48^{\circ} 15,5' N$  und  $8^{\circ} 54,0' E$  Gr.; für das Beben am 22. De-

zember 48° 25,2' N und 9° 21,0' E Gr. Die Herdtiefe des ersten Bebens betrug etwa 35 km, die des zweiten etwa 20 km. Für die Tiefe der Hauptunstetigkeit (Mohorovičić) ergab das erste Beben 46 km, für die Tiefe der oberen Unstetigkeit (Conrad, Grenze zwischen der „granitischen“ und der „basaltischen“ Zone) das zweite Beben 20 bis 25 km. Die Laufzeitkurven von  $Q$  und  $S^*$  beim ersten Beben (wegen der Herdtiefe von etwa 35 km fehlt  $S$ ) schneiden sich in einer Epizentralentfernung von etwa 105 km, von da an trifft  $S^*$  vor  $Q$  ein. Beim zweiten Beben schneiden sich die Laufzeitkurven von  $Q$  und  $S$  bei etwa 60 km Distanz, von da an trifft  $\bar{S}$  vor  $Q$  ein. Der Herd des Bebens am 11. Dezember 1931 ist wohl derselbe wie der der beiden mitteleuropäischen Beben am 16. November 1911 und 20. Juli 1913. Dagegen ist der Herd des Bebens am 22. Dezember 1931 unter der mittleren Alb zwischen Echaz- und Ermstal neu; bisher wurde in dieser Gegend, die im südwestlichen Randgebiet der sogenannten Uracher (tertiären) Vulkanembryone liegt, noch kein Bebenherd mit Sicherheit nachgewiesen. *Hiller.*

**Karl Frisch.** Some data concerning the angles of emergency in strong earthquakes according to registrations in Tartu. Gerlands Beitr. 36, 13—19, 1932, Nr. 1. Der Verf. gibt auf Grund der Aufzeichnungen eines vollständigen Satzes von Wilip-Galitzin-Pendeln die Emergenzwinkel und Azimute von  $P$ -Wellen bei den drei starken Beben Anfang 1931 (Mexiko, 15. Januar 1931, China, 15. Januar 1931 und Neuseeland, 2. bis 3. Februar 1931) an. Während bei den beiden ersten Beben die Einsätze bis  $PPPP$  gut beobachtet werden konnten, waren beim Neuseelandbeben die Einsätze bis  $PPPPP$  und bis  $PPPP'$  (Reflexion auf der anderen Seite) deutlich zu erkennen. *M. Toperczer.*

**R. Bureau.** Recherches goniométriques sur les atmosphériques. C. R. 194, 2073—2074, 1932, Nr. 23. Eine selbstentworfenen Apparatur zur Richtungsbestimmung atmosphärischer Störungen wird beschrieben. Über längere Zeiträume erstreckte Messungen zeigten während der Nacht zwei Hauptquellen: eine nahezu NS vorwiegend von Sonnenuntergang bis Mitternacht, die andere nahezu EW von Mitternacht bis Sonnenaufgang. Die Richtungen der Tagesregistrierungen sind weniger ausgeprägt. Die Messungen stehen im Einklang mit denen von Schindelhauer. *Schmerwitz.*

**R. Bureau.** Du rôle des phénomènes de propagation dans les enregistrements d'atmosphériques. C. R. 195, 69—71, 1932, Nr. 1. In Paris, Tunis und Rabat sind mit identischen Registrierapparaten die elektrischen atmosphärischen Störungen fortlaufend aufgenommen worden. Die Frequenz betrug 30 Kilohertz/sec. Die nächtlichen Registrierkurven decken sich in den drei Stationen sogar bis auf Einzelheiten, während am Tage lokale Schwankungen mehr in den Vordergrund treten. *Schmerwitz.*

**Édouard Salles.** Sur la valeur du champ électrique de l'atmosphère aux latitudes élevées. C. R. 195, 68—69, 1932, Nr. 1. Von Andrée waren im Frühjahr 1882/83 für große geographische Breiten sehr geringe elektrische Feldstärken gemessen worden. Es wird hier an Hand verschiedener neuer Messungen nachgewiesen, daß die Felder wesentlich höher, zwischen 100 bis 200 Volt/m liegen und die alten Angaben durch Isolationsfehler entestellt worden sind. *Schmerwitz.*

**E. Mathias.** Les éclairs globulaires et ascendants dans les montagnes et les plateaux élevés. C. R. 194, 2257—2260, 1932, Nr. 26. Kugelblitze sind in großen Höhen seltener als im Tiefland. Der Theorie des Verf. entsprechend wird diese Tatsache auf Grund des verminderten Druckes erklärt.

Ebenso werden die verschiedenartigen Farbenercheinungen untersucht und erläutert. Eine Reihe von Augenzeugen-Schilderungen von Kugelblitzen sind in diesem Zusammenhang ausführlich mitgeteilt. *Schmerwitz.*

**H. Israëel und L. Schulz.** Über die Größenverteilung der atmosphärischen Ionen. *Meteorol. ZS.* **49**, 226—233, 1932, Nr. 6. Die atmosphärischen Ionen setzen sich im allgemeinen aus sehr verschiedenen Beweglichkeitsgruppen zusammen. Da die Unterschiede mehrere Zehnerpotenzen betragen, ist es gerechtfertigt, von einem Beweglichkeitsspektrum zu sprechen. Es wird das Beweglichkeitsspektrum von verschiedenen Orten mitgeteilt. Wegen der begrenzten Meßgenauigkeit werden die Ergebnisse in vier größere Meßbereiche zusammengefaßt. Es zeigt sich eine starke Variation in der Zusammensetzung von Ort zu Ort. Gewisse Anzeichen sprechen dafür, daß das Ionenspektrum mit der Gesamtzahl der Ionen zusammenhängt. Ferner spielt die Feuchtigkeit eine Rolle. Eine Aufspaltung der Langevin-Ionen in zwei bis drei Gruppen deutet darauf hin, daß sie mehr als eine Elementarladung tragen können. *Schmerwitz.*

**J. Bartels.** Terrestrial-magnetic activity and its relations to solar phenomena. *S.-A. Terr. Magn. and Atmosph. Electr.* **37**, 1—52, 1932, Nr. 1. Eine gleichartige Folge der monatlichen Mittel erdmagnetischer Tätigkeit der Jahre 1872 bis 1930 wird abgeleitet und rückwärts auf jährliche Mittel bis 1835 ausgedehnt. Die jährliche Variation der magnetischen Aktivität und der entsprechenden Sonnenfleckenanzahl wird nach neuen Verfahren auf Perioden untersucht. Nur die halbjährliche Welle wird physikalisch bedeutsam gefunden. Die zeitliche Lage der Maxima wird festgelegt. Die engeren Beziehungen zwischen Sonnenfleckenanzahl und erdmagnetischer Tätigkeit im jährlichen und monatlichen Mittel werden nach neuen Gesichtspunkten bearbeitet und aufgeklärt. Die individuelle 27tägige Wiederkehr erdmagnetischer Tätigkeit während 1906 bis 1931 wird mit Hilfe täglicher graphischer Aufzeichnungen untersucht. Diese weisen auf die Existenz dauernd tätiger Sonnenflecken hin — M-Regionen genannt —, die in vielen Fällen nicht solchen Sonnenphänomenen zugeordnet werden können, die durch direkte astrophysikalische Methoden beobachtbar sind. *Schmerwitz.*

**H. Haalck.** Über die physikalische Natur des magnetischen Rindenfeldes der Erde. *ZS. f. Geophys.* **8**, 154—163, 1932, Nr. 3/4. Der Erdkern wird als vollkommen homogen magnetisierte Kugel vorausgesetzt. Diese ist von einer dünnen Schale umgeben, welche sich aus Teilen verschieden starker Magnetisierbarkeit zusammensetzt und infolgedessen das Magnetfeld stark verzerrt. Aus den auf der Oberfläche dieser Hülle ausgemessenen Größen werden die Magnetisierbarkeitsunterschiede der Hülle ermittelt und ihre möglichen Ursachen zu deuten versucht. Es ergeben sich vier ausgeprägte Gebiete starker Magnetisierbarkeit: Nordamerika, Asien, Australien, Afrika, und ein Gebiet schwächerer Magnetisierbarkeit: der Südwestatlantik. Die Unterschiede werden vor allem auf die Verschiedenheit der Suszeptibilitäten des Festlandes gegenüber dem Meerwasser zurückgeführt. Auch der Einfluß von Temperaturunterschieden innerhalb der Erdkruste wird in diesem Zusammenhang erörtert. *Schmerwitz.*

**Ilija Popoff.** Die erdmagnetische Deklination in Bulgarien. *ZS. f. Geophys.* **8**, 164—165, 1932, Nr. 3/4. Messungen der magnetischen Deklination, die bisher in Bulgarien nur einmal in den Jahren 1917 bis 1920 ausgeführt wurden, sind vom Verf. in der Zeit von 1930 bis 1931 für 40 Stationen neu ausgeführt worden. Die Werte sind in einer Tabelle beigefügt, denen einige Erklärungen vorausgehen. *Schmerwitz.*

**H. W. Fisk.** Secular Variation of Magnetic Intensity and its Accelerations in Pacific Countries. S.-A. Proc. Fourth Pacific Science Congress Java 1929, S. 517—534. Die Aufstellung von isoporic-lines-Karten, Karten mit Linien gleich großer Änderung magnetischer Daten, wird vorgeschlagen und durchgeführt. Einige Weltkarten dieser Art für die Horizontalintensität sind zusammengestellt und weitgehend erläutert. *Schmerwitz.*

**Bela Low, Sherwin F. Kelly and William B. Cheagmile.** Applying the Megger Ground Tester in Electrical Exploration. Amer. Inst. of Mining and Metallurgical Eng., New York Meeting, February 1931, 12 S. Die geoelektrische Erforschung des Untergrundes mit der Vierpunktmethode ist durch die Fabrikation einer im Handel erhältlichen Apparatur, des „Megger“, Allgemeingut geworden. Die Einrichtung des Gerätes, das leicht zu bedienen ist, die Schaltung der Meßanordnung, die Arbeitsweise und das Prinzip der Vierpunktmethode werden beschrieben. Zufriedenstellende Ergebnisse von Modellversuchen und Feldarbeiten werden mitgeteilt. *J. N. Hummel.*

**Sherwin F. Kelly.** A Uniform Expression for Resistivity. Transactions A. I. M. E., Geophysical Prospecting 1932, S. 141—143. Die Vorzüge und Nachteile der verschiedenen gebräuchlichen Einheiten und Dimensionsbezeichnungen für den spezifischen Widerstand, wie beispielsweise Ohm pro cm und Ohm pro cm, werden erörtert. Der Autor schlägt vor, den spezifischen Widerstand in der Geoelektrik in „Ohmmeter“-Einheiten anzugeben. *J. N. Hummel.*

**Franz Ollendorff.** Der Einfluß des Erdwiderstandes auf den Blitz. Phys. ZS. 33, 368—376, 1932, Nr. 9. Für eine Anwendung der Maxwell'schen Theorie auf den vorwachsenden Funkenkanal des Blitzes wird der ungeschlossene Strom durch Verschiebungsströme zum divergenzfreien Gesamtstrom ergänzt. Umfangreiche mathematische Rechnungen ergeben damit die Möglichkeiten zur Beurteilung der Ausbildung und der Veränderungen des Erdpotentials in Zusammenhang mit der Blitzstromstärke, der Vorwachs geschwindigkeit und den elektrischen Bodeneigenschaften. Auf halbempirischer Grundlage werden die Durchschlagskennlinien des vorwachsenden Blitzkanals konstruiert. Bei hinreichender Blitzstromstärke zersplittert der Blitz schon vor Erreichen des Erdbodens in mehrere Äste, deren Zahl und Seitenstreuung aus den Eigenschaften des Erdreichs qualitativ vorausbestimmt werden kann. Innerhalb der rohen Annahmen der Zahlenrechnung stimmen die Aussagen der Theorie mit der Erfahrung überein. *Schmerwitz.*

**M. J. O. Strutt.** Zusammenfassender Bericht. Der Einfluß der Erdbodeneigenschaften auf die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen. Hochfrequenztechn. u. Elektroakustik 39, 177—185, 1932, Nr. 5. Die für die mathematische Behandlung elektromagnetischer Strahlungsprobleme wichtigsten Grundgrößen und -gleichungen der Vektoranalysis werden zusammengestellt. Ausgehend vom Dipolbegriff werden die Strahlungsfelder des einfachen elektrischen und magnetischen Dipols im freien Raum kurz abgeleitet. Kombination mehrerer Dipole in geeignetem Abstand ermöglicht Richtwirkung. Der zweite Abschnitt untersucht die Strahlungsdiagramme bei Vorhandensein eines Erdbodens endlicher Leitfähigkeit und einer von Eins verschiedenen Dielektrizitätskonstanten. Die Methoden zur Messung von Strahlungsdiagrammen werden kurz beschrieben. Die gesamte Literatur ist ausführlich zusammengestellt. *Hermann Schaefer.*

**J. P. Schafer and W. M. Goodall.** Kennelly-Heaviside layer studies employing a rapid method of virtual-height determination. Proc. Inst. Radio Eng. 20, 1131—1148, 1932, Nr. 7. Es wird eine neue Methode zur Bestimmung der virtuellen Höhe der ionisierten Schichten beschrieben, die auf

visueller Beobachtung der empfangenen Impulse mit einem Kathodenstrahlzillographen beruht, und die auch die gleichzeitige Beobachtung von zwei Frequenzen gestattet. Es ergab sich u. a. folgendes: Es gibt zwei reflektierende Schichten, in 100 und in 200 bis 300 km Höhe. Die untere Schicht ist tags und nachts vorhanden, ihre Ionisation wächst oft bei Nacht an — im Gegensatz zu bisherigen Annahmen. Die virtuelle Höhe jeder Schicht wächst mit der Frequenz, wie es in Übereinstimmung mit der Annahme zu erwarten ist, daß die Ionisation mit der Höhe zunimmt. Es gibt aber in der oberen wie in der unteren Schicht eine Zone maximaler Ionisation. Über dem Maximum der oberen Schicht findet wahrscheinlich wieder eine Abnahme der Ionisation statt. Zwischen beiden Schichten befindet sich ein Minimum der Ionisation. Bei den Messungen wurden oft bis zu 10 Reflexionen an der oberen Schicht, entsprechend einer virtuellen Höhe von 5000 km, beobachtet.

*Blechschmidt.*

**Shogo Namba and Daiichi Hiraga.** Long-distance receiving measurements of broadcast waves across the Pacific. Rep. Radio Res. Japan 2, 9—14, 1932, Nr. 1. Die Arbeit enthält in Japan ausgeführte Feldstärkemessungen von Sendern der pazifischen Küste, insbesondere von USA-Sendern. Ein Kapitel beschäftigt sich mit dem Zusammenhang zwischen Sonnentätigkeit und gemessener Feldstärke.

*Blechschmidt.*

**Carl Störmer.** Fortschritte in der Nordlichtphotographie. Phys. ZS. 33, 543—544, 1932, Nr. 14. Durch starke Verringerung der Belichtungszeit um den mehr als zehnten Teil wurden gegenüber früheren Versuchen verschiedene neue Möglichkeiten erschlossen. Und zwar: 1. Nordlichtkinematographie, deren wichtigstes Ergebnis ist der mittels zweier Parallaxestationen tiefste bisher gemessene Nordlichtbogen von unter 70 km Höhe. 2. Nordlichtfarbphotographie, die auch die grüne Farbe naturgetreu zeigt. 3. Nordlichtspektrum, in dem unter anderem mit sensibilisierten Platten ein ultraroter Teil nachgewiesen wurde.

*Schmerwitz.*

**E. Brüche.** Polarlicht und Heavisideschicht. ZS. f. techn. Phys. 13, 336—341, 1932, Nr. 7. Die Sondierung der hohen Atmosphäre durch Korpuskularstrahlen (Nordlichtuntersuchungen) wird zu der Sondierung durch elektromagnetische Wellen (Heavisideschichtmessung) in Parallele gestellt, und es wird auf die Bedeutung der Nordlichtuntersuchungen für die Kenntnis der Atmosphäre und der Heavisideschicht hingewiesen. Es wird vermutet, daß sonnenbeleuchtete Nordlichtstrahlen Verschiedenartigkeiten aufweisen, je nachdem sie am Morgen oder Abend, d. h. in schwach- oder starkionisierter Atmosphäre beobachtet werden, und daß Raumladung für das Verschwinden eines Nordlichtstrahles in der Schattengrenze mitspricht.

*Brüche.*

**S. Chapman.** Polar Lights. Nature 129, 820—821, 1932, Nr. 3266. Ein kurzer Überblick über die bisherigen Ergebnisse der Erforschung des Polarlichtes, die mit den Namen Dalton, McLennan, Vegard, Störmer und Birke-land verbunden sind. Es folgt ein Hinweis auf die schon von Schuster aufgezeigten Mängel in den theoretisch-physikalischen Erklärungen, die keine positiv geladenen Teilchen und keine elektrostatischen Felder berücksichtigen. Die anlässlich des Polarjahres von der Britischen magnetisch-meteorologischen Expedition in Angriff genommenen magnetischen Untersuchungen werden zum Schluß geschildert.

*Schmerwitz.*

**W. Bauer.** Ultrarote Nordlichtphotographie. Naturwissensch. 20, 287—288, 1932, Nr. 16. Im Nordlichtobservatorium Tromsö wurden verschiedene Emulsionen auf Eignung zur Momentphotographie des Nordlichtes untersucht. Es wurden Emulsionen für das Sichtbare, Ultraviolett und endlich ultrarot sensibili-

sierte Emulsionen gegeben. Das Sichtbare wurde mit Wrattenfilter 88 (Absorption unter 6900 Å.-E.) oder Zeiss-Rotfilter (Absorption unter 6300 Å.-E.) abgefiltert. Beigegeben sind zwei Bilder: 1. Neuartiger Quarzchromat der AEG 1:1,15, ohne Filter, Agfa Kinechromfilm  $\frac{1}{2}$  Minute. 2. Astro R. K.-Objektiv 1:1,25, Zeiss-Rotfilter, Agfa Infrarot-Platte 810 m $\mu$ , sensibilisiert nach Sch mieschek (DVL. Jahrb. 1931, S. 594), 2 Minuten. Bild 1 ist wegen stärkerer Streuung des kurzwelligen Lichtes und großer blauer und ultravioletter Strahlung des Himmelshintergrundes viel intensiver. Aus dem Verhältnis der Belichtungszeiten, Empfindlichkeitsmaximum der Platten und der Durchlässigkeit der Filter kann man schließen, daß die sehr intensiven Ultrarotlinien zwischen 7500 und 8400 Å.-E. liegen. Ein mit einer gleichen Platte aufgenommenes Stickstoffspektrum zeigt neben den blauen und ultravioletten Nordlichtbanden auch bei 7750 Å.-E. stärkere Banden. Die Ausmessung der Ultrarotlinien wird angekündigt. *Friedrich Schembor.*

**J. N. Hummel.** Zur Bestimmung der Natur der Höhenstrahlung durch Koinzidenzmessungen. Phys. ZS. 33, 503—505, 1932, Nr. 13. Es wird eine Anordnung beschrieben, welche die Bestimmung der spezifischen Koinzidenzfähigkeit der Höhenstrahlung in Abhängigkeit von der Ionisierungsmöglichkeit sowie der spezifischen Ionisation unmittelbar experimentell aus Koinzidenzmessungen ermöglichen soll. Ergebnisse mit der Anordnung wurden für später in Aussicht gestellt. *Kolthörster.*

**Le Roy D. Weld.** The Analysis of Cosmic-Ray Observations. Phys. Rev. (2) 40, 713—717, 1932, Nr. 5. Es wird ein Verfahren angegeben, um auf nicht-lineare Beobachtungsgleichungen die Methode der kleinsten Quadrate anwenden zu können. Damit wird die Wasserabsorptionskurve der Höhenstrahlung von Millikan und Cameron analysiert. Die von diesen aus ihren Beobachtungen abgeleiteten Daten für Anfangsintensitäten und Absorptionskoeffizienten der vier Strahlungskomponenten lassen sich mit der hier verwendeten exakten Methode nicht bestätigen; dadurch werden auch die von Millikan und Cameron gezogenen Schlüsse auf die Entstehung der Höhenstrahlung bei Atombildungsprozessen hinfällig. *Kolthörster.*

**J. C. Stearns and Wilcox Overback.** Factors Influencing Ionization Produced by Cosmic and Gamma-Rays. Phys. Rev. (2) 40, 636—637, 1932, Nr. 4. Programm von Untersuchungen über die Ionisation von Höhenstrahlen im Vergleich mit  $\gamma$ -Strahlen radioaktiver Substanzen. Es sollen untersucht werden Einfluß von Druck, Temperatur, Molekulargewicht der Gasfüllung, Wandmaterial, nutzbares Volumen und Feldstärke. Bennet hat zu diesem Zweck eine Ionisationskammer mit veränderlichem Volumen und Wandmaterial gebaut. Es wurde bisher gemessen mit Höhenstrahlen allein und mit Höhenstrahlen + Ra C- $\gamma$ -Strahlen von 0,2 mg Ra. Das hieraus abgeleitete Verhältnis  $R$  bleibt für Drucke von 5 bis 70 Atm. bei Luft, Sauerstoff, Kohlensäure konstant, ist unabhängig vom Volumen (1- bis 4 fachem), Form der Kammer und der Temperatur, obwohl die Temperatur sowohl bei Höhen- wie bei  $\gamma$ -Strahlenionisation eine Rolle spielt. Also muß der Temperaturfaktor für beide Strahlenarten gleich sein. Bezüglich Wandmaterial sind die Verhältnisse noch unklar. Wechselnde Feldstärke bei Spannungen zwischen 6 bis 450 Volt sollen entscheiden, ob anfängliche Wiedervereinigung oder Absorption der Sekundärstrahlen im Gas die Sättigungskurve überwiegend beeinflusst. Die Ergebnisse deuten auf  $\gamma$ -Natur der Höhenstrahlen. *Kolthörster.*

**Thomas H. Johnson and J. C. Street.** The Production of Multiple Secondaries in Lead by Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) 40, 638—639, 1932, Nr. 4. Die Koinzidenzen zweier Zählrohre von  $2r = 3,25$  cm, im Abstände



18 cm horizontal übereinander, wurden zu  $1,71 \pm 0,03$  pro Minute aus 1568 Minuten Beobachtungszeit bestimmt. Dann wurden zwei Bleiplatten von  $20 \times 32 \times 1 \text{ cm}^3$  15 cm über dem oberen Zählrohr horizontal und parallel zu diesem so aufgestellt, daß geradlinige Bahnen der in dem Blei ausgelösten Sekundärstrahlen keine Koinzidenzen erzeugen konnten. Trotzdem stieg die Zahl der systematischen Koinzidenzen auf  $1,84 \pm 0,03$  bei 1312 Minuten Beobachtungsdauer. Die Differenz  $0,13 \pm 0,04$  wird dadurch erklärt, daß der Primärstrahl zwei oder mehr Sekundärstrahlen gleichzeitig im Blei unter kleinen, aber verschiedenen Winkeln auslöst, von denen jeder für sich durch einen Zähler geht. Die Sekundärstrahlen können durch Kernaufspaltung oder durch Rückstoßelektronen bzw. Protonen gedeutet werden, welche letztere an verschiedenen Stellen der Bahn dicht hintereinander im Blei entstehen. *Kolhörster.*

**Thomas H. Johnson.** A Calculation Concerning the Nature of the Secondary Corpuscular Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) **40**, 468—469, 1932, Nr.3. Die von Schindler (ZS. f. Phys. **72**, 625, 1931) experimentell bestimmten Daten über Übergangseffekte bei der Absorption von Höhenstrahlen in Blei werden durch Sekundärstrahlen zu deuten versucht. Durch geeignete Wahl der auftretenden Konstanten erzielt man gute Übereinstimmung. Indessen ergibt z. B. die hieraus abgeleitete Anzahl der Sekundärstrahlen in  $1 \text{ cm}^3$  und 1 sec für die Raumwinkeleinheit in der Vertikalen bei Luft  $0,018$ , während aus Koinzidenzmessungen von Street und Johnson hierfür  $0,0073$  gefunden wurden. Einige weitere Erörterungen über diese Diskrepanz und die negativen Ergebnisse bei Ablenkungsversuchen schließen sich an. *Kolhörster.*

**W. Heisenberg.** Theoretische Überlegungen zur Höhenstrahlung. Ann. d. Phys. (5) **13**, 430—452, 1932, Nr.4. Neuere Experimente über Höhenstrahlung werden vom Standpunkt der bisherigen Theorien diskutiert und in einer Art Formelsammlung zusammengestellt, um der weiteren experimentellen Forschung die Wege zu ebnen. Dazu werden diskutiert das Verhalten sehr schneller Elektronen beim Durchgang durch Materie infolge Bremsung und Streuung sowie das Verteilungsgesetz der Sekundärelektronen. Es folgen Absorption und Streuung harter  $\gamma$ -Strahlen, Klein-Nishina-Formel, Streuung am Atomkern, Verteilungsgesetz der Sekundärelektronen. Die Ergebnisse werden angewendet auf die Skobelynschen Wilsonaufnahmen, auf Übergangseffekte, auf Koinzidenzmessungen, auf die Absorption und die magnetische Ablenkbarkeit der Strahlen. Danach ergibt sich, daß entweder die Klein-Nishina-Formel für die Absorption sehr energiereicher Quanten um den Faktor 25 zu kleine Werte liefert oder daß die Bremsung schneller Elektronen zu klein geschätzt wird. Übergangseffekte und Messungen an Wilsonaufnahmen lassen sich jedoch qualitativ befriedigend durch die bisherigen Theorien erklären. Vielleicht liegt die Diskrepanz in der Vernachlässigung der mit Stoßprozessen notwendig verknüpften Strahlung. *Kolhörster.*

**L. Tuwim.** Einige prinzipielle Bemerkungen über Versuche mit Höhenstrahlungskoinzidenzen. ZS. f. Phys. **76**, 561—564, 1932, Nr.7/8. Nach der Theorie des vertikalen Zählrohreffektes und der Koinzidenzen bei Höhenstrahlen ist das Auflösungsvermögen von Zählrohranordnungen nicht allein durch den Raumwinkel der Zählrohre gegeben, weil Zählrohreffekte auftreten; es kann vielmehr mit Erhöhung der Meßgenauigkeit unbegrenzt gesteigert werden. Deshalb ist die berechnete Anzahl der Höhenstrahlen auf die horizontale Flächeneinheit aus Koinzidenzmessungen höchst unsicher, wenn, wie geschehen, die Anzahl der Koinzidenzen einfach proportional dem Raumwinkel gesetzt wird, unter welchem die Zählrohre von dem symmetrisch in der Mitte zwischen ihnen liegenden Punkte aus gesehen werden. Die Ergebnisse von Barnóthy und

Forró (ZS. f. Phys. 71, 778, 1931), welche von der Existenz zweier Maxima der Höhenstrahlungsintensität als Wirkung des erdmagnetischen Feldes berichten, sind daher aus diesen und anderen Gründen nicht stichhaltig. *Kolhörster.*

**Robert A. Millikan and Carl D. Anderson.** Cosmic-Ray Energies and Their Bearing on the Photon and Neutron Hypotheses. Phys. Rev. (2) 40, 325—328, 1932, Nr. 3. Mit ablenkenden Magnetfeldern bis zu 20000 Gauß hat Anderson von etwa 1000 Wilsonaufnahmen 34 mit ausmeßbaren Höhenstrahlen erhalten. Die Strahlen werden vorzugsweise vom Kern absorbiert, weniger von den Außenelektronen, weil die Bahnkrümmung häufiger auf positive als negative Teilchen schließen läßt. Mindestens 17% aller Aufnahmen ergeben Kernzertrümmerung und Mehrfachbahnen. Die Klein-Nishina-Formel ist also auf Höhenstrahlung nicht anwendbar. Die einfallenden Strahlen verhalten sich wie Photonen, weil sie 1. wie  $\gamma$ -Strahlen Comptonprozesse ergeben, deren Krümmungsradius aber größer (entsprechend 7 bis 18 Millionen Volt) ist, 2. die häufigeren Zusammenstöße mit Kernen eine spezifische Photoeigenschaft sein soll. Denn Röntgen- und  $\gamma$ -Strahlen werden vorzugsweise von den Atomkonstituenten absorbiert, deren Bindungsenergien gerade unterhalb der einfallenden Photonenenergien liegen. Eine Erklärung durch Neutronen dürfte außerordentlich unwahrscheinlich und unnötig sein. Nimmt man die geladenen positiven Teilchen als Photonen, die negativen als Elektronen an, so ergeben sich für die Mehrfachbahnen Gesamtenergien von 21 bis  $500 \cdot 10^6$  eVolt, für Einfachbahnen (Protonen) solche von 16 bis  $500 \cdot 10^6$  eVolt, eventuell noch mehr.  $\frac{9}{10}$  aller gemessenen Werte entsprechen der Atomaufbauphysik. In Seehöhe wären die Helium-Photonen mit  $27 \cdot 10^6$  eVolt bereits völlig absorbiert, nur Sauerstoff ( $116 \cdot 10^6$  eVolt), Silicium ( $216 \cdot 10^6$  eVolt) oder Eisenphotonen ( $500 \cdot 10^6$  eVolt) treten hier auf. Das restliche Zehntel besitzt jedoch zu hohe Energien, also sind diese vorgetäuscht durch Zusammenstöße, welche die Bahn gestreckt haben. Zur Erklärung der Erscheinungen soll die Photonenhypothese besser als die Neutronhypothese geeignet sein. *Kolhörster.*

**H. Wattenberg.** Liquid Carbon Dioxide in the Depths of the Ocean. Nature 130, 26, 1932, Nr. 3270. Die Auffassung des Russen Vernadtsky, der behauptet, daß in größeren Meerestiefen  $\text{CO}_2$  in flüssiger Form vorhanden sei, wird an Hand von physikalischen Überlegungen und an Hand der Ergebnisse der Meteorexpedition ausführlich widerlegt. Es muß vielmehr angenommen werden, daß das Kohlendioxyd in gelöster Form im Meereswasser auftritt. *Fritz Hänsch.*

**S. F. Grace.** The principal diurnal constituent of tidal motion in the Gulf of Mexico. Monthly Not. Roy. Astron. Soc. Geophys. Suppl. 3, 70—83, 1932, Nr. 2.

**R. O. Street.** The tides in a hemispherical ocean bounded by a continental shelf. Monthly Not. Roy. Astron. Soc. Geophys. Suppl. 3, 117—124, 1932, Nr. 2. *Scheel.*

**Roland Marquardt.** Untersuchungen des Wärme- und Wasserdampfaustausches über dem Bodensee. Gerlands Beitr. 36, 78—132, 1932, Nr. 1. Im ersten Teil wird eine kritische zusammenfassende Darstellung der Ergebnisse von Untersuchungen über die für Wärme- und Wasserdampfaustausch wichtigen Faktoren: Massenaustausch, Verdunstung, Wärmeleitung und Wärmestrahlung gegeben. Die Lösung der Differentialgleichung für den Massenaustausch gibt eine gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen, wenn an der Unterlage eine dünne Grenzschicht angenommen wird, in der der Austauschkoeffizient auf den molekularen Diffusionskoeffizienten herabsinkt. Erst über dieser Schicht vollzieht sich der turbulente Austausch. Der Verf. verwendet diese theoretischen

Grundlagen zur Untersuchung der Erwärmung und der Änderung des Wasserdampfgehaltes kalter vom Land auf den Bodensee übertretender Luft. Bei den Ausfahrten des Schiffes der Drachenstation wurden an günstigen Tagen in 2,4 m über dem Wasser Lufttemperatur und Feuchtigkeit mit einem Aspirationspsychrometer und die Wassertemperatur mit einem Schöpfthermometer in bestimmten Zeitabständen während der Fahrt gemessen. Außerdem wurde noch eine Registrierung der Lufttemperatur in 0,55 m, 1 m und 3 m über dem Wasser vorgenommen. Im Gesamtmittel zeigen Temperatur und spezifische Feuchtigkeit eine mit der Lösung der Austauschdifferentialgleichung in guter Übereinstimmung stehende Zunahme, während die relative Feuchtigkeit abnimmt. Aus dem Vergleich mit den für verschiedene Werte des Übergangskoeffizienten  $H$  von Wasser zur Luft und des Austauschkoeffizienten  $A$  gezeichneten Kurvenscharen der Lösungsfunktion der Differentialgleichung werden als wahrscheinlichste Werte bei Windgeschwindigkeit 0,5 bis 2,0 m/sec  $H = 4,5 \cdot 10^{-4}$  und  $A = 0,09$ , bei Windgeschwindigkeit 2,5 bis 4,0 m/sec  $H = 1,1 \cdot 10^{-5}$  und  $A = 0,8$  gefunden. Angenähert gilt die Beziehung  $A = 4,6 \cdot 10^{-7} H^2$ , und daraus kann die Dicke der Grenzschicht für beide Windstufen zu 6 bzw. 2,5 cm berechnet werden. Diese Untersuchung liefert auch eine neue Verdunstungsformel  $V = 1,23 \cdot 10^{-7} (1 - \alpha^2) (e_w - e_l) \sqrt{A}$ , die die Verdunstung in Abhängigkeit vom Austausch angibt. F. Steinhäuser.

**St. Kosĩnska-Bartnicka.** Föhnerscheinungen im Tatragebirge. Meteorol. ZS. 49, 201—202, 1932, Nr. 5. Hinweis auf den Tatraföhn (wiatr halny), der in der Föhnliteratur bisher nur in wenigen polnischen Zeitschriften behandelt ist. Der Alwind des Tatragebirges und der Westbeskiden ist ein Südwind, der Wetterumschlägen vorauseilt. Größte Windstärken schätzt man auf 40 bis 50 m/sec.

*Herbert Kirsten II.*

**H. von Ficker.** Über die Entstehung lokaler Wärmegewitter. 2. Mitteilung: Die Vorgänge in der freien Atmosphäre über Lindenberg am 2. und 3. Juli 1914. Berl. Ber. 1932, S. 197—248, Nr. 15/16. Verf. entwickelte in Berl. Ber. 1931, III in seiner 1. Mitteilung seine Gesichtspunkte der Untersuchung aerologischen Materials, in der vorliegenden 2. Mitteilung diskutiert er diese Daten und betrachtet die atmosphärischen Vorgänge bei den lokalen Wärmegewittern an den genannten Tagen in 3 bis 4 km Höhe der Troposphäre. Das Beobachtungsmaterial liefern die Drachenaufstiege an jenen zwei internationalen Termintagen (dem 2. und 3. Juli 1914), Wetterkarten und Aufzeichnungen über den Verlauf der Witterung, den Luftdruckgang, die Windverhältnisse, die Temperatur, relative wie spezifische Feuchtigkeit, potentielle Temperatur, Temperaturgradienten, Inversionen und Isothermien, Adiabatenverlauf, Vertikalbewegung an jenen Tagen. Aus dem Beobachtungsmaterial ergibt sich: am 2. bis 3. tagsüber starke Vertikalbewegung infolge der Erhitzung der Luft vom Boden aus, nachts stärkstes Aufsteigen der Luft nach Abkühlung des Bodens, dann Wegfall der bisher vorhandenen Sperrschicht und schließlich Wolkenbildung bei einsetzender Gewitterneigung. Die mächtige Umschichtung der Luftmassen nach aufwärts und die Beseitigung der Sperrschicht in mittleren Höhen begünstigten die Gewitterbildung.

*Blaschke.*

**Henri Mineur.** A propos de la détermination de la densité de l'ozone atmosphérique. Journ. de phys. et le Radium (7) 3, 145—149, 1932, Nr. 4. Entgegen einer Behauptung Rosselands, der sagt, daß die Bestimmung der Ozondichte in einer Höhe  $z$  die Kenntnis der Absorptionsgröße voraussetzt, die durch das Ozon in allen Höhen oberhalb  $z$  hervorgerufen wird, beweist der Verf. mit Hilfe ausführlicher mathematischer Diskussionen, daß es ausreicht, die am Boden auftretende Absorption in Abhängigkeit von der Zenittdistanz

zu beobachten, um mit genügender Genauigkeit die Verteilung des atmosphärischen Ozons in allen Höhen zu bestimmen.

*Fritz Hänsch.*

**J. Goldberg.** Anmerkungen zum Studium der Bewölkung. Meteorol. ZS. 49, 193—195, 1932, Nr. 5. Im ersten Teil wird ein Parallelismus zwischen den Charakteristiken des täglichen und jährlichen Ganges der Bewölkung in Zagreb festgestellt. Der jährliche Gang der Absolutwerte der monatlichen Änderungen der mittleren Bewölkung aus 65 Jahren und die monatlichen Werte der Amplituden im mittleren täglichen Gang werden einander gegenübergestellt. In beiden Reihen treten im Februar, Mai, Juli und September relative Maxima auf. Die der ersten Reihe sind aus dem Übergang des stationären Zustandes winterlicher starker Bewölkung zu dem sommerlicher geringer Bewölkung und umgekehrt zu erklären, die der zweiten Reihe zeigen die verstärkten kurzperiodischen Schwankungen innerhalb des Tagesganges an, die im kritischen Zustand zwischen zwei thermodynamischen Phasen auftreten. Der zweite Teil befaßt sich mit der Korrelation zwischen Niederschlag und Bewölkung. Dabei werden die beiden Elemente in zwei Komponenten zerlegt, die der thermischen und die der dynamischen Konvektion. Beim Niederschlag ist die stündliche Intensität, die einen jährlichen Gang zeigt, ebenso wie bei der Bewölkung das Auftreten mittlerer Bewölkungsgrade, thermisch bedingt, während die Häufigkeit der Niederschläge und das Vorhandensein wolkenlosen oder bedeckten Himmels dynamisch bedingt ist, wobei Maxima im April, Mai und Juni erscheinen.

*Fritz Hänsch.*

**S. Škreb.** Das aschfahle Mondlicht und die mittlere Bewölkung der Erde. Meteorol. ZS. 49, 196, 1932, Nr. 5. Bei einer mittleren Albedo der Erdoberfläche von 0,45, die sich aus der Albedo der nackten Erdoberfläche von etwa 0,2 und aus der von bewölkten Arealen von etwa 0,7 zusammensetzt, ergibt sich eine mittlere Bewölkung der Erdoberfläche zwischen 5 und 6, was mit den Beobachtungen gut übereinstimmt.

*Fritz Hänsch.*

**A. Schmauss.** Schichtenbildung in Flüssigkeiten. Meteorol. ZS. 49, 203—204, 1932, Nr. 5. Es werden von Liesegang angegebene Versuche mitgeteilt, bei denen durch Erwärmung von unten her innerhalb bestimmter Lösungen Schichtenbildung, hervorgerufen durch verschiedene Konzentration, auftritt, und die als Analogie zur Veranschaulichung von Schichtenbildung in der Atmosphäre für Vorlesungszwecke geeignet erscheinen.

*Fritz Hänsch.*

**Atusi Kobayasi and Daizô Nukiyama.** On the Transmissibility of the Visible Light of Cloud of Particles. Proc. Phys.-Math. Soc. Japan (3) 14, 168—178, 1932, Nr. 4. Die Durchlässigkeit von Nebeln wird im Gebiet 260 bis 500  $m\mu$  untersucht mit Hilfe einer photographischen Methode. In einem Vergleichsspektrum ist die Lichtmenge durch einen rotierenden spiralförmigen Sektor in bekannter Weise verändert, während das durch den Nebel hindurchgehende Licht ohne den Sektor photographiert wird. Wo das Vergleichsspektrum die Schwärzung des Nebelspektrums erreicht, gibt die Intensität des Sektors das Transmissionsverhältnis. Während der Belichtung wird ein 58 cm langes Rohr von den Nebeln durchströmt. Es ergeben sich für alle Nebel zum Teil sehr scharfe Maxima der Transmission, und zwar für reinen Wassernebel bei 458  $m\mu$ , für  $NH_4Cl$ -Dämpfe bei 478  $m\mu$  und für an  $NH_4Cl$ -Dämpfen niedergeschlagene Wassertröpfchen bei 440  $m\mu$ . In der Gegend 310  $m\mu$  erreicht die Transmission teilweise fast unmeßbare Werte. Die aus der Fallgeschwindigkeit von 0,17 cm/sec berechnete Teilchengröße für  $NH_4Cl$ -Dämpfe ist mit  $0,937 \cdot 10^{-2}$  cm zu groß angegeben, sie muß in die Größenordnung  $10^{-4}$  cm fallen.

*v. d. Borne.*

**P. Gruner.** Anwendung der Optik trüber Medien auf die Beleuchtung der Atmosphäre. II. Vereinfachte Ausdrücke zur

Berechnung der Helligkeit der Atmosphäre. *Helv. Phys. Acta* 5, 145—160, 1932, Nr. 3. Verf. verweist auf seine frühere Arbeit (*Helv. Phys. Acta* 5, 31, 1932) und die Berechnungen von Kleinert und Ramanathan, mittels graphischer Integration die Helligkeit der Atmosphäre zu ermitteln. In vorliegender Arbeit sucht er sie auf Grund einer einfachen Schlußformel zu ermitteln, und zwar für die ideal-reine Atmosphäre unter Vernachlässigung der mehrfachen Lichtzerstreuung. Er entwickelt dazu allgemeine Grundlagen (gibt eine Formel für die Intensität der Himmelsbeleuchtung in der Blickrichtung), geometrische Beziehungen, physikalische wie geometrische Annäherungen und die Formel der Intensität der Himmelsbeleuchtung. Im Abschnitt über „die Helligkeit einer dünnen homogenen Atmosphärenschicht“ untersucht er die allgemeinen geometrischen Beziehungen, die Grenzwinkel, die Berechnung der Wegstrecken des die Schicht durchsetzenden Sonnenstrahles, sowie die Intensität des von der Schicht gestreuten Lichtes. *Blaschke.*

**J. N. Jaroslawzew.** Illumination by diffused light of the atmosphere on the Mount Elbrous in August 1929. *Journ. Geophys. u. Met.* 1932, S. 24—30. (Russisch mit englischem Ref.) Es werden die Ergebnisse der photometrischen Messungen der Aktinometrischen Expedition des Central-Geophysical Observatory im August 1929, soweit sie sich auf die Helligkeit des Tageshimmels und der Dämmerung beziehen, mitgeteilt. In 3200 m Seehöhe wurde in Krougozor mit Tubenphotometer von F. Schmidt & Haensch gemessen. Für  $h_{\odot} = 0$  bis  $+60^{\circ}$  sind in Tabelle 1 die Helligkeiten in 1000 Lux gegeben für die 11 Tage 14. bis 24. August 1929. Tabelle 2 gibt für den 16. und 24. August die Helligkeiten der Morgendämmerung in Abhängigkeit von der Sonnenhöhe für  $h_{\odot} = -0,9$  bis  $-9,0^{\circ}$  für jeden halben Grad, das gleiche auch für die Abenddämmerung des 18. August. In einer dritten Tabelle sind die Dämmerungsmaxima bei  $h_{\odot} = -0^{\circ} 51'$  und Minima bei  $h_{\odot} = -9,0^{\circ}$  zusammengestellt. Für Slutzk, Potsdam, Salt Lake City und den Elbrous sind in Tabelle 4 Morgen- und Abendintensitäten gegeben für  $h_{\odot} = -0^{\circ} 51'$  und  $h_{\odot} = -6^{\circ} 0'$ . Endlich sind noch in zwei Tabellen die Sonnenhöhen für das Ende des Purpurlichtes und die Durchschnittswerte für Beginn oder Ende der Dämmerung in Abhängigkeit von der Seehöhe gegeben. Der Verf. schlägt vor, für ebenes Gelände 300 Lux als Beginn und 2 Lux als Ende der Abenddämmerung und umgekehrt für den Morgen festzusetzen. *Friedrich Schembor.*

**Gertrud Riemerschmid.** Die letzten UV-Wellenlängen des Sonnen- und Himmelslichtes in den Klimazonen des Atlantik. *Strahlentherapie* 43, 767—774, 1932, Nr. 4. Mit Hilfe des kleinen Zeisschen Quarzspektrographen für medizinische Studien wurden auf einer Brasilienreise fortlaufende Reihen von Spektrogrammen der Sonnen- und Himmelsstrahlung aufgenommen (Perutz-Silber-Eosinplatten, je 10 Aufnahmen mit  $\frac{1}{100}$  bis 4 Sek. Expositionszeit, Aufbewahrung in Tropenpackung). Ihre Auswertung (Bestimmung der kürzesten Wellenlängen mit Auge gegen wolkenlosen Himmel und mit Registrierphotometer) ergibt, daß die Ausdehnung des Spektrums nach dem ultravioletten Ende zu mit steigender Sonnenhöhe wächst, und daß bei gleicher Sonnenhöhe das ultraviolette Ende in der Reihenfolge Kalmen, Nordsubtropen, Nordpassat, Südsüdtropen, Südpassat sich nach kürzeren Wellenlängen zu verschiebt, und zwar in der Südpassatzone um ähnliche Werte, wie sie Dorno in Davos fand. Auch die Ausdehnung des Himmelslichtes ins Ultraviolette wächst mit steigender Sonnenhöhe. *Risse.*

**Josef A. Priebisch.** Über die Radioaktivität der atmosphärischen Niederschläge. *Gerlands Beitr.* 36, 304—318, 1932, Nr. 2/3. Nach Unter-

suchungen der aus Regenwasser bzw. Schneeschmelzwasser mit  $BaSO_4$  ausgefüllten radioaktiven Substanzen auf  $\alpha$ -Strahlung wurde vom Verf. aus der Aktivität der Ra A, Ra B und Ra C eine äquivalente aktivierende Menge  $N$  von Ra Em als Muttersubstanz berechnet, die der Wassermenge  $M$  annähernd proportional gefunden wurde. Dies stimmt mit der Theorie überein, daß die Aktivierung durch Anlagerung von Ra A an die in der Wolke schwebenden Wassertröpfchen bzw. Eiskristalle erfolgt. Die Werte  $N/M$  — „spezifische Aktivität“ genannt — haben eine Größenordnung von 50 Eman, sind bei Regen etwas kleiner als bei Schnee, zeigen keinen wesentlichen Unterschied zwischen Land- und Gewitterregen, wurden aber nach Föhn in Innsbruck bedeutend größer gefunden. Es war auch möglich, Th B und Th C in den Niederschlägen festzustellen. Dafür wurde ebenfalls eine äquivalente Menge  $N'$  von Th Em berechnet und mit  $N$  verglichen. Das Verhältnis  $N/N'$  hat die Größenordnung 50 000. F. Steinhäuser.

**O. F. T. Roberts.** The Connexion between the Eötvös Magnitudes. Nature 130, 94, 1932, Nr. 3272. Gradient und Krümmungsgröße sind nicht unabhängig voneinander, zwischen ihnen bestehen Integralbeziehungen. Im Fall „zweidimensionaler“, d. h. horizontal liegender, mit unveränderlichem Querschnitt in der  $Y$ -Richtung unendlich weit streichender Massen lauten sie

$$U_{xz} = G(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} d\alpha \int_{-\infty}^{+\infty} K(t) \sin \alpha(t-x) dt,$$

$$-U_{xx} = K(x) = -\frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} d\alpha \int_{-\infty}^{+\infty} G(t) \sin \alpha(t-x) dt. \quad \text{K. Jung.}$$

**C. Plath.** Periskopsextant mit eingebautem Kompaß (System Opitz). Feinmech. u. Präz. 40, 117—120, 1932, Nr. 7. Es wird ein im Oberdeck eines Flugzeuges eingebautes Instrument beschrieben, das einen periskopischen Rundblick und Messungen wie mit einem Sextanten und einem Peilkompaß gestattet, wobei die Ablesungen unter Deck ausgeführt werden. Die Teilung der Indexspiegelverstellung ist linear ausgeführt, wobei jener und der Nonius durch eine Schraube verstellt werden. Das Rosenbild des im unteren Ansatz eingebauten Kompasses wird optisch vergrößert, wobei das Fadenkreuz des Fernrohrs als Peilfaden und Steuerstrich dient. In der Praxis hat sich das Gerät gut bewährt für Deviationsbestimmungen, Bestimmung von Höhenwinkeln, Azimut, der Funkbeschickungs-aufnahmen, zum Peilen terrestrischer Objekte und als Regelkompaß. Berndt.

**W. Stern.** Beiträge zur Meßtechnik und Anwendung der Methode des scheinbaren spezifischen Widerstandes. ZS. f. Geophys. 8, 181—191, 1932, Nr. 3/4. Zuerst werden die Grundlagen des elektrischen Aufschlußverfahrens, das sich auf den „scheinbaren spezifischen Widerstand“ bezieht, für horizontal geschichteten Untergrund kurz dargestellt. Es werden nur die für die Praxis wichtigen Formeln angegeben und diskutiert. Auf Beschreibung der vom Verf. verwendeten Apparatur folgen Angaben über Messungsergebnisse in den Braunkohlenfeldern der Ville (Niederrhein). Die Resultate gestatten die Bestimmung von Tiefe und Mächtigkeit von Kohlenflözen und stimmen mit Kontrollbohrungen überein. K. Jung.

## Geophysikalische Berichte

National Research Council. Trans. Amer. Geophys. Union Thirteenth Annual Meeting April 28 and 29, 1932. Published by the National Research Council of the National Research Academy of Sciences. 401 S. Washington D. C., June 1932.

*Scheel.*

**H. Haalek.** Ein statischer Schweremesser. Zweite Mitteilung. ZS. f. Geophys. 8, 197—204, 1932, Nr. 5. Fortsetzung der in Heft 3/4 derselben Zeitschrift gebrachten Ausführungen über den neuen statischen Schweremesser. Enthält Angaben über die Dimensionen des Instruments, die Bestimmung der Skalenwerte, die Arretier- und Einstellvorrichtung, die praktische Ausführung der Messungen im Gelände und Messungsergebnisse.

*K. Jung.*

**H. Martin.** Die allgemeine Koinzidenzkurve. ZS. f. Geophys. 8, 205—215, 1932, Nr. 5. Auch für den Fall, daß zwei Schwingungsvorgänge nicht angenähert gleiche Periode haben, werden die Zusammenhänge zwischen den Schwingungsdauern und den Koinzidenzkurven allgemein untersucht. Das Ergebnis wird an registrierten Koinzidenzen erläutert.

*K. Jung.*

**S. Škreb.** Zur Erklärung der Wirkung des Sprung-Fuessschen Laufgewichtswaagebarographen. Meteorol. ZS. 49, 275—276, 1932, Nr. 7.

*H. Ebert.*

**A. Schlein.** Nachtrag zu „Der Sonnenscheinintegrator, ein Instrument zur mechanischen Bestimmung der effektiv möglichen Sonnenscheindauer“. Meteorol. ZS. 49, 277, 1932, Nr. 7.

*Scheel.*

**W. Grundmann.** Ein neues Wind-Zählgerät. Meteorol. ZS. 49, 279—280, 1932, Nr. 7.

*H. Ebert.*

**Walter Grundmann.** Integratoren für Windweg, Windrichtung und vektorielle Windversetzung über beliebige Zeiträume. ZS. f. Instrkde. 52, 403—407, 1932, Nr. 9. Die Strommenge, die durch ein Anemometer entsteht, das infolge Rotierens in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit Strom erzeugt, kann auf elektrolytischem Wege gemessen und registriert werden. Die Gesamtwindstärke bzw. die Windstärke für die einzelnen Windrichtungen wird für einen beliebig wählbaren Zeitraum aus den elektrolytischen Abscheidungsmengen ermittelt. Das Stromerzeugungs- und Verteilungsgerät besteht aus einem Dynamoschalenkreuzanemometer und einer Windfahne, die starr miteinander verbunden sind. Von dem entsprechend den acht Windrichtungen in acht Segmente geteilten Kollektor führt eine Zuleitung zum Anzeigegerät: eine elektrolytische Zelle, deren Elektrolyt aus Mercurijodid und Jodkaliumlösung zusammengesetzt ist und bei der als Anode Quecksilber und als Kathode Iridium oder Kohle verwendet wird. Diese Zelle arbeitet vollkommen polarisationsfrei; Konzentrationsänderungen treten nicht auf. Das durch das Fließen eines Stromes erzeugte Quecksilber wird in einer Kapillaren, einer sogenannten Zählerkapillaren, gesammelt und an einer Skale abgelesen. Auf diese Weise kann man über beliebig lange Zeiträume integrieren und mitteln. Es wird dann noch kurz eine Methode zur Registrierung von Gesamtwindwegen und durchschnittlichen Windgeschwindigkeiten geschildert, indem von den acht Kollektorlamellen je eine Leitung zu einem elektromagnetisch betätigten Kontaktzählwerk führt und ein neuntes Zählwerk die Summe aller Kontakte registriert. Beide Windintegratoren werden von der Firma Fuess-Berlin-Steglitz hergestellt.

*Fritz Hänisch.*

**S. R. Savur.** On the „Performance Test“ in Statistics. Indian Journ. of Phys. 7, 27—34, 1932, Nr. 1. Unter Hinweis auf die Veröffentlichung von C. W.

B. Normand in Quart. Journ. of the Roy. Met. Soc. 58, 3—10, 1932 unter dem Titel „Performance test“ (Bedeutung von Korrelationskoeffizienten und dergleichen) und diesbezügliche Formeln von Pearson und Filon, Walker und Fisher (ihre Arbeiten sind am Schlusse angeführt) erörtert Verf. deren Ergebnisse. Er wendet sie dann in bezug auf vielfache (unterscheidet „formulae 1924 und 1930“) wie einfache Korrelationen an (zeigt in Gegenüberstellungen die Abweichungen der Korrelationen untereinander), untersucht in dieser Hinsicht die Faktoren für Wettervorhersagen und schließlich wirkliche Periodizitäten (Schusters drei Sonnenfleckperioden von 11,125, 8,36 und 4,80 Jahren und die diesbezüglichen Ansichten von Larmor und Yamaga, Turner u. a.). Verf. untersucht ferner die Regenfälle von Madras und erhält für je zweimal 59 Jahre Perioden von 9,12 und 16 bzw. 5, 7, 12 und  $12\frac{1}{2}$  Jahren. *Blaschke.*

Paul R. Heyl. Progress-report on the absolute determination of gravity at Washington. National Res. Council. 1932, S. 53—54. *H. Ebert.*

R. Tomasehek and W. Schaffernicht. Tidal Oscillations of Gravity. Nature 130, 165—166, 1932, Nr. 3274. Ein kurzer Bericht über die Ergebnisse der in Marburg ausgeführten Messungen der Schwerevariationen mit einem sehr empfindlichen Bifilargravimeter. Die Amplitude des  $M_2$ -Gliedes der Gezeiten-schwankung (Periode  $12,42^h$ ) beträgt 0,64 des bei vollkommen starrer Erde zu erwartenden Betrages; die entsprechenden Verhältnisse für das  $O$ -Glied (Periode  $25,82^h$ ) und das  $N$ -Glied (Periode  $12,66^h$ ) sind etwa 0,74. Sämtliche dieser Glieder sind im Vergleich zu den entsprechenden Gliedern der Gezeitenkräfte um etwa  $\frac{3}{4}$  Stunden verspätet. Da bei nicht starrer Erde Amplitudenverhältnisse  $> 1$  zu erwarten sind, muß der Gezeitenablauf durch die Meeresgezeiten und noch unbekannte Ursachen gestört sein. Der Gravitationseffekt der Meeresgezeiten und die Durchbiegung der Erdkruste reichen zur Erklärung kaum aus. *K. Jung.*

F. A. Vening Meinesz. Isostasy and related subjects. National Res. Council. 1932, S. 59—63. Ein Überblick über die Grundgedanken der wichtigsten Probleme der Isostasie. *K. Jung.*

Sir Richard Threlfall and Alfred John Dawson. Further History of a Quartz Thread Gravity Balance. Phil. Trans. (A) 231, 55—73, 1932, Nr. 696. Der statische Schweremesser von Threlfall und Pollock, bei dem die Torsion eines Quarzfadens einem von der Schwerkraft hervorgerufenen Drehmoment die Waage hält, wurde in den 90er Jahren in Sidney konstruiert und auf verschiedenen Stationen in Australien erprobt [Phil. Trans. (A) 193, 215—257, 1900]. In den letzten Jahren haben die Verf. den Apparat neu hergerichtet und mit ihm in England Messungen ausgeführt. Dabei konnte der Schwereunterschied zwischen Teddington (National Physical Laboratory) und Kew (Observatorium) bis auf einen mittleren Fehler von 9 Milligal festgestellt werden. *K. Jung.*

W. Vernadsky. Die Radioaktivität und die neuen Probleme der Geologie. ZS. f. Elektrochem. 38, 519—527, 1932, Nr. 8a. 1. Vorbemerkung. 2. Zur Geochemie des Bleies. 3. Über die radioaktive Bestimmung der geologischen Zeit. 4. Über die radioaktive Karte der Biosphäre. *K. W. F. Kohrausch.*

V. Chlopin und W. Vernadsky. Radium- und mesothoriumhaltige natürliche Gewässer. ZS. f. Elektrochem. 38, 527—530, 1932, Nr. 8a. Überblick über den Stand der Kenntnis betreffend den Ra-Gehalt von natürlichen Gewässern bis 1926. Bericht über die Ergebnisse der in der Sowjetunion durchgeführten systematischen Untersuchungen. 1. Der Gehalt an Ra ( $10^{-9}$  und  $10^{-11}$  % Ra) in den tiefen Grundwässern aller Erdölgebiete. 2. Der betreffende Mesothor-



gehalt. 3. Außerordentlich geringer Gehalt an Uran und Thorium. 4. Charakteristik dieser tiefen Grundwässer. 5. Der radioaktive Gehalt verschiedener Mineralquellen ist um eine Dekade niedriger als der der Grundwässer aus dem Erdölgebiet. 6. Die Genesis dieser Grundwässer. *K. W. F. Kohlrausch.*

**Holbrook G. Botset.** The radon content of soil gas. *Phys. Rev.* (2) **40**, 1027, 1932, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wird eine Apparatur beschrieben, mit deren Hilfe Proben von Erdgas auf Emanationsgehalt untersucht werden können; die unter verschiedenen Bedingungen und über ausgedehnte Flächen durchgeführten Versuche ergeben das Folgende: Es wird kein Zusammenhang gefunden zwischen Emanationsgehalt und der Tiefe, aus der die Gasprobe stammt; der Gehalt scheint bei Regenwetter größer zu sein als bei trockenem Wetter; bestimmten Bodenarten scheint ein bestimmter Emanationsgehalt zuzugehören, wobei die lokale Verschiedenheit sehr groß sein kann. Zwischen dem Emanationsgehalt des Bodens und dem Gehalt an schweren Mineralien scheint ein direkter Zusammenhang zu bestehen. *K. W. F. Kohlrausch.*

**Heinrich Gräven.** Über eine Methode zur Bestimmung von Uran und Thorium an Gesteinshandstücken. II. *Wiener Anz.* 1932, S. 151, Nr. 17. Die bereits früher ausgearbeitete Methode wurde mit neuen, bedeutend wasserärmeren Standards geprüft. Der Wassergehalt erwies sich als ohne Einfluß auf das Meßergebnis. Die Erniedrigung der Aktivität an einer polierten Fläche wurde auf breiterer Basis geprüft und quantitativ bestätigt. Eine Kontrolle durch Emanationsgehaltsbestimmungen ergab vollkommene Übereinstimmung zwischen diesen und der Messung an polierten Stücken. *K. W. F. Kohlrausch.*

**Heinrich Gräven und Gerhard Kirsch.** Über die Radioaktivität der jungpräkambrischen Granite Südfinnlands. *Wiener Anz.* 1932, S. 152, Nr. 17. Nichtmetamorphe Intrusionskörper scheinen in bezug auf Radioaktivität ziemlich homogen zu sein, wenn auch oft auf mehrere Proben eine stärker herausfallende kommt. Das allgemeine Bild, das erhalten wurde, ist mit dem von Mache und Bamberger für den Zentralgneis der Alpen erhaltenen gut vergleichbar. Es ergab sich für die Aktivität

des Obnäsgranits . . . . .	6—7.10 <sup>-12</sup> Ra und	4—5.10 <sup>-5</sup> Th,
des Onasgranits . . . . .	3.10 <sup>-12</sup> Ra und	2.10 <sup>-5</sup> Th,
des Rapakiwigranits . . . . .	4,5(—6,5).10 <sup>-12</sup> Ra und	3(—4,5).10 <sup>-5</sup> Th.

Im Laufe einiger Jahrtausende scheinen sich freie Oberflächen, in geringerem Maße auch Klufflächen, mit einer stärker aktiven, gelegentlich merklich emanierenden Schicht zu überziehen; Einwirkung von Meerwasser verhindert dies. *K. W. F. Kohlrausch.*

**Akitune Imamura.** On Slow Changes of Land-level, Both Related and Unrelated to Earthquakes. *Proc. Imp. Acad. Tokyo* **8**, 247—250, 1932, Nr. 6. Wie die angeführten Beispiele zeigen, kommen diskontinuierliche Landhebungen und Senkungen nur in Erdbebengebieten vor, während kontinuierliche Niveauänderungen im allgemeinen auf seismisch ruhige Gebiete beschränkt sind. Jedoch läßt eine kontinuierliche Niveauänderung nicht immer auf seismische Ruhe schließen. *K. Jung.*

**H. Schünemann.** Die seismische Bodenunruhe zweiter Art in Hamburg und ihre Ursache. (Wellenperioden 10 bis 40 sec.) *ZS. f. Geophys.* **8**, 216—226, 1932, Nr. 5. Dieser Auszug einer Dissertation bringt Untersuchungen über sieben mikroseismische Stürme zweiter Art, die in Hamburg in den Jahren 1909 bis 1914 auftraten. Die Amplituden und Perioden von etwa 4800 Wellen wurden ausgemessen, nach ihrer Häufigkeit und den Beziehungen

zur Luftbewegung untersucht. 94 % der Amplituden sind kleiner als  $10 \mu$  und etwa 40 % der Perioden zwischen 17 und 20 Sekunden. Die Amplituden wachsen mit der Periode. Die Stärke der Bodenbewegung ist dem Winddruck und der Windgeschwindigkeit ungefähr proportional, der Korrelationskoeffizient ist etwa 0,9. Die Amplitude ist verhältnismäßig gering, wenn der Wind parallel zu einer benachbarten Ulmenallee weht, und besonders stark, wenn er eine Wand des Stationsgebäudes senkrecht trifft. Dieser Effekt hat sich seit einer baulichen Erweiterung ein wenig verstärkt.

*K. Jung.*

**G. Agamennone.** La riflessione delle onde sismiche agli antipodi causa di nuovi terremoti. *Lincei Rend.* (6) 15, 729—733, 1932, Nr. 9. *Jung.*

**N. H. Heck.** Seismic zones as related to relief of ocean-bottom. *National Res. Counc.* 1932, S. 21—26.

**N. H. Heck.** Symposium on the application of seismology to the study of ocean-basins. *Seismology and the ocean-basins.* *National Res. Counc.* 1932, S. 91—94.

*H. Ebert.*

**J. N. Hummel.** Berichtigung zu der Arbeit „Der scheinbare spezifische Widerstand“. *ZS. f. Geophys.* 8, 249—250, 1932, Nr. 5; vgl. diese *Ber.* 11, 74, 1930.

*Scheel.*

**K. C. Sanderson.** Problems in atmospheric electricity at Apia, Western Samoa. *S.-A. Terr. Magn. and Atmosph. Electr.* 1932, S. 171—175, Juni.

*H. Ebert.*

**J. C. Jensen.** The Relation of Branching of Lightning Discharges to Changes in the Electrical Field of Thunderstorms. *Phys. Rev.* (2) 40, 1013—1014, 1932, Nr. 6; auch *National Res. Counc.* 1932, S. 190—191. Mit einer Feldapparatur wurden Blitzpolarität und Verzweigungsrichtung an 185 Objekten gemessen. Es ergab sich, daß — mit sehr geringem Anteil — auch Entladungen mit der Verzweigungsrichtung von negativen Wolken zu positiven auftreten. Das von Simpson aufgestellte Kriterium zur Bestimmung der Polarität aus der Verzweigungsrichtung eines Blitzes wird hierdurch in seiner Allgemeingültigkeit eingeschränkt.

*Schmerwitz.*

**G. R. Wait and O. W. Torreson.** The number of Langevin ions in the free atmosphere at Washington, D. C. *Phys. Rev.* (2) 40, 1046, 1932, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Seit März 1932 wurde an Hand von Registrierungen festgestellt, daß Langevin-Ionen hier fast ausnahmslos Beweglichkeiten größer als 0,0004 besaßen. Im Mittel wurden 5000 positive Ionen pro ccm gefunden mit Schwankungen zwischen 2000 bis 6000. Maximum 16 000. Weiter ergab sich eine tägliche Periode mit 2 Maxima.

*Schmerwitz.*

**A. G. Mc Nish.** Features of the current-system of the upper atmosphere as revealed by the diurnal magnetic variations at Huancaayo, Peru. *Phys. Rev.* (2) 40, 1046—1047, 1932, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die sonnentägliche magnetische Variation (mit *S* bezeichnet) überschreitet nach den Registrierungen einiger amerikanischer Observatorien die von Chapman 1919 abgeleitete Größe um das Dreifache. Der Einfluß wird durch elektrische Ströme in den oberen Atmosphärenschichten erklärt.

*Schmerwitz.*

**Geoffrey Builder.** Preliminary note on the atmospheric potentials recorded with ionium-collectors. *S.-A. Terr. Magnet. and Atmosph. Electr.* 35, 35—41, 1930, Nr. 1. Es wird eine verbesserte Methode zur Berechnung der Kollektorleitung mitgeteilt, welche von Gish vorgeschlagen

worden ist. Die Untersuchungsergebnisse stehen in Widerspruch mit den Angaben von Tuve und Huff. Es wurde gefunden, daß sowohl die Ladungen als auch die registrierten Potentiale in bewegter und stagnierender Luft verschieden sind. In strömender Luft wird eine Herabsetzung des Potentials hervorgerufen, jedoch nicht in stagnierender Luft. Die Leitung des Kollektors gehorcht nicht dem Ohmschen Gesetze. *F. Seidl.*

**Josef A. Priebsch und Rudolf Steinmaurer.** Ganzjährige Registrierbeobachtungen der kosmischen Ultrastrahlung auf dem Hohen Sonnblick (3106 m). Wiener Anz. 1932, S. 11—113, Nr. 13. Mit zwei Strahlungsapparaten wurde von Oktober 1929 bis November 1930 mit zweimonatlicher Unterbrechung in 7 cm-Eisenvoll- und -halbpanzer (Öffnung  $\pm 33^\circ$ ) von 6 bis 15 Uhr stündlich die Höhenstrahlungsintensität auf dem Hohen Sonnblick registriert. In 3100 m ergab sich im Halbpanzer  $8 J_{18^{760}}$ , im Vollpanzer  $6,13 J_{18^{520,5}}$ . Korrelation zwischen Strahlungsstärke und Luftdruck Halbpanzer 0,944 bzw. 0,630, Vollpanzer 0,917 bzw. 0,671 für die beiden benutzten Apparate. Bei gepanzelter Apparatur ist der Luftdruckkoeffizient 0,032 J/mm Hg, bei ungepanzelter 0,050 J/mm Hg. Der jährliche Gang schwankt um 4 %, Maximum und Minimum scheinen mit denen der Deklination zu verlaufen. Im täglichen Verlauf liegt das Minimum vormittags, das Maximum abends bis nachts mit einer Amplitude von  $\pm 2\%$ . Die Sternzeitperiode erscheint nur während der Monate März bis April angedeutet bei Vollpanzer. Die anderen Kurven, auch die Differenzkurven zeigen sie nicht. Eine Beziehung zwischen Intensität, Bewölkung, Niederschlägen, Windrichtung war nicht aufzufinden. Das Maximum im täglichen Gang erscheint etwas verspätet gegenüber den bei anderen Orten gefundenen. *Kolhörster.*

**A. Piccard, E. Stahel et P. Kipfer.** Intensité du rayonnement cosmique à 16 000 m d'altitude. C. R. 195, 71—72, 1932, Nr. 1; Naturwissensch. 20, 592—593, 1932, Nr. 32. Die Hochfahrt von Piccard und Kipfer vom 2. Mai 1931 wurde hauptsächlich zur Intensitätsmessung der Höhenstrahlung unternommen. Gemessen wurde mit Ionisationskammer (3,35 Liter nutzbares Volumen, Kohlensäurefüllung von 7 at, Reststrahlung 32 J) zwischen 15 500 bis 16 000 m Höhe 1550 J, auf Normalbedingungen reduziert 197 J. Der Wert entspricht gut demjenigen, welchen man aus Kolhörsters Intensitätskurve (bis 9300 m) für 16 000 m extrapoliert. Der früher veröffentlichte bedeutend kleinere Wert beruhte auf einem Versehen bei der Eichung. Die Beobachtungen mit einem Geiger-Müller-Zählrohr von 2,5 cm Länge, 0,6 cm Durchmesser, elektrometrisch registriert, ergeben 70 Stöße pro Minute (Gesamtausschläge 1660) bei einem Nulleffekt von 10 pro Minute. Mit einem Strahlungsapparat von Kolhörster und Ra $\gamma$ -Strahlung verglichen, ergeben sich etwa 250 J für diese Höhe. *Kolhörster.*

**G. A. Suckstorff.** Neue Messungen der Höhenstrahlung in größeren Höhen. (Vorläufige Mitteilung.) Naturwissensch. 20, 506, 1932, Nr. 27. Auf zwei Freiballonfahrten wurde der Intensitätsverlauf der Höhenstrahlung bis 8200 bzw. 8800 m mit Strahlungsapparaten gemessen. Die Mittelwerte stimmen völlig mit denen von Kolhörster überein. In den Einzelwerten über 6000 m Höhe zeigten sich beim Durchfahren von Inversionsschichten Änderungen im Intensitätsverlauf, die sich bei Auf- und Abstieg deckten. Wahrscheinlich handelt es sich um aktive Substanzen, die sich in Inversionsschichten ansammeln. Ihr Gehalt muß aber außerordentlich hoch sein und läßt sich dann schwer durch Bodenatmung erklären. *Kolhörster.*

**E. J. Workman.** Wall effects in ionization electroscopes. Phys. Rev. (2) 40, 1055—1056, 1932, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) In zylindrischen

Ionisationskammern aus Aluminium und Eisen ( $630 \text{ cm}^3$ ) von verschiedener Wandstärke wurde die Ionisation der Füllluft durch Radium- $\gamma$ -Strahlen untersucht. 1,27 cm bleigefilterte  $\gamma$ -Strahlung erhöht bei 0,13 cm Wandstärke des Aluminiums die Ionisation um 72 %. Sie nimmt ab bei 0,79 cm auf 68 % und fällt schrittweise weiter bis 2 cm, wobei sie noch immer 50 % größer ist als bei den dünnsten Wandstärken. Eisenwandungen ergeben ein scharfes Maximum mit 89 % Überschuß bei 0,38 cm und wahrscheinlich ein zweites bei 0,13 cm mit 86 %. Mit wachsender Dicke über 15 cm fällt die Ionisierungskurve (35 % Überschuß bei 1,37 cm). Der Wandeffect wächst mit wachsender Härte der Strahlung. Die Ionisation in Gefäßen ist also weitgehend durch die Sekundärstrahlen bedingt, die in den Wänden entstehen. *Kolhörster.*

**Robert A. Millikan and Carl D. Anderson.** Cosmic-ray energies and their bearing on the nature of these rays. Phys. Rev. (2) 40, 1056, 1932, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Nach Wilsonaufnahmen mit magnetischer Ablenkung scheinen etwa  $\frac{9}{10}$  der Bahnpuren der Höhenstrahlen Energien zwischen 7 bis  $500 \cdot 10^6$  Volt zu besitzen,  $\frac{1}{10}$  nur  $10^9$  Volt. Zur Erklärung soll die Photonentheorie am besten geeignet sein. Die Strahlen werden vorzugsweise im Kern absorbiert, der zertrümmert wird und praktisch die ganze einfallende Energie des Strahles absorbiert. Der gemessene Maximalwert entspricht der tatsächlichen Energie der einfallenden Photonen. *Kolhörster.*

**Arthur H. Compton.** Variation of the Cosmic Rays with Latitude. Phys. Rev. (2) 41, 111—113, 1932, Nr. 1. Messungen der Intensität der Höhenstrahlung zwischen  $+47$  und  $-46^\circ$  zeigen ein Minimum am oder nahe am Äquator und zunehmende Intensität nach den Polen zu im Betrage von ungefähr 16 % von 0 bis  $45^\circ$ , bei 2800 m 23 %. Die weiche Strahlung variiert also erwartungsgemäß stärker. Zur Messung dienten kugelförmige Ionisationskammern mit 30 at Stickstofffüllung. Zur Panzerung wurden 2,5 cm Kupfer und zweimal 2,5 cm Blei in Kugelschalenform verwendet. 15 Mitarbeiter sind an den Ergebnissen beteiligt. *Kolhörster.*

**Thomas H. Johnson, Willis Fleisher, Jr. and J. C. Street.** A cloud expansion chamber for automatically photographing the tracks of corpuscular cosmic rays. Phys. Rev. (2) 40, 1048, 1932, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Der Aufnahmefunke einer automatisch arbeitenden Wilsonkammer wird durch Koinzidenzen zweier Zählrohre ausgelöst, wenn die Kammer im wirksamen Zustand ist. Ein großer Prozentsatz der Bahnpuren liegt in gerader Linie mit den Zählrohren. Drei solche Wilsonkammern sollen zur Untersuchung der Höhenstrahlen über große Strecken dienen. *Kolhörster.*

**J. C. Street and Thomas H. Johnson.** Experiments on the corpuscular cosmic radiation. Phys. Rev. (2) 40, 1048, 1932, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Eine neue Koinzidenzverstärkereinrichtung wurde ausgearbeitet. Für Rohre, die 90 Einzelstöße in der Minute ergeben, wurden  $2,5 \pm 0,5$  in der Stunde Zufallskoinzidenzen gezählt. Das Auflösungsvermögen beträgt also  $\tau = 1,5 \cdot 10^{-4}$ /sec. Die systematischen Koinzidenzen betragen für die Raumwinkeleinheit  $7,3 \cdot 10^{-5}$  auf das Quadratzentimeter, etwa zwei- bis dreimal mehr, als sonst angegeben. Daraus ergibt sich für die spezifische Ionisation 98 J pro Zentimeter. Der Einfluß dünner Bleischirme auf die Koinzidenzenzahl wurde gemessen. Das Verhältnis der Koinzidenzen bei  $45^\circ$  zu denen bei  $0^\circ$  (Vertikallage) beträgt  $0,41 \pm 0,04$ . *Kolhörster.*

**J. Clay und H. P. Berlage.** Variation der Ultrastrahlung mit der geographischen Breite und dem Erdmagnetismus. Natur-

wissensch. 20, 687—688, 1932, Nr. 37. Der von Clay zwischen Amsterdam bzw. Genua und Batavia mit Kolhörsters Apparatur gefundene Breiteneffekt der Höhenstrahlung wurde nunmehr während einer Reise des Postdampfers Christian Huygens mit einem Steinkeapparat (12 cm Eisenpanzerung) bestätigt. Die Änderung der Strahlungsintensität mit der erdmagnetischen Horizontalintensität läßt sich einfacher und zutreffender darstellen als die mit der geographischen Breite. Die Höhenstrahlung besteht also aus geladenen Korpuskeln. *Kolhörster.*

**Louis Zehnder.** Radiation des espaces interstellaires et processus cosmiques. Ann. Guébbard-Séverine 7, 203—211, 1931. Es wird die Hypothese aufgestellt, daß die Höhenstrahlung durch Vorgänge ausgelöst wird, die bei dem Eindringen der Meteore in die Erdatmosphäre auftreten. *Kolhörster.*

**E. Oeser.** Messungen der kosmischen Ultrastrahlung zwischen 50° und 7° nördlicher Breite. ZS. f. Geophys. 8, 242—249, 1932, Nr. 5. Mit zwei Strahlungsapparaten nach Kolhörster wurde auf einer dreimonatigen Reise des Frachtdampfers Friederun nach Zentralamerika die Intensität der Höhenstrahlung von 4 zu 4 Stunden fünfmal täglich gemessen. Es ergab sich kein Breiteneffekt innerhalb 2,1 % zwischen 50 und 7° nördlicher geographischer Breite. Verschiedene Angaben über die Intensität der Rest-, Erd- und Höhenstrahlung folgen. *Kolhörster.*

**W. Kolhörster und L. Tuwim.** Die spezifische Koinzidenzfähigkeit der Höhenstrahlen hinter 10 cm Blei in Seehöhe. Naturwissensch. 20, 657, 1932, Nr. 35. Messungen der spezifischen Koinzidenzfähigkeit  $\mathcal{G}$  der Höhenstrahlen hinter 10 cm Bleipanzerng ergeben in Potsdam (73 m über Seehöhe) die folgenden Werte:

Nigungswinkel der Zählrohrachsen zur Vertikalen	Mittel $\mathcal{G}$
0°	0,79 %
55	0,67
90	0,61

Danach ist der Gehalt der Höhenstrahlen an koinzidenzfähigen Korpuskeln im Mittel etwa 70 %. Er nimmt mit der Härte der Strahlen zu entsprechend den Erwartungen der Koinzidenztheorie von Tuwim. *Kolhörster.*

**P. M. S. Blackett and G. Oechialini.** Photography of Penetrating Corpuscular Radiation. Nature 130, 363, 1932, Nr. 3279. Koinzidenzen in zwei Zählrohren, zwischen denen sich eine Nebelkammer von 13 cm Durchmesser befindet, lösen die Expansion der Kammer aus, so daß der Korpuskularstrahl photographiert werden kann. Die Bahnspuren haben in Sauerstoff eine Breite von 0,8 mm, in Wasserstoff von 1,8 mm entsprechend der theoretischen Beziehung zwischen Diffusion und Zeit. Durch magnetische Ablenkung wurde die Energie der Strahlen bestimmt. Von 100 Aufnahmen zeigten 59 einfache Bahnen, 17 mehrfache, 24 keine. 10 % wurden im Felde von 2000 Gauß merklich abgelenkt, besitzen also als Elektronen eine Energie von 2 bis 20.10 e-Volt, die übrigen geradlinigen Bahnen lassen auf Elektronen von mehr als 600 . 10<sup>6</sup> e-Volt oder Protonen von mehr als 200 . 10<sup>6</sup> e-Volt schließen. *Kolhörster.*

**E. Regener.** Intensity of Cosmic Radiation in the High Atmosphere. Nature 130, 364, 1932, Nr. 3279. Mit Pilotballonen und Registrier-elektrometer wurde die Intensität der Höhenstrahlung zwischen 243 und 22 mm Hg Druck (bis etwa 28 km Höhe) gemessen. Über 12 km Höhe nimmt die Intensität allmählich langsamer zu, sie nähert sich bei niedrigen Drucken schnell ihrem Höchstwert. Extrapoliert auf Atmosphäregrenze beträgt sie etwa 275 J, vorausgesetzt, daß sie nicht etwa einen Maximalwert durch Sekundärstrahlenwirkung er-

reicht und dann wieder abnimmt. Wenn keine Sekundärstrahlenbildung eintritt, sollte die Intensität in größeren Höhen viel schneller abnehmen und die Höhenverteilungskurve keinen Wendepunkt aufweisen. Außerhalb der Atmosphäre ist keine  $\gamma$ -Strahlung der gewöhnlichen radioaktiven Substanzen bemerkbar. *Kolhörster.*

**W. F. G. Swann and J. C. Street.** The direct detection of individual cosmic rays. Phys. Rev. (2) 40, 1049, 1932, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Mit einer zylindrischen Ionisationskammer von 4,7 m Länge, 8 cm Radius und Stickstofffüllung bei hohem Druck wurden einzelne Höhenstrahlen durch eine Kompensationseinrichtung gemessen. Die spezifische Ionisation schwankt zwischen 20 bis 250 J pro Bahnzentimeter. Bei 100 J/cm sollte ein Strahl, der die ganze Rohrlänge durchläuft,  $4 \cdot 10^6$  J erzeugen, also 20mal mehr als ein  $\alpha$ -Teilchen und sich dadurch von diesem unterscheiden. Rechnerisch sollte viermal in der Stunde ein solcher Längsstrahl auftreten, wie ungefähr gefunden wurde. Weiter beobachtete noch stärker ionisierende Bahnen stammen vielleicht aus dem Gase. *Kolhörster.*

**J. A. Bearden and C. L. Haines.** Helium filled G. M. tube counters. Phys. Rev. (2) 40, 1048, 1932, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wird über mit Helium gefüllte Zählrohre berichtet. Bei Drucken zwischen 10 bis 76 cm Hg des Heliums scheint die Empfindlichkeit etwas höher als in Luft zu sein. Andere Vorteile sind: Die Zählrohre können mit dünnen Fenstern gebaut werden zur Untersuchung von  $\alpha$ - und  $\beta$ -Strahlen. Sie besitzen niedrigere Anfangsspannungen als luftgefüllte, der nutzbare Bereich ist größer, ein Einrohrverstärker ist ausreichend. *Kolhörster.*

**W. F. Mc Donald.** Notes on the exchange of energy between ocean and atmosphere. National Res. Counc. 1932, S. 131—136. Unter Berücksichtigung folgender Fragenkomplexe: 1. die Wärmeaufspeicherung in den obersten Schichten des Meeres, in denen ein ausgiebiger Wärmetransport polwärts möglich ist; 2. der Austausch eines großen Teiles des Wärmeverrates vom Wasser in die Luft; 3. der Energietransport infolge der atmosphärischen Zirkulation; und 4. der Wärmeverlust in Gegenden, in denen eine ungehinderte Ausstrahlung möglich ist, wird in großen Zügen das Austauschproblem zwischen Meer und Luft allgemein erörtert. Es wird besonders darauf hingewiesen, daß spezielle Diskussionen so lange unmöglich sind, solange nicht genauere und vor allem kontinuierliche Beobachtungen der Temperatur des Meereswassers vorliegen. *Fritz Hänsch.*

**E. O. Hulburt.** On the penetration of daylight into the sea. (Abstract.) National Res. Counc. 1932, S. 224. Beebe maß die Helligkeit im Meereswasser bis zu einer Tiefe von 800 Fuß; in dieser Tiefe war das Spektrum ein schmales Band um  $520 m\mu$  herum. Weiterhin wurden Proben von Meereswasser aus verschiedenen Teilen des Weltmeeres auf ihre Absorption des Tageslichtes im sichtbaren und ultravioletten Teile des Spektrums hin im Laboratorium untersucht. Unter Anwendung dieser Absorptionskoeffizienten auf die Raman-Einstein-Smoluchowski'sche Theorie von der Zerstreuung des Lichtes in Flüssigkeiten wurde so ein Helligkeitsmaximum in einer Meerestiefe von 800 Fuß bei etwa  $500 m\mu$  gefunden, also innerhalb der Fehlergrenze eine ganz gute Übereinstimmung mit den Meßergebnissen. Unterhalb 200 Fuß stimmten Laboratoriums- und beobachtete Werte überein, in den Oberflächenschichten würde sich eine fünfmal größere Absorption in Wirklichkeit als im Laboratorium ergeben, was auf opake, fein verteilte Bestandteile im Wasser zurückgeführt wird, die teils tierischen, teils pflanzlichen, teils mineralischen Ursprungs sind. *Fritz Hänsch.*

**Burt Richardson.** Photoelectric measurements (made during the summer of 1930) of the penetration of light (wave-length 2,900 to

4.800 Ångström units) in sea-water, and the results of laboratory photoelectric measurements (made during the summer of 1931) of the absorption-coefficient of sea-water. National Res. Counc. 1932, S. 225. Im Anschluß an Messungen des Eindringungsvermögens von Sonnenlicht in das Meereswasser von anderen Autoren an verschiedenen Stellen werden Resultate von Messungen während des Sommers 1930 in der Nähe der kalifornischen Küste mit einer Birtzelle mitgeteilt. Dabei werden Wellenlängen von 2900 bis 4800 Å.-E. erfaßt. 21 % des Lichtes werden durch die ersten  $1\frac{1}{2}$  cm des Wassers absorbiert, etwa 50 % durch das erste Meter, 88 % durch die ersten 10 m und über 98 % durch 50 m. Weiterhin werden Absorptionskoeffizienten des Meereswassers, die im Sommer 1931 im Laboratorium mit verschiedenen Zellen gemessen worden sind, in Abhängigkeit von der Wellenlänge mitgeteilt. Auf den Unterschied zwischen Meereswasser und reinem Wasser und ferner zwischen laboratoriumsmäßiger Bestimmung und Messung im Meere wird noch hingewiesen.

*Fritz Hänsch.*

**C. S. Piggot.** Radium-content of ocean-bottom sediments. National Res. Counc. 1932, S. 233—238. Den früheren Messungen des Radiumgehaltes auf dem Meeresgrund, ausgeführt von Joly und Pettersson, werden die Ergebnisse der letzten Kreuzfahrt der Carnegie im Pazifischen Ozean gegenübergestellt. Dabei ergibt sich ebenso ein größerer Gehalt des Meeresbodens an Radium als auf dem Kontinent, und zwar durchschnittlich  $6,52 \cdot 10^{-12}$  g Radium in 1 g Substanz. Die Resultate werden noch nach ihrer mineralischen Seite hin diskutiert und dann in Beziehung zum Radiumgehalt des Meereswassers gesetzt.

*Fritz Hänsch.*

**E. B. Stephenson.** Temperature-gradients in ocean-waters. National Res. Counc. 1932, S. 238—243. Es werden aus einem umfangreichen Beobachtungsmaterial, das im Laufe von 10 Jahren in verschiedenen Gebieten und unter verschiedenen Bedingungen gewonnen worden ist, einige spezielle Fälle der Temperaturverteilung im Meere in Abhängigkeit von der Tiefe mitgeteilt, bei denen teilweise ein kontinuierlicher, teilweise ein diskontinuierlicher Gradient zutage tritt. In letzterem Falle handelt es sich also um vollständig verschiedene Wassermassen.

*Fritz Hänsch.*

**Phil E. Church.** Progress in the investigation of surface-temperatures of the Western North Atlantic. National Res. Counc. 1932, S. 244—249. Bei der Auswertung der Thermographenaufzeichnungen der Oberflächentemperatur des Meereswassers, die von der amerikanischen Handelsmarine für die Jahre 1929 bis 1931 für den westlichen Teil des Nordatlantischen Ozeans vorliegt, ergeben sich sechs scharf gegeneinander abgegrenzte Gebiete: ein Gebiet warmen Wassers, das Band des Golfstromes, das während des ganzen Jahres die geringsten Temperaturdifferenzen aufweist, die kalte Mauer, eine Übergangszone, ein Gebiet kälteren Wassers und die Küstengebiete. Ihre geographische Lage und ihre jahreszeitliche Temperaturänderung wird ausführlich diskutiert.

*Fritz Hänsch.*

**A. Schmauss.** Eine säkulare Schwankung und ihr Spiegelbild. Meteorol. ZS. 49, 307—308, 1932, Nr. 8. Verf. untersuchte das Verhalten der interdiurnen Veränderlichkeit der Temperatur, indem er für München für jeden Tag der Jahre 1881 bis 1930 die Differenz der 2 p-Temperaturen gegenüber dem Vortage berechnete. Ihre Pentaden lassen säkulare Schwankungen erkennen, vor allem ihre 11jährigen fortlaufenden Mittel; die 46. Pentade zeigt einen besonders interessanten säkularen Gang und verläuft spiegelbildlich der 53. Pentade (wie in drei Abb. dargestellt ist). Für die Wettervorhersage läßt sich etwas Brauchbares daraus nicht folgern.

*Blaschke.*

**S. Škreb.** Methodisches zur Verarbeitung von Windbeobachtungen. Meteorol. ZS. 49, 274—275, 1932, Nr. 7.

**Kasimir Graff.** Helligkeitsverteilung am Vollmondhimmel. Wiener Ber. 141 [2a], 79—80, 1932, Nr. 1/2. *H. Ebert.*

**C. T. Elvey.** Detection of the Gegenschein with a photo-electric photometer. Astrophys. Journ. 75, 424—426, 1932, Nr. 5. Beobachtungen der Helligkeit des Himmels mit einem lichtelektrischen Photometer in dem Gebiet des Gegenscheines erweisen die Anwendungsmöglichkeit für genauere Erforschung dieser dem Zodiakallicht ähnlichen Erscheinung. *Schmerwitz.*

**G. Rougier.** Photométrie photoélectrique globale de la Lune. Journ. de phys. et le Radium (7) 13, 116 S—117 S, 1932, Nr. 6. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 326.] Zweck der Untersuchung war die Ermittlung des Transmissionskoeffizienten der Atmosphäre und der Beleuchtungskurve als Funktion des Phasenwinkels. Das Instrument ist früher beschrieben (diese Ber. S. 1374). Nach Anbringung der Korrekturen für veränderliche Mondentfernung und für Veränderung des Phasenwinkels hängt die Helligkeitsänderung von der mit der Zenitdistanz veränderlichen Absorption ab. Aus dem Diagramm für  $m = k \sec \zeta$  wird  $k$  auf  $1/2\%$  bestimmt. Aus Streuungen bei verschiedener Phase folgt, daß die Absorption sich im Frühling mehr verändert als im Herbst. Neben langsamen Absorptionsschwankungen durch Wolkenbildung gibt es rasche Schwankungen bis  $7\%$  durch Dunst. Beide können trotz klaren Himmels vorhanden sein. *Sättele.*

**W. Mörikofer.** Das Hochgebirgsklima. S.-A. Physiol. d. Höhenklimas von A. Loewy. Berlin, Verlag von Julius Springer, 1932, S. 12—65. *Scheel.*

**Frederik E. Fowle.** Atmospheric water-vapor. National Res. Council. 1932, S. 141—142. Die H a n n s c h e Formel bestimmt den Wasserdampfgehalt über einem Beobachtungsort aus der Feuchtigkeit am Beobachtungsort selbst. Entgegen dieser Behauptung wird experimentell der Wasserdampfgehalt über der Meßstelle durch Festlegung der Absorptionsbande des Wasserdampfes ermittelt, nachdem vorher im Laboratorium empirisch der Zusammenhang zwischen spektraler Zusammensetzung und Wasserdampfgehalt bestimmt worden ist. Nach Messungen in Kalifornien ergibt sich, daß die in der H a n n s c h e n Formel auftretende Konstante  $K$  keine Konstante sein kann, sondern ein anderer funktionaler, nicht einfacher Zusammenhang zwischen Wasserdampfgehalt an und über der Meßstelle bestehen muß. *Fritz Hünsch.*

**Franz Baur.** Die Formen der atmosphärischen Zirkulation in der gemäßigten Zone. Gerlands Beitr. 34 (Köppen-Band III), S. 264—309, 1931. Im ersten Teil werden zunächst vektoranalytisch eine Reihe von Formeln für die Zirkulationsbeschleunigung ohne und mit Berücksichtigung der Erddrehung und der Reibung abgeleitet. Die Interpretation des allgemeinen Zirkulationssatzes führt zu den Ergebnissen, daß 1. die Zirkulationen nicht in meridionalen Ebenen, in höheren Breiten sogar annähernd horizontal verlaufen; 2. in höheren Breiten die zirkulationserzeugende Wirkung der Erdrotation die der Solenoide stark schwächen oder auch umkehren kann; 3. die Existenz horizontaler Zirkulationen an die Existenz zonaler Druckgradientengebunden ist. Aus dem Flächensatze werden dann Schlüsse auf die Lage des subtropischen Hochdruckgürtels gezogen. — Im zweiten Teil zeigt der Verf., daß zwei typische Zirkulationsformen in der gemäßigten Zone vorherrschen: 1. die Form des ungeordneten Austausches, 2. die Form des Austausches in meridionalen Zirkulations-



streifen. Die erste ist gekennzeichnet durch turbulente Westströmung, Polwärtsverlagerung des Hochdruckgürtels und gesteigertes meridionales Druckgefälle, die zweite dagegen durch starke zonale Gradienten. Der für beide Zirkulationsformen berechnete Wärmetransport ergibt, daß die übliche Deutung des ungeordneten Austausches als Wirkung gesteigerter Zirkulation sich als unrichtig erweist. Es wird dann der Zusammenhang der Wettertypen mit den Zirkulationsformen statistisch untersucht, die stramme Verbundenheit des Westwettertyps mit dem ungeordneten Austausch aufgezeigt und der für die Prognose wichtige Zusammenhang zwischen der Umkehrung des normalen Druckgefälles und den übernormalen Niederschlagsmengen des Müggesehen „subtropischen Wettertyps“ nachgewiesen. Für den Austausch in Zirkulationsstreifen ist der „Schauerwettertyp“ auf der Westseite und der vom Verf. eingeführte „Wärmewellentyp“ auf der Ostseite des Tiefs charakteristisch. Abschließend wird an Hand statistischer Überlegungen gezeigt, daß der ungeordnete Austausch der stabilere ist. *Philipps.*

**H. Wagemann.** Die Begründung und Brauchbarkeit der Guilbertschen Regeln. Meteorol. ZS. 49, 262—266, 1932, Nr. 7. Verf. weist darauf hin, daß diese Regeln wohl richtig und brauchbar, aber theoretisch noch nicht bewiesen sind. Er untersucht ihre erste Art, die auf der Benutzung über- oder unternormaler Winde zur Erkennung zukünftiger Druckschwankungen beruht und verweist dazu auf Arbeiten von W. Pepler, A. Schmauss, Th. Hesselberg, H. Ertel, L. Grossmann, W. Köppen und andere. Verf. hält nach unserer Kenntnis der Dynamik jener Druckgebilde die Guilbertschen Regeln der ersten Art für überflüssig und untersucht dann die der zweiten Art, welche auf der Benutzung kon- und divergenter Winde beruhen und in vielen Fällen den Ausdruck für eine Wellenbewegung abgeben können. In dieser Beziehung wurden die Guilbertschen Regeln dritter Art als Guilbert-Grossmannsche Regeln in die Prognose eingeführt und von Schereschewsky und Wehrlé weiter ausgebaut. *Blaschke.*

**Paul-L. Mercanton.** Beobachtung des „blauen und violetten“ Strahles. Meteorol. ZS. 49, 271, 1932, Nr. 7. Verf. berichtet von Beobachtungen vom Deck eines von Grönland zurückkehrenden Bootes aus im Atlantischen Ozean in 61° 57' nördlicher Breite. Zur Ortszeit 18.40 erblickten der Verf. u. a. am Himmel die noch sichtbare, abgeplattete Sonnenscheibe, die nach Norden wandernd zu einer glänzenden weißen Linse zusammenschumpfte. Sobald nun ihr Rand den einer großen Cumuluswolke berührte, erschien die gemeinsame Grenze leicht blau, wurde dann auffallend hellgrün und endlich lebhaft blau. Dieses blaue Licht erlosch beim Verschwinden der Sonne unter dem Horizont, wobei gleichzeitig ein schmales Büschel violetten Lichtes am Himmel hochschuß (nur mit dem Feldstecher sichtbar). Nach der Beobachtung entsteht der „grüne Strahl“ durch einfache normale Brechung. *Blaschke.*

**G. Frischmuth.** Ein Beispiel der Luftbahnen bei einem Kälteeinbruch. Meteorol. ZS. 49, 267—270, 1932, Nr. 7. Mit dem Hinweis, daß bereits W. Köppen die Bahnen von Warm- und Kaltluftteilchen bei einem Kälteeinbruch ermittelte und es wünschenswert wäre, sie analytisch zu bestimmen, untersucht Verf. die Bahnen von Wasserteilchen, wenn sich ein Kreiszyylinder mit konstanter Geschwindigkeit durch eine unendlich ausgedehnte Wassermasse bewegt, die in großer Entfernung in Ruhe ist, während die Strömung ein Geschwindigkeitspotential aufweist. Er verwendet dazu die Differentialgleichung von Rankine, die er integriert, errechnet die Bahnkurven und stellt einige graphisch dar. *Blaschke.*

**E. O. Hulburt.** On winds in the upper atmosphere. (Abstract.) National Res. Counc. 1932, S. 124. Aus den bisher vorliegenden Beobachtungen der Abdrift

der Meteorbahnen werden Schlüsse über die in großen Höhen vorherrschenden Winde gezogen. In der nördlichen Hemisphäre wurden in 30 bis 80 km Höhe nachmittags östliche Winde gefunden. In den Monaten November und August konnten nachts in 80 bis 110 km Höhe vorzugsweise westliche Winde festgestellt werden. Die theoretischen Annahmen eines Nordwärtsfließens am Tage in der nördlichen Hemisphäre und eines Südwärtsfließens in der südlichen Hemisphäre wurden für eine Höhe von etwa 80 km mit den vorliegenden Meteorbeobachtungen in Übereinstimmung gefunden. Auch der Einfluß der magnetischen Stürme ließ sich durch größere Turbulenz feststellen. Weitere Beobachtungen von Meteorbahnen, insbesondere bei magnetischen Stürmen, werden empfohlen. *Herbert Kirsten II.*

**W. C. Haines.** *Winds of the Antarctic.* National Res. Counc. 1932, S. 124—128. Es werden die Windverhältnisse der Antarktis auf Grund zahlreicher Beobachtungen an Anemometern und Windfahnen und aus 415 Pilotballonaufstiegen, die zwischen dem 15. Januar 1929 und 5. Februar 1930 erhalten wurden, gekennzeichnet. Die von den Polarforschern Sir Douglas Mawson, Scott u. a. in den Küstengebieten beobachteten starken Winde sind nicht für die ganze Antarktis maßgebend. Der Verf. glaubt, daß seine Messungen bei Klein-Amerika und Framheim den Mittelwerten der Antarktis besser entsprechen. 32 % der Winde waren Ost- bzw. Ostsüdostwinde, und 29 % Südwest- bzw. Südsüdwestwinde. Erstere wurden in den Sommer-, letztere in den Wintermonaten vorgefunden. Das Jahresmittel der Windgeschwindigkeit wird mit 9,4 miles/hour angegeben. Die höchste beobachtete Windgeschwindigkeit wurde im Juli 1930 zu 75 miles/hour gemessen. Es werden Windvektordiagramme für 250 und 3000 und 5000 m Höhe aufgestellt, wovon das 3000 m-Diagramm besonders interessant ist. 46 % der Winde in 3000 m Höhe haben eine Nordkomponente, 40 % eine Ostkomponente und 60 % eine Westkomponente, was darauf hindeutet, daß südlich von der Beobachtungsstation ein Gebiet niederen Druckes liegt. Die gleiche mittlere Windrichtung wird sowohl für die Winter- als auch für die Sommermonate gefunden. Die Beobachtungen in 5000 m Höhe zeigen, daß die antarktische Antizyklone schwach und einflußlos ist. Ein Vergleich der mittleren Windgeschwindigkeiten von Washington und der Antarktis ergibt für Bodennähe: Klein-Amerika 4,4 m/sec, Washington 3,2 m/sec; für 250 m Höhe: Klein-Amerika 6,9 m/sec, Washington 6,0 m/sec; für 3000 m Höhe: Klein-Amerika 7,9 m/sec, Washington 11,9 m/sec. *Herbert Kirsten II.*

**F. Ackerl.** Entfernungsmessungen mit der Wildschen Invar-Basislatte. *ZS. f. Instrkde.* 52, 393—400, 1932, Nr. 9. *H. Ebert.*

**Sherwin F. Kelly.** *Geophysics in Exploration: Prospect and Retrospect.* *Engineering and Mining World* 2, 141—142, 1931, Nr. 3. Die Arbeit setzt die Grenzen für die Leistungsfähigkeit der geophysikalischen Methoden und zeigt, wie sich diese durch verständnisvolle Zusammenarbeit von Geophysikern mit Geologen, durch sinnvolle Problemstellungen und durch passende Wahl der jeweils anzuwendenden Methoden erweitern lassen. *J. N. Hummel.*

**F. Baur, B. Haurwitz und G. Stüve.** Vorschläge zur Vereinheitlichung der Vektorschreibweise in der Meteorologie. *Meteorol. ZS.* 49, 309—311, 1932, Nr. 8. Die Verff. schlagen für das Gebiet der Meteorologie eine Vektorschreibweise vor, die sich von den Festsetzungen des AEF in einigen Punkten unterscheidet. Die Produkte sollen nicht durch Klammern, sondern durch Punkt und Kreuz bezeichnet werden; außerdem werden Vorschläge für die Bezeichnung der Tensoroperationen gemacht. *Wallot.*

# Register der Geophysikalischen Berichte

## 1. Allgemeines

- O. Baschin. Arktisfahrt des Luftschiffes „Graf Zeppelin“ 57.  
H. Benndorf. Alfred Wegener zum Gedächtnis 109.  
Walther Bruns. Luftfahrzeuge als Hilfsmittel in der Polarforschung 85.  
H. P. Cornelius. Alfred Wegener † 85.  
Erich v. Drygalski. Das Deutsche Südpolarwerk 149.  
A. S. Eddington. Polytropes 85.  
H. v. Ficker. Von Hann bis Exner 57  
J. Stanley Gardiner. Harvard Museum Expedition to Australia 11.  
P. Heidke. Umkehr und Wende 57.  
Bjørn Helland-Hansen. Fridtjof Nansen og hans videnskabelige innsats 17.  
E. Kohlschütter. Definition der ellipsoidischen Koordinaten 85.  
National Research Council 169.  
A. Schmauss, W. Schmidt und R. Süring. Zu Robert Emdens siebzigsten Geburtstag 85.  
A. Sommerfeld und K. Glitscher. Hermann Anschütz-Kaempfe † 1.  
Georges Tiercy. Professeur Raoul Gautier 1.  
Rolin Wavre. De l'échelle humaine à l'échelle terrestre 57.  
M. Wolf und A. Sommerfeld. Zu Robert Emdens siebzigstem Geburtstag 85.

## 2. Apparate und Meßmethoden

- F. Ackerl. Entfernungsmessungen mit der Wildschen Invar-Basislatte 180.  
Maurice Alliaume. Théorie du théodolite 1.  
Alfred Basch. Vektorgleichung für das Rückwärtseinschneiden in der Ebene 3.  
Johannes Picht. Lichtschreiber-Registrierapparate 17.  
G. Agamennone. Pendolo orizzontale ultrapotente a registrazione meccanica 125.  
Alfred Denizot. Théorie du gyroscope de Foucault 155.  
J. Haag. Pendule de gravité 58.

- H. Haalck. Statischer Schweremesser 125, 169.  
Kenneth Hartley. Instrument for measuring very small differences in gravity 109.  
F. Holweck. Modèle de pendule Holweck-Lejay 58.  
G. Jelstrup. Converted Sterneck-pendulum-apparatus 149.  
F. Kaselitz. Integrator zur Berechnung von Schwerewerten 150.  
H. Martin. Allgemeine Koinzidenzkurve 169.  
Beobachtungsverfahren und Apparaturen für sehr genaue relative Schwere- und Zeitmessungen: O. Meißer, Pendel- und Schwingungsdauer-Beobachtungsverfahren; H. Martin, Photographisches Koinzidenzverfahren; Th. Gengler, Freies Pendel als Zeitnormale äußerster Präzision 57.  
B. Numerov. Torsion-Balance with three beams 125.  
M. M. Slotnick. Charts for torsion balance readings 109.  
Mituo Syôyama. Method of Laboratory Device to Record the Period of a Pendulum Motion 57.  
Wilhelm Volkmann. Zu Galileis Pendelformel 85.  
K. Wold. Modernization of old Sterneck-pendulum-apparatus for relative gravity determinations 149.  
J. Egedal. Messung der Bewegung von Pfeilern 151.  
Seiichi Higuchi. Motion of the Lever of the Recording Pin of Omori's Horizontal Pendulum Seismograph at the Time of an Earthquake 85.  
Mishio Ishimoto. Sismographe accélérométrique et ses enregistrements 18.  
J. H. Jones and D. T. Jones. Portable seismograph for recording artificial earthquakes 85.  
Fuyuhiko Kishinouye. A Portable Horizontal Pendulum Seismometer 125.  
Saemon Tarô Nakamura. Solution of the True Motion of the Ground from a Record of a Pendulum Seismometer 149.

- Jörgen Rybner. Theory of the Galitzin seismograph 58.
- J. E. Shrader. Three-dimensional vibrograph 59.
- J. Wilip. Galvanometrically registering vertical seismograph with temperature compensation 58.
- Benjamin Allen Wooten. Suspended mirror seismograph 85.
- W. Zeller und H. W. Koch. Einschwingvorgang bei Seismographen und Beschleunigungsmessern 125.
- L. F. Bates. Apparatus for the measurement of the horizontal component of the earth's magnetic field 68.
- R. Bock. Schulzescher Erdinduktor 93.
- E. Roux. Schulzescher Erdinduktor 112.
- Th. Koulomzine und A. Boesch. Vertikal-Feldwaage von Schmidt 149.
- Max Müller. Erzeugung und Messung niederfrequenter elektromagnetischer Wechselfelder 67.
- L. G. Vedy. Determination of the horizontal component of the earth's magnetic field by a coupled oscillations method 112.
- J. A. Bearden und C. L. Haines. Helium filled G. M. tube counters 176.
- Thomas H. Johnson, Willis Fleisher, Jr. und J. C. Street. Cloud expansion chamber for automatically photographing the tracks of corpuscular cosmic rays 174.
- C. W. Lutz. Geräte zur Messung und Aufzeichnung des lufterlektrischen Spannungsgefälles 60.
- D. Montet. Modification de la chambre d'ionisation et de l'électrode de l'appareil Curie-Chéneveau-Laborde de mesure des faibles activités 89.
- Joachim Scholz. Apparat zur Bestimmung der Zahl der geladenen und ungeladenen Kerne 1.
- A. Stäger. Blinklichtgerät für die Messung und Registrierung von photoelektrisch wirksamen und ionisierenden natürlichen Strahlungen 150.
- P. Idrac. Enregistreur des températures sous-marines 59.
- L. Lecornu et Charles Richet. Appareil pour mesurer rapidement la vitesse des courants 109.
- René Leonhardt. Geräte zur Bestimmung von Meeresströmungen 39.
- J. A. Slee. Reflection methods of measuring the depth of the sea 109.
- Anders Ångström. Strahlungs-Durchlässigkeit benetzter Mattglasscheiben 87.
- Registrations of illumination from sun and sky with cuprous oxide cells 87.
- Franz Baur. Abhängigkeitsgesetz stochastisch verbundener Veränderlichen 2.
- F. Baur, B. Haurwitz und G. Stüve. Vereinheitlichung der Vektorschreibweise in der Meteorologie 180.
- W. R. Blair and H. M. Lewis. Radio tracking of meteorological balloons 1.
- H. G. Cannegieter. Flugzeugmeteorograph 86.
- Casella's improved Fortin Barometer 58.
- G. Chatterjee. Instruments for sounding the lower layers of the atmosphere 88.
- and P. M. Neogi. Contrivances for lifting the pens of the recording plate of the Dines balloon meteorograph during its descent 126.
- Ulrich Chorus. Zur Kenntnis der Cadmiumzelle 150.
- A. K. Das. Upper air pressure indicator 151.
- , B. B. Roy and D. N. Dasgupta. An inexpensive upper air temperature indicator 151.
- P. Duckert. Entwicklung der Telemeteorographie und ihrer Instrumentarien 84.
- und B. Thieme. Radiometeorographische Methoden 84.
- J. Egedal. Mikrobarograph 17.
- E. Frankenberger. Steigerung der Höhenleistung von Registrierballonen 109.
- W. Grundmann. Wind-Zählgerät 169.
- H. Goldschmidt. Registriervorrichtung für das Davoser Frigorimeter 60.
- Walter Grundmann. Barometereichanlage 1.
- Integriertoren für Windweg, Windrichtung und vektorielle Windversetzung über beliebige Zeiträume 169.
- Ludwig Heck und Günther Sudeck. Meteorographen für drahtlose Fernübertragung 17.
- M. J. Holtzmann. Anemometrische Skizzen 86.
- Friedrich Lauscher. Hilfsmittel zur Verhinderung von Reifansatz an Sonnenschein-Autographenkugeln 89.
- F. Linke. Messungen der Himmelsstrahlung mit einem rotierenden Aktionometer 142.
- M. C. Marsh. Hair-type humidity control 126.
- W. Marten. Bimetallaktinometer Michelson-Marten 19.
- Verbesserung des Glaskugelaotographen Campbell-Stokes 58.
- P. Moltchanoff. Methode der Radiosonde und ihre Anwendung bei der Erforschung der höheren Atmosphärenschichten in den Polarregionen 87.

- J. Patterson. Visual Signalling Meteorograph 86.
- A. Piccard. Ascension du F. N. R. S. et son Programme scientifique 59.
- C. Plath. Periskopextant mit eingebautem Kompaß 168.
- P. Raethjen und Ed. Huss. Vergleichbarkeit aerologischer Druck- und Temperaturmessungen beim augenblicklichen Entwicklungsstand des Instrumentariums und der Aufstiegsmethoden 86.
- Jean Rey. Invention du périscope 59.
- M. Robitzsch. Ventilationsfaktor 151.
- S. R. Savur. Performance Test in Statistics 169.
- A. Schlein. Sonnenscheinintegrator, ein Instrument zur mechanischen Bestimmung der effektiv möglichen Sonnenscheindauer 59, 169.
- Walter M. H. Schulze. Statistische Schwankungen der Eigenstrahlung in Strahlungsapparaten 19.
- S. Škreb. Wirkung des Sprung-Fuesschen Laufgewichtswaagebarographen 169.
- L. Steiner. Deutung des Quadrats des Korrelationskoeffizienten 2.
- A. Wigand. Zur Meßtechnik aerologischer Flüge 82.
- 3. Bewegung und Konstitution der Erde; Schwere**
- Rotation, Umlauf, Präzession, Nutation, Polschwankung, Zeitbestimmung
- Otto Baschin. Flüsse und Erdrotation 60.
- Anton Bilimović. Begriff der Erdachse 60.
- Hans Ertel. Analyse der Polfluchtkraft 20.
- H. Ertel. Hebungseffekt und Grönlanddrift 89.
- Wenceslas Jardetzky. Polwanderungen 20.
- A. Schedler. Analyse der Polhöhen-schwankung 21.
- V. S. Vrkljan. Neuer Hagenscher Beweis für die Drehung der Erde 60.
- Figur der Erde, Masse, Schwere, Isostasie  
(Siehe auch Apparate und Methoden, Angewandte Geophysik)
- Franz Ackerl. Schwerkraftfeld der Erde 62.
- Schwerkraft am Geoid 89.
- Schwerkraft in Nordamerika und Westeuropa 152.
- Schwerkraftfeld der Erde 152.
- A. Belluigi. Depressione gravimetrica di Carpaneto 23.
- Depressione gravimetrica di Gattatico-Parma 62.
- Mario Boriosi. Costanti di densità e di temperatura dei pendoli gravimetrici 126.
- William Bowie. Method for testing airy and pratt isostasy 152.
- Ugo Cassina. Grave in terra rotante 126.
- Ernest Esclançon. Déplacements périodiques des continents 155.
- A. v. Plotow †, A. Berroth und H. Schmehl. Relative Bestimmung der Schwerkraft auf 115 Stationen in Norddeutschland. F. Kossmat. Schwereanomalien und geologischer Bau des Untergrundes im norddeutschen Flachland 89.
- A. M. Gishitsky. Gravity determination in Viritsa and Detskoe Selo 127.
- Gravity determination in Western Siberia 128.
- E. A. Glennie. Gravity Anomalies 62.
- J. de Graaff Hunter. Hypothesis of isostasy 90.
- W. Heiskanen. Stand der Isostasiefrage 152.
- Paul R. Heyl. Gravity at Washington 170.
- F. Hopfner. Bestimmung des Geoids aus Schwerkraftwerten 23.
- Friedrich Hopfner. Grundgleichungen der physikalischen Geodäsie 126.
- Harold Jeffreys. Application to the free-air reduction of gravity 90.
- Stresses in the earth's crust required to support surface inequalities 91, 154.
- Karl Jung. Schwere und Geoid bei Isostasie 128.
- Ervand Kogbetliantz. Vitesse de propagation de la gravitation 3.
- Walter D. Lambert. Isostatischer Massenausgleich in der Erdrinde 21.
- Alfred C. Lane. Pratt and Airy and isostasy 152.
- A. C. Longden. Absolute determination of gravity 61.
- F. A. Vening Meinesz. Isostasy and related subjects 170.
- and F. E. Wright. Gravity measuring cruise of the U. S. Submarine S—21. Computational procedure by Miss Eleanor A. Lamson. Vorwort von C. S. Freeman 4.
- Th. Niethammer. Nivellement und Schwere als Mittel zur Berechnung wahrer Meereshöhen 154.
- A. Prey. Isostatischer Massenausgleich in der Erdrinde 152.

- M. Rózsa und P. Selényi. Methode zur Prüfung der Proportionalität der trägen und gravitierenden Masse 3.
- P. Sawicky. Schwere und Geologie in Kaukasien 57.
- Robert Schwinner. Schwere am Ostrand des Fennoskanadischen Schildes 62.
- N. Stoyko. Déplacements périodiques des continents 154.
- Sir Richard Threlfall and Alfred John Dawson. Quartz Thread Gravity Balance 170.
- R. Tomaschek und W. Schaffernicht. Gravimetrische Bestimmungsversuche der absoluten Erdbewegung 89.
- — Tidal Oscillations of Gravity 170.
- Josef Zahradniček. Mesure de la constante de gravitation par la balance de torsion 127.
- Temperatur, Zusammensetzung, Aggregatzustand der Erde, Geochemie, Alter der Erde
- Fred Allison, Edgar J. Murphy, Edna R. Bishop and Anna L. Sommer. Evidence of the Detection of Element 85 in Certain Substances 3.
- C. Antoniani. Comportamento in campo elettrico dei complessi colloidalı unicominali 22.
- L. S. Berg. Origin of loess 127.
- A. A. Bless. Composition of the interior of the earth 2.
- Holbrook G. Potset. Radon content of soil gas 171.
- V. Chlopin. Géochimie des gazes nobles 61.
- und W. Vernadsky. Radium- und Mesothoriumhaltige natürliche Gewässer 170.
- R. Delaby, R. Charonnat et M. Janot. Radioactivité des eaux de sommets des Vosges 61.
- Josef Geszti. Entstehung der Kontinente 20.
- Heinrich Gräven. Bestimmung von Uran und Thorium an Gesteinshandstücken 171.
- und Gerhard Kirsch. Radioaktivität der jungpräkambrischen Granite Südfinnlands 171.
- Virginia Gennaro. Minerali delle serpentine di Piosasco 127.
- Otto Hahn. Radioaktivität und ihre Bedeutung für Fragen der Geochemie 110.
- Friedrich Hecht. Kritik der Altersbestimmung nach der Bleimethode 2.
- L. R. Ingersoll. Geothermal gradient determinations in the Lake Superior copper mines 110.
- Harold Jeffreys. Deformation of the earth due to unsymmetrical cooling 154.
- Earth's Thermal History 89.
- Gerhard Kirsch and Alfred C. Lane. Radioactive disintegration applied to the measurement of geologic time 21.
- P. G. Nutting. Solution and colloidal dispersion of minerals in water 153.
- C. E. Van Orstrand. Correlation of isogeothermal surfaces with the rock strata 110.
- Charles Snowden Piggot. Radium content of Hawaiian lavas 2.
- C. S. Piggot and H. E. Merwin. Location and association of radium in igneous rocks 61.
- M. W. Senstius. Laterites and polar migration 89.
- G. R. Shelton and H. H. Holscher. Gases obtained from commercial feldspars heated in vacuo 127.
- R. A. Sonder. Häufigkeit der Elemente und Isotopen und die neuen Periodizitätsgesetze des Atombaues 153.
- W. Vernadsky. Radioaktivität und die neuen Probleme der Geologie 170.
- J. Versluys. Problem of dry unsaturated strata 22.
- Bailey Willis. Radioactivity and theorizing 110.

#### 4. Veränderungen und Bewegungen an der Erdkruste; Seismik

Tektonik, Vulkanismus, Vereisung

- Immanuel Friedlaender. Vulkanologie und Geophysik 30.
- Wilhelm Halbfass. Trocknet die Erde aus? 31.
- Ad. Jayet et G. Amoudruz. Découverte d'une station magdalénienne près de Frangy 127.
- M. Lagally. Spaltenbildung in zähflüssigen Körpern 62.
- Friedrich Nölke. Numerische Überprüfung der Kontraktionshypothese 128.
- A. Rittmann. Vulkanische Glutwolken und Glutlawinen 64.
- Gretel Satow. Bodeneis in der Arktis 4.
- E. Seidl. Zerreiß-Löcher und Druckpolygonen in Eisdecken von Seen 63.
- R. Spitaler. Sonnenbestrahlung und Temperaturverhältnisse während des Eiszeitalters 128.
- Chronologie des Eiszeitalters 128.

- Elastische Deformationen, Seismizität, Seismik (Siehe auch Apparate und Methoden, Angewandte Geophysik)
- L. H. Adams. Compressibility of fayalite, and the velocity of elastic waves in peridotite 23.
- G. Agamennone. Riflessione delle onde sismiche agli antipodi causa di nuovi terremoti 172.
- R. W. van Bemmelen. Bicausaliteit der bodembewegingen 62.
- G. Bornitz. Ausbreitung der von Großkolbenmaschinen erzeugten Bodenschwingungen in die Tiefe 93.
- William Bowie. Cause possible des tremblements de terre ne se manifestant pas à la surface du globe 90.
- Bernhard Brockamp. Seismische Beobachtungen bei Steinbruchsprengungen 63, 111.
- L. Cagniard. Propagation d'un séisme à l'intérieur d'un solide homogène, isotrope élastique, semi-indéfini, limité par une surface plane 111.
- Réflexion à la surface du sol d'une onde sismique sphérique et isotrope 130.
- V. Conrad. Kritisches über eine vermutete kurzperiodische Schwankung der Bebenhäufigkeit 110.
- Coulomb. Ondes longues rapides 62.
- L. Don Leet and W. Maurice Ewing. Velocity of elastic waves in granite 129.
- Karl Frisch. Data concerning the angles of emergency in strong earthquakes according to registrations in Tartu 158.
- E. Gherzi. Cyclones and microseisms 156.
- B. Gutenberg. Travel time curves at small distances, and wave velocities in southern California 130.
- N. H. Heck. Coming to grips with the earthquake problem 5.
- Application of seismology to the study of ocean-basins 172.
- Seismic zones as related to relief of ocean-bottom 172.
- W. Hiller. Das Beben in NW-Tirol 157.
- Alb-Beben am 11. und 22. Dezember 1931 157.
- Akitune Imamura. Slow Changes of Land-level, Both Related and Unrelated to Earthquakes 171.
- Win Inouye. Earthquake and Pulsation 111.
- Teturô Inui, Masao Kotani and Zyurô Sakadi. Motion of the Earth's Surface under the Influence of a Heavy Moving Body 27.
- Mishio Ishimoto. Caractéristiques des ondes séismiques d'après les enregistrements accélérométriques 92.
- Mécanisme de la production des ondes sismiques au foyer 111.
- Tokunosuke Itôo. Oberflächenwellen 64, 129.
- Harold Jeffreys. Cause of Oscillatory Movement in Seismograms 5.
- Formation of love waves (Querwellen) in a two-layer crust 128.
- Stresses in the earth's crust required to support surface inequalities 91, 154.
- Yosio Katô and Saemon-Tarô Nakamura. Magnetic Disturbance in the Seismic Area of the Earthquake of November 26 th, 1930 157.
- Hiroshi Kawasumi. Propagation of Seismic Waves 111.
- E. Kraus. Seismotektonik der Tiroler Alpen 30.
- H. Landsberg. Saarbeben vom 1. April 1931 29.
- Dispersionsuntersuchungen bei Erdbebenwellen 129.
- Fall angeblicher Erdbebenvorgefühle 130.
- A. W. Lee. Determination of thicknesses of the continental layers from the travel times of seismic waves 91.
- Effect of geological structure upon microseismic disturbance 156.
- Microseismic disturbance in Great Britain during 1930 156.
- Naomi Miyabe. Blocks in the Earth's Crust and their Movements 25, 91.
- Nobuji Nasu. Comparative Studies of Earthquake Motions Above-ground and in a Tunnel 62.
- Genrokuro Nishimura. Deformation of a Semi-infinite Elastic Body having a Surface Layer due to the Surface Loading 130.
- E. Oddone. Sismometria alla storia della terra 64.
- W. R. Ransome. Production and recording of continuous seismic waves in the ground 110.
- E. Rothé. Production des maximums dans les inscriptions séismographiques 91.
- Hermann Scholtz. Bedeutung makroskopischer Gefügeuntersuchungen für die Rekonstruktion fossiler Vulkane 64.
- H. Schönemann. Seismische Bodenunruhe zweiter Art in Hamburg und ihre Ursache 171.
- Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Institutes in Göttingen. F. Gerecke. Die Laufzeitkurve; H. K. Müller. Azimut und Energiezwinkel

- der Verschiebung von  $P$  und  $S$ ; A. Ramspeck. Schüttelplatte zur Untersuchung von Seismographen; R. Köhler. Seismographenprüfung 131. Walter Rohrbach. Dispersion seismischer Oberflächenwellen 155. Heinr. Blut. Elastie der Reflexion und Brechung elastischer Wellen an Unstetigkeitsflächen 156.
- Katsutada Sezawa. Kind of Waves transmitted over a Semi-infinite Solid Body of Varying Elasticity 25.
- Plastico-Elastic Deformation of a Semi-infinite Solid Body due to an Internal Force 62.
- Waves in Visco-Elastic Solid Bodies 129.
- and Kiyoshi Kanai. Possibility of Free Oscillations of Strata excited by Seismic Waves 130, 156.
- and Genrokuro Nishimura. Movement of the Ground due to Atmospheric Disturbance in a Sea Region 111.
- Louis B. Slichter. Reflection and refraction of seismic waves between similar rocks 111.
- D. M. Y. Sommerville. Theory regarding tidal stresses and the prediction of earthquakes 91.
- O. Somville. Observations sur l'onde  $PL$  110.
- V. C. Stechschulte. Deep-Focus Earthquakes 26.
- Torahiko Terada. On Luminous Phenomena Accompanying Earthquakes 24.
- Earthquake and Thunderstorm 92.
- Chûji Tsuboi. Possibility of Finding the Permanent Crust Dislocation caused by an Earthquake by means of its Seismogram 90.
- K. Uller. Entwicklung des Wellen-Begriffes 23.
- H. A. Wilson. Calculation of the motion of the ground from seismograph records 111.
- H. Witte. Berechnung der Geschwindigkeit der Raumwellen im Erdinnern 155.
- 5. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde, Polarlicht**  
Erdmagnetismus  
(Siehe auch Apparate und Methoden, Angewandte Geophysik)
- J. Bartels. Terrestrial-magnetic activity and its relations to solar phenomena 159.
- A. Dauvillier. Recherches de physique cosmique 115.
- L. Eblé et G. Gibault. Valeurs des éléments magnétiques à la station du Val-Joyeux 112.
- H. W. Fisk. Secular Variation of Magnetic Intensity and its Accelerations in Pacific Countries 160.
- H. Haalck. Physikalische Natur des magnetischen Rindfeldes der Erde 159.
- K. Haussmann. Filchners erdmagnetische Beobachtungen in Zentralasien 68.
- J. Koenigsberger. Remanenter Magnetismus und Gesteinsfluidität 32.
- Remanenter Magnetismus von Gesteinen 131.
- Folgheraitors Bestimmungen des magnetischen Erdfeldes aus der Magnetisierung gebrannter Tongegenstände 132.
- C. Le Camus et F. de Saint-Just. Observations magnétiques et électriques au Sahara 35.
- H. B. Maris. Seasonal variations in magnetic storms 112.
- Maurain. Recherches de physique cosmique 115.
- P. L. Mercanton. Inversion de l'inclinaison magnétique aux âges géologiques 132.
- Iliia Popoff. Erdmagnetische Deklination in Bulgarien 159.
- St. Procopiu et Gh. Vasiliu. Eléments du magnétisme terrestre à Jassy en 1931 112.
- A. Røstad. Magnetische Störungen, die an südnorwegischen Nordlichttagen in Potsdam beobachtet wurden 33.
- Anton Schedler und Max Toperczer. Verteilung der erdmagnetischen Deklination in Österreich 93.
- T. Schlomka. Zur Haalckschen Theorie des Erdmagnetismus; H. Haalck. Erwiderung 112.
- Max Toperczer. Messung der magnetischen Deklination mit Fadenaufhängung der Magnete 93.
- W. F. Wallis. Geographical distribution of magnetic disturbance 112.
- Polarlicht  
(Siehe auch Apparate und Methoden)
- W. Bauer. Ultrarote Nordlichtphotographie 161.
- E. Brüche. Theoretical and Experimental Results on the Aurora Polar 36.
- Polarlicht und Heavisideschicht 161.
- S. Chapman. Polar Lights 161.
- A. Dauvillier. Synthèse de l'aurore polaire 36.
- Théorie de l'aurore polaire 93.
- J. Dufay. Bandes d'émission de l'aurore polaire dans le spectre du ciel nocturne 68.



- W. Grotrian. Rote Sauerstoffstrahlung am Nachthimmel 95, 134.
- Leiv Harang. Auftreten eines besonderen Nordlichtbogens am 26. Januar 1931 9.
- Filteraufnahmen von Polarlicht 68.
- Joseph Kaplan. Light of the night sky 36.
- J. C. McLennan, H. S. Wynne-Edwards and H. J. C. Ireton. Height of the polar aurora in Canada 9.
- K. R. Ramanathan and J. V. Karandikar. Non-polar Auroral Light from the Night Sky in the Tropics 113.
- Walter M. H. Schulze. Polarlichterscheinungen in der Natur, in der Theorie und im Experiment 113.
- L. A. Sommer. Rote Sauerstoffstrahlung am Nachthimmel 134.
- Carl Störmer. Fortschritte in der Nordlichtphotographie 161.
- H. U. Sverdrup. Audibility of the Aurora Polaris 9.
- L. Vegard. Wave-length of the Green Auroral Line Determined by the Interferometer 95.
- Spektralaufnahmen von ultraroten Linien im Nordlichtspektrum 113.
- Erdströme, Erdladung,  
Luftlektrizität  
(Siehe auch Apparate und Methoden, Angewandte Geophysik)
- E. V. Appleton. Polarisation of Downcoming Wireless Waves in the Southern Hemisphere 67.
- and G. Builder. Wireless echoes of short delay 94.
- Juro Asakura. Continuous record of atmospherics 33.
- L. W. Austin. Long wave radio receiving measurements at the Bureau of Standards 8.
- Sudhansu Kumar Banerji. Electric Field of Overhead Thunderclouds 114.
- Isabel S. Bemis. Behavior of earth currents and their correlation with magnetic disturbances and radio transmission 67.
- R. K. Boylan. Mobilities of atmospheric large ions 65.
- Joseph G. Brown. Relation of atmospheric space-charge to turbulence and convection 8.
- Geoffrey Builder. Atmospheric potentials recorded with ionium-collectors 172.
- R. Bureau. Variation diurne des atmosphériques à Paris 134.
- Recherches goniométriques sur les atmosphériques 158.
- R. Bureau. Rôle des phénomènes de propagation dans les enregistrements d'atmosphériques 158.
- D. Burnett. Propagation of Radio Waves in an Ionised Atmosphere 34.
- Günther Cario. Gewitter und Blitzschutz 7.
- C. J. P. Cave. Unusual Lightning 7.
- Jean Chevrier. Champ électrique de l'air en Djesireh 36.
- Max Dieckmann. Peil-Registrierungen des Nachteffekts 113.
- H. Douvillé. Curieux phénomène météorologique 7.
- N. H. Edes. Multiple refraction and reflection of short waves 8.
- G. J. Elias and C. G. A. von Lindern. Reflectiometingen op radiogebied 13.
- K. Försterling und H. Lassen. Ionisation der Atmosphäre und Ausbreitung der kurzen elektrischen Wellen über die Erde 7, 66.
- T. R. Gilliland and G. W. Kenrick. Automatic recorder giving a continuous height record of the Kennelly-Heaviside layer 67.
- and K. A. Norton. Investigations of Kennelly-Heaviside layer heights for frequencies between 1,600 and 8,650 kilocycles per second 94.
- Michael Grabham. Electrical Conditions in Stratified Clouds 94.
- Gennosuke Hara. Effect of the earth on the natural wave-length, impedance and admittance of a single horizontal wire 34.
- E. O. Hulbert. Ionization in the upper atmosphere 132.
- J. Imbrecq. Foudre globulaire à éclatements multiples 33.
- R. Israël und L. Schulz. Größenverteilung der atmosphärischen Ionen 159.
- J. C. Jensen. Relation of Branching of Lightning Discharges to Changes in the Electrical Field of Thunderstorms 172.
- Sherwin F. Kelly. Uniform Expression for Resistivity 160.
- Atsushi Kimpura. Correlation of atmospherics with thunderstorms 33.
- S. S. Kirby and K. A. Norton. Field intensity measurements at frequencies from 285 to 5400 kilocycles per second 132.
- Tatuo Kobayasi. Electric Sparks 94.
- W. A. Macky. Deformation and Breaking of Water Drops in Strong Electric Fields 5.
- J. L. P. Machair. Branching of Lightning 65.

- A. G. McNish. Features of the current-system of the upper atmosphere as revealed by the diurnal magnetic variations at Huancayo 172.
- E. Mathias. Éclairs fulgurants ascendants 33.
- Éclair en chapelet avec grains 65.
- Éclairs en chapelet avec traits 65.
- Tension superficielle de la matière fulminante en fonction de la température et du poids moléculaire 93.
- Éclairs globulaires et ascendants dans les montagnes et les plateaux élevés 158.
- T. Nakai. Correlation of radio atmospheres with meteorological conditions 68.
- Shogo Namba and Daiichi Hiraga. Longdistance receiving measurements of broadcast waves across the Pacific 161.
- J. J. Nolan and P. J. Nolan. Atmospheric ionisation at Glencree 35.
- and J. G. O'Keeffe. Electric discharge from water drops 134.
- Franz Ollendorff. Beschreibung des statischen Gewitterfeldes 65.
- Einfluß des Erdwiderstandes auf den Blitz 160.
- Georg Orbén. Natürliche Luftionisation mit der Wilsonkammer unter Verwendung von Alkoholdämpfen 6.
- H. Plendl. Einfluß der elfjährigen Sonnen-tätigkeitsperiode auf die Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie 66.
- Hrishikesh Rakshit. Height of the Heaviside Layer in Bengal 34.
- Ivo Ranzi. Stratificazione della regione di Heaviside 34.
- J. A. Ratcliffe and F. W. G. White. Polarisation of Downcoming Wireless Waves 114.
- William C. Reynolds. Charged Aerosols and Ball Lightning 113.
- D. C. Rose. Ionization of the atmosphere measured from flying aircraft 113.
- Édouard Salles. Valeur du champ électrique de l'atmosphère aux latitudes élevées 158.
- K. C. Sanderson. Problems in atmospheric electricity at Apia 172.
- J. P. Schafer and W. M. Goodall. Kennelly-Heaviside layer studies employing a rapid method of virtual-height determination 160.
- F. Schindelhauer. Zwei verschiedene Arten von atmosphärischen Störungen 114.
- Joachim Scholz. Theoretische Untersuchungen über die Feld- und Ionenverteilung in einem stromdurchflossenen Gas, das auch schwer bewegliche Elektrizitätsträger enthält 6.
- B. F. J. Schonland and T. E. Allibone. Branching of Lightning 36.
- P. A. Sheppard. Character of Atmospheric Ionisation 93.
- R. S. J. Spilsbury. Duration and Magnitude of a Lightning Discharge 66.
- Carl Störmer. Fundamentalproblem der Bewegung einer elektrisch geladenen Korpuskel im kosmischen Raume 6.
- M. J. O. Strutt. Einfluß der Erdbodeneigenschaften auf die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen 160.
- John Thomson. Ionizing Efficiency of Electronic Impacts in Air 65.
- H. M. Towne. Lightning Arrester Grounds 134.
- G. R. Wait and O. W. Torreson. Rate of Ionisation of the Atmosphere 113.
- — Number of Langevin ions in the free atmosphere at Washington 172.
- B. Walter. Unterschied in der Blitzgefahr der Eiche und der Buche 114.
- Atmosphärische Elektrizität (Blitz) 134.
- K. C. Wang. Atmospheric radio-activity and peeping weather 94.
- Eric L. C. White. Automatic Recording of Heaviside layer Heights 133.
- P. Wolf. Messung der Heavisideschichten 133.

### Radioaktivität

(Siehe auch Apparate und Methoden)

- James A. Hootman. Radioactivity of natural waters and some results for flowing artesian wells 34.
- Josef Priebsch. Verteilung radioaktiver Stoffe in der freien Luft 8.
- Ekkehard Schmid. Gehalt der Freiluft an Radiumemanation und deren vertikale Verteilung in der Nähe des Erdbodens 34.

### 6. Höhenstrahlung

(Siehe auch Apparate und Methoden)

- Henry E. Armstrong. Cosmic Evolution and Earthly Needs 36.
- Jenö Barnóthy und Magdalene Forró. Wesen der Ultrastrahlung 9.
- R. D. Bennett, J. C. Stearns and A. H. Compton. Constancy of Cosmic Rays 37.
- Gilberto Bernardini. Variation of Penetrating Radiation with Zenith Distance 136.

- P. M. S. Blackett and G. Occhialini. Photography of Penetrating Corpuscular Radiation 175.
- W. Bothe. Natur der Ultrastrahlung 134.
- James W. Broxon. Residual ionization in nitrogen at high pressures 115.
- J. Clay und H. P. Berlage. Variation der Ultrastrahlung mit der geographischen Breite und dem Erdmagnetismus 174.
- A. H. Compton. Comparison of cosmic rays in the Alps and the Rockies 116.
- Arthur H. Compton. Variation of the Cosmic Rays with Latitude 174.
- A. H. Compton, R. D. Bennett and J. C. Stearns. Ionization by penetrating radiation as a function of pressure and temperature 137.
- Axel Corlin. Cosmic Ultra-Radiation in Northern Sweden 136.
- Karl K. Darrow. Data and Nature of Cosmic Rays 116.
- W. Heisenberg. Theoretische Überlegungen zur Höhenstrahlung 163.
- G. Hoffmann. Intensitätsmessungen der Hessischen Ultrastrahlung 10.
- L. D. Huff. Neutrons and Cosmic Rays 95.
- J. N. Hummel. Bestimmung der Natur der Höhenstrahlung durch Koinzidenzmessungen 162.
- R. Jaeger und J. Kluge. Zählvorrichtung für die Impulse eines Geiger-Müllerschen Zählrohres 135.
- Thomas H. Johnson. Calculation Concerning the Nature of the Secondary Corpuscular Cosmic Radiation 163.
- and J. C. Street. Production of Multiple Secondaries in Lead by Cosmic Radiation 162.
- Werner Kolhörster. Prüfung der Theorie des vertikalen Zählrohreffekts der Höhenstrahlung 135.
- Vertical Tube Counter and the Barometric-Effect of Cosmic Radiation at Sea-level 117.
- und L. Tuwim. Spezifische Ionisation der Höhenstrahlung 38.
- — Spezifische Koinzidenzfähigkeit der Höhenstrahlen hinter 10 cm Blei in Seehöhe 175.
- M. v. Laue. Entstehung der Elemente und kosmische Strahlung 10/11.
- F. Lindholm. Intensitätsvariationen der kosmischen Ultrastrahlung 116.
- Registrierbeobachtungen der kosmischen Ultrastrahlung im Meeresniveau 136.
- Gordon L. Locher. Cosmic-ray particles 135.
- Robert A. Millikan. Experiments on the uniformity of distribution of the cosmic radiation 96.
- Robert A. Millikan. Cosmic-ray ionization and electroscopes-constants as a function of pressure 96.
- and Carl D. Anderson. Cosmic-Ray Energies and Their Bearing on the Photon and Neutron Hypotheses 164.
- — Cosmic-ray energies and their bearing on the nature of these rays 174.
- R. A. Millikan and I. S. Bowen. Similarity between Cosmic Rays and Gamma Rays 11.
- G. Medicus. Anwendungen des Geiger-Müllerschen Zählrohres in einer Schaltung mit der Braunschen Röhre 115.
- W. Messerschmidt. Sonnenzeitliche Periode der harten Ultrastrahlung 95.
- Sonnenzeitliche Periode der Ultrastrahlung 116.
- und W. S. Pforte. Luftdruckkoeffizienten der harten Ultrastrahlung 69.
- L. M. Mott-Smith. Attempt to deflect magnetically the cosmic-ray corpuscles 96.
- and G. L. Locher. Experiment bearing on cosmic-ray phenomena 37.
- J. H. Orton and S. T. Burfield. Biological Effects of Cosmic and  $\gamma$ -Radiation 11.
- E. Oeser. Kosmische Ultrastrahlung zwischen 50° und 7° nördlicher Breite 175.
- W. S. Pforte. Struktur der Ultrastrahlung 37.
- A. Piccard, E. Stahel und P. Kipfer. Messung der Ultrastrahlung in 16000 m Höhe 173.
- Josef A. Priebisch und Rudolf Steinmaurer. Registrierbeobachtungen der kosmischen Ultrastrahlung auf dem Hohen Sonnenblick 173.
- E. Regener. Spektrum der Ultrastrahlung 10.
- Spektrum der Ultrastrahlung. Messungen im Herbst 1928 97.
- Intensity of Cosmic Radiation in the High Atmosphere 175.
- B. Rossi. Assorbimento e diffusione della radiazione corpuscolare penetrante nel piombo e nel ferro 39.
- Bruno Rossi. Deflessione magnetica sui raggi penetranti 69.
- Absorptionsmessungen der durchdringenden Korpuskularstrahlung in einem Meter Blei 70.
- B. Rossi. Nachweis einer Sekundärstrahlung der durchdringenden Korpuskularstrahlung 116.
- Radiazione penetrante 135.
- Calcolo dell'azione del campo magnetico terrestre sopra una radiazione corpuscolare generata nell'atmosfera 137.

- Heinz Schindler. Übergangseffekte bei der Ultrastrahlung 37.  
 W. M. H. Schulze. Short Wave Reception and Ultra-Radiation 38.  
 W. F. G. Swann and J. C. Street. Direct detection of individual cosmic rays 176.  
 D. Skohelzyn. Répartition angulaire des rayons ultrapénétrants 69.  
 J. C. Stearns and Wilcox Overback. Factors Influencing Ionization Produced by Cosmic and Gamma-Rays 162.  
 E. G. Steinke und H. Schindler. Ionisation in Druckkammern 70.  
 J. C. Street and Thomas H. Johnson. Experiments on the corpuscular cosmic radiation 174.  
 G. A. Suckstorff. Messungen der Höhenstrahlung in größeren Höhen 173.  
 G. T. P. Tarrant and L. H. Gray. Attempt to detect the spontaneous transformation of helium into penetrating radiation 95.  
 Luigi Trafelli. Ipotesi di raggi magnetici di Righi vigenti tra Sole e Terra 69.  
 Leo Tuwim. Berechnung der Zählrohereffekte der Höhenstrahlung und ihrer Absorptionsgesetze 10.  
 — Theorie der Höhenstrahlungskoinzidenzen in Zählrohren 117.  
 L. Tuwim. Prinzipielle Bemerkungen über Versuche mit Höhenstrahlungskoinzidenzen 163.  
 Le Roy D. Weld. Analysis of Cosmic-Ray Observations 162.  
 E. J. Workman. Wall effects in ionization electroscopes 173.  
 Louis Zehnder. Radiation des espaces interstellaires et processus cosmiques 175.

## 7. Physik des Meeres

Zusammensetzung des Meerwassers, Statik, Dynamik und Optik  
 (Siehe auch Apparate und Methoden)

- Charles F. Brooks. Varying trade winds change Gulf Stream temperatures 98.  
 K. Buch, H. W. Harvey und H. Wattenberg. Scheinbare Dissoziationskonstanten der Kohlensäure in Seewasser verschiedenen Salzgehaltes 11.  
 Phil E. Church. Surface-temperatures of the Western North Atlantic 177.  
 A. Defant. Theoretische Limnologie 137.  
 O. Devik. Berechnung des Längenprofils eines Flusses und dessen Änderung bei einsetzender Eisbildung 117.  
 V. Walfrid Ekman. Probleme des Golfstroms 97.

- Kerr Grant. Rhythmic Breaking of Ship-waves 39.  
 E. O. Hulburt. Penetration of daylight into the sea 176.  
 W. F. McDonald. Exchange of energy between ocean and atmosphere 176.  
 J. Möller. Temperaturmessung von Luft und Wasser auf dem Ozean und ihre Auswertung 138.  
 Masayuki Mukai. Seiches of Frozen Lake, and Motion of Ice-Plate 127.  
 Masito Nakano. Accumulation and Dissipation of Energy of the Secondary Undulations in a Bay 90.  
 C. W. B. Normand. Structure and movement of the tropical storms in Indian seas 70.  
 Hans Pettersson. Interne Bewegungen im Meere 137.  
 C. S. Piggot. Radium-content of ocean-bottom sediments 177.  
 Burt Richardson. Photoelectric measurements of the penetration of light in sea-water, and the results of Laboratory photoelectric measurements of the absorption-coefficient of sea-water 176.  
 P. Schideler. Utilisation de l'énergie thermique des mers 137.  
 O. v. Schubert. Stabilität in großen Meerestiefen bei Temperaturumkehr 70.  
 E. B. Stephenson. Temperature-gradients in ocean-waters 177.  
 H. Thorade. Strömung und zungenförmige Ausbreitung des Wassers 97.  
 S. Yoshimura. Soluble silicate as indicator of extent of inflow of river water into a sea 70.  
 H. Wattenberg. Löslichkeit von  $\text{CaCO}_3$  im Meerwasser 39.  
 — Liquid Carbon Dioxide in the Depths of the Ocean 164.  
 Winds, weather and currents on the coasts of India and the laws of storms 138.  
 Stillman Wright. Bottom temperatures in deep lakes 39.

## Gezeiten

- Marcel Brillouin. Latitudes critiques 117.  
 S. F. Grace. Diurnal constituent of tidal motion in the Gulf of Mexico 164.  
 R. O. Street. Tides in a hemispherical ocean bounded by a continental shelf 164.

## 8. Physik der Atmosphäre

Statik und Dynamik  
 (Siehe auch Apparate und Methoden)

- T. Alippi. Peculiarità della variazione annua dell'umidità relativa 141.

- J. M. Angervo. Theorie der Zyklonen- und Antizyklonenbahn 104.
- Wann entsteht aus einer V-Depression ein Teilminimum oder aus einem Keil hohen Druckes ein selbständiges Hochdruckzentrum 140.
- H. Arakawa. Diffusion of vorticity 12.
- Movement of Cyclonic and Anticyclonic Centres 44.
- and M. Sanuki. Diffusion of vorticity in a viscous fluid and the Okada's law 11.
- Henryk Arctowski. Discontinuités dans la marche des phénomènes météorologiques 49.
- L. Aujeszky. Benutzung der Äquivalenttemperatur in der wetterdienstlichen Praxis 105.
- B. N. Banerji. Bahrein Storm and some studies of cold wedges over the Persian Gulf 118.
- R. Bilancini. Previsione dello spostamento dei centri simmetrici di alta e bassa pressione 103.
- Louis Baudin. Variation des échanges respiratoires des poissons en fonction de la pression atmosphérique et de la température 54.
- Franz Baur. Formen der atmosphärischen Zirkulation in der gemäßigten Zone 71, 178.
- Hans Ertel. Zirkulationssatz von Fr. Baur 149.
- Franz Baur. Zirkulationssatz 149.
- Richard Becker. Thermozyklogene durch aufgeprägte stratosphärische Druckänderungen 12.
- H. P. Berlage jr. Dreijährige Klimaschwankung in der Jahresringbildung des Djatiholzes auf Java 30.
- Theoretische Begründung der Lage der Rossbreiten 61.
- C. Braak. Talwind 14.
- Gerhard Castens. Wetterhaftigkeit 42.
- S. Chapman. Clouds High in the Stratosphere 124.
- , S. K. Pramanik and J. Topping. World wide oscillations of the atmosphere 103.
- Coching Chu. Climatic changes during historic time in China 32.
- T. G. Cowling. Diamagnetism and drift currents in the solar atmosphere 147.
- Alexander Dieckmann. Schneefall und Schneedecke im singulären Gang 51.
- F. Diénert. Condensation de la vapeur d'eau dans le sol 44.
- Origine des eaux souterraines 44.
- K. Diesing. Kurven der Äquivalenttemperaturen 120.
- G. Dietzschold. Spiegelpunkte in den langjährigen Aufzeichnungen meteorologischer Elemente 99.
- F. Dilger. Elfjährige thermische Welle auf der Erdoberfläche 78.
- V. Doraiswamy Iyer. Bengal Cyclone of September 1919 45.
- C. K. M. Douglas. Structure and Development of Temperature Inversions in the Atmosphere 99.
- P. Duckert und B. Thieme. Radiometeorographische Methoden 84.
- Entwicklung der Telemeteorographie und ihrer Instrumentarien 84.
- E. Ekhart. Aerologie des Berg- und Talwindes 83.
- V. W. Ekman. Beeinflussung der Windbahnen durch Gebirge 122.
- Paul S. Epstein. Gasentmischung in der Atmosphäre 139.
- Filippo Eredia. Umidita' relativa in Italia 51.
- H. Ertel. Einfluß der Stratosphäre auf die Dynamik des Wetters 72.
- Hans Ertel. Abhängigkeit des Turbulenzkoeffizienten von der vertikalen Temperaturverteilung 139.
- E. van Everdingen. Theorie der Berg- und Talwinde 120.
- J. Eythersson. Atlantic Weather Service 121.
- H. von Ficker. Entstehung lokaler Wärmegewitter 165.
- Frederick E. Fowle. Atmospheric water-vapor 178.
- H. Friedrichs. Luftkörper 43.
- G. Frischmuth. Beispiel der Luftbahnen bei einem Kälteeinbruch 179.
- S. Fujiwhara. Preponderance of Horizontal Motion in the Earth's Atmosphere 117.
- Rudolf Geiger und Hermann Zierl. Köppens Klimazonen und die Vegetationszonen von Afrika 50.
- W. Georgii. Segelflugzeug als aerologisches Forschungsmittel 83.
- E. Gherzi. Existence d'un secteur chaud et d'un secteur froid dans les cyclones tropicaux 15.
- Antonio Gião. Hydrométéorologie quantitative 104.
- Prévision mathématique par une relation générale entre l'espace et le temps 121.
- A. Gião et Ph. Wehrlé. Rotations des astres fluides 122.
- J. Goldberg. Studium der Bewölkung 166.
- Ladislas Gorczynski. Maxima del'intensité du rayonnement solaire 73.
- W. C. Haines. Winds of the Antarctic 180.

- St. Hanzlik. Temperatureffekt der Luftschichten über der Erde in seiner Beziehung zu der Sonnenfleckenperiode 49.
- W. Hartmann. Lage und Entstehung einer Nebeldecke im Küstengebiet der Nordsee 42.
- P. Heidke. Periodische und unperiodische Luftdruckschwankungen sowie tropische synchrone Luftdruckkarten 104.
- B. Haurwitz. Wogenwolken und Luftwogen 71.
- Bernhard Haurwitz. Theorie der Wellenbewegungen in Luft und Wasser 77.
- B. Haurwitz. Wellenlänge von Luftwogen 104.
- Wellenbewegungen an der Grenzfläche zweier Luftschichten mit linearem Temperaturgefälle 119.
- H. Hergesell. Aufsteigen von Registrierballonen 44.
- Th. Hesselberg. Arbeitsmethoden einer dynamischen Klimatologie 123.
- Leonhard Hill. Oxygen and Everest; Raymond Greene. Erwiderung 71.
- A. R. Hogg. Aitken Condensation Nuclei 43.
- Yosiki Horiguti. Energy due to the distribution of pressure in the area of typhoon 141.
- Distribution and the Motion of the Clouds in the Area of typhoon 141.
- Henry Hubert. Courants aériens superposés en saison sèche au-dessus de la presqu'île du Cap Vert 123.
- E. O. Hulburt. Temperature of the lower atmosphere of the earth 73.
- Winds in the upper atmosphere 179.
- F. Hummel. Vergleichende Untersuchungen der Bögigkeit des Windes 81.
- H. Johannsen, jr. Mehrfachübersättigung der Wolkenluft oder Änderung der Gaskonstanten? 100.
- Osc. V. Johannsson. Hauptcharakteristika des jährlichen Temperaturganges 75.
- E. Kantzenbach. Zur Frage der Vereisung 153.
- C. Kassner. Vorschlag für Höhentabellen 140.
- R. Kanitscheider. Mechanik des Föhns 84.
- L. Keller. Periodographie als statistisches Problem 121.
- J. Keränen. Temperaturverhältnisse in Finnland 42.
- Atusi Kobayasi and Daizô Nukiyama. Transmissibility of the Visible Light of Cloud of Particles 166.
- Tatne Kobayasi und Taturido Sasaki. Land- und Seewinde 118.
- Hilding Köhler. Studium des Austausches auf Grund des Potenzgesetzes 120.
- W. Köppen. Anfänge der deutschen Wettertelegraphie in den Jahren 1862—1880 118.
- W. W. Korhonen. Kritik der Niederschlagsmessung 140.
- Ernst Korselt. Tägliche Luftdruckschwankungen im Rahmen der gesamten atmosphärischen Zirkulation? 139.
- W. Korte. Messungen der Vertikalbewegungen der Atmosphäre durch Pilotballone 81.
- H. Koschmieder. Turbulenz und Druckerniedrigung auf Bergstationen 103.
- St. Kosińska-Bartnicka. Föhnerscheinungen im Tatragebirge 165.
- N. Kotschin. Stabilität von Marguleschen Diskontinuitätsflächen 40.
- Beschleunigung der Diskontinuitätslinien und der Diskontinuitätsflächen in der Atmosphäre 118.
- F. Kuhlbrodt. Bildung von Cirrus-Wölkchen beim Platzen von Pilotballonen in großen Höhen in den Tropen 77.
- W. Kühnert. Temperaturgradient beim Auftreten von Strahlungsnebel; Entwicklung der Bodeninversion 102.
- L. Lammert. Frontologische Untersuchungen in Australien 122.
- K. O. Lange. Messungen vertikaler Windgeschwindigkeiten in der Atmosphäre 12.
- Heinz Lettau. Theoretische Ableitung und physikalischer Nachweis einer 36tägigen Luftdruckwelle 72.
- Johannes Letzmann. Experimentelle Untersuchungen an Luftwirbeln 102.
- A. N. Livathinos. Klassifikation der Klimate 41.
- Maria Lombardini. Calcolo della circuitazione nei moti dell'atmosfera 149.
- Sobhag Mal, S. Basu and B. N. Desai. Structure and Development of Temperature Inversions in the Atmosphere 72.
- B. Markgraf. Druckfall im Warmsektor 119.
- Roland Marquardt. Untersuchungen des Wärme- und Wasserdampfaustausches über dem Bodensee 164.
- Alexander Mc Adie. Cyclone and anticyclone 71.
- G. Melander. Entstehung der Regentropfen 14.
- Octave Mengel. Rôle de la condensation de la vapeur d'eau dans l'alimentation des sources 71.

- Rudolf Meyer. Klima und Klimaänderungen 40.
- M. Milankovitch. Uratmosphäre der Erde 76.
- P. Mildner. Reibung in einer speziellen Luftmasse in den untersten Schichten der Atmosphäre 121.
- W. Mörikofer. Föhnbegriff 52.  
— Vorzüge des Hochgebirgsklimas 145.  
— Hochgebirgsklima 178.
- A. Narayanan. Horizontal Gradients of Pressure and Temperature in the Upper Atmosphere over India 13.
- E. V. Newham. Pressure and Temperature in the Upper Atmosphere 53.
- Erich Niederdorfer. Größe der Regentropfen 105.
- C. W. B. Normand. Graphical Indication of Humidity in the Upper Air 13.
- E. Palmén. Synoptisch-aerologische Untersuchung eines Kälteeinbruches 14.  
— Analyse der dynamischen Druckschwankungen in der Atmosphäre 119.
- W. Peppler und F. W. P. Götz. Pilotballonvisierungen in Arosa 40.  
— Windrichtung und relative Feuchtigkeit in der freien Atmosphäre über dem Bodensee 44.  
— Temperaturunterschied zwischen den Berggipfeln und der freien Atmosphäre 80.  
— Temperaturunterschiede zwischen der freien Atmosphäre und dem Davoser Hochtale 101.  
— Beziehungen zwischen Temperatur und Wind in den unteren Luftschichten über der flandrischen Küste 101.  
— Aerologische Verhältnisse im Nordquadranten der Mittelmeerdepressionen 123.
- Helge-Petersen. Ursache der engen Korrelation des atmosphärischen Ozongehaltes zu den meteorologischen Verhältnissen 54.
- L. Petitjean. Frontologie en Afrique du Nord 121.
- A. Piccard. Journée dans la stratosphère 138.  
— und P. Kipfer. Eisnadelwolken in der Stratosphäre 54.
- S. K. Pramanik, S. C. Chatterjee and P. P. Joshi. The Lunar Atmospheric Tide at Kodaikanal and Periyakulam 14.
- L. Prandtl. Meteorologische Anwendung der Strömungslehre 121.
- Josef A. Priebisch. Radioaktivität der atmosphärischen Niederschläge 167.
- P. Raethjen. Luftunruhe der freien Atmosphäre und ihre Beobachtung im Flugzeug 100.
- K. R. Ramanathan. Structure of the Sea-Breeze at Poona 13.  
— and A. A. Narayana Iyer. Existence of warm and cold sectors in tropical cyclones 140.
- J. Reger. Windverteilung in der Troposphäre und Stratosphäre 124.
- Leo Rinne. Tiefe der Eisbildung und das Auftauen des Eises im Niedermoor 71.
- M. Robitzsch. Unter welchen Bedingungen ist die Verdunstungsgröße der psychrometrischen Differenz proportional? 41.  
— Vordruck für die Auswertung aerologischer Aufstiege 102.  
— Psychrometerkonstante 141.
- S. Róna. Berechnung der Regenmenge bei Geländeregen 43.
- D. C. Rose. Humidity measurements in the slip stream of flying aircraft 45.
- Eugenie Rubinstein. Thermische Struktur „normaler“ und „anormaler“ Monate 42.
- Heinz Runge. Umwandlung einer kalten Antizyklone in eine warme 51.  
— Entstehung hoher Antizyklone 138.
- J. W. Sandström. Golfstrom und das Wetter 14.  
— Einfluß des Golfstromes auf das Wetter 118.
- Gerhart Schinze. Diagnose der Juni-Kälterückfälle mittels aerologischer Synoptik 46.
- G. Schinze. Troposphärische Luftmassen und vertikaler Temperaturgradient 120.
- A. Schmauss. Zeitabschnitte selbständiger und unselbständiger Witterung 41.  
— Klimaverwerfung um die Jahrhundertwende 118.  
— Schichtenbildungen in Flüssigkeiten 166.  
— Säkulare Schwankung und ihr Spiegelbild 177.
- Adolf Schmidt. Pri la eblico kaj probableco de multjara periodeco en la meteorologiaj fenomenoj 77.
- W. Schneider. Bestimmung des Druckes in Luftstoßwellen 140.
- L. Schubart. Sturmhäufigkeit in der Ostsee 139.
- Werner Schwerdtfeger. Theorie polarer Temperatur- und Luftdruckwellen 73.
- Sir Napier Shaw. Century of Meteorology 71.  
— Harmonies and syncopations in the seasonal variation of atmospheric elements 75.
- Napier Shaw. St. Martin's Summer in England in 1931 121.

- S. Škreb. Aschfahles Mondlicht und mittlere Bewölkung der Erde 166.  
— Verarbeitung von Windbeobachtungen 178.
- G. C. Simpson. Umwandlung einer kalten Antizyklone in eine warme 139.  
— Types of Iridescent Clouds 141.
- V. V. Sohoni. Temperature Changes in Calcutta Thunderstorms 98.
- R. Spitaler. Nachwinter und Nachsommer auf der Erde 141.
- F. Steinhauser. Beobachtungen zum Städteklima 59.
- Edward Stenz. Staubfall in Südosteuropa 98.
- Carl Störmer. Merkwürdige Wolken im Höhenintervall 23 bis 26 km über der Erde 13.
- R. Streiff-Becker. Warum steigt der Föhn in die Täler herab? 52.
- H. v. Ficker. Bemerkung zur vorstehenden Mitteilung von R. Streiff-Becker: Warum steigt der Föhn in die Täler herab? 52.
- K. Stumpff. Periodische Eigenschaften des Luftdrucks 49.
- G. Stüve. Kristallisation des Wasserdampfes aus der Luft 14.  
— Lineare Deformationsfelder 122.
- R. Süring. Stand der Wolkenforschung 74.  
— Robert Emden und Physik der Atmosphäre 98.  
— Wolkenbeobachtungen während des internationalen Polarjahres 141
- O. G. Sutton. Theory of Eddy Diffusion in the Atmosphere 100.
- H. U. Sverdrup. Diurnal variation of temperature at polar stations in the spring 79.  
— Wärmehaushalt und Austauschgröße auf Grund der Beobachtungen der „Maud“-Expedition 123.
- Griffith Taylor. Limits of the Australian desert 78.
- Otto Tetens. Meteorologischer Äquator 49.
- H. Wagemann. Begründung und Brauchbarkeit der Guilbertschen Regeln 179.
- A. Wagner. Aerologie des indischen Monsuns 48.  
— Verdunstung 71.
- Gilbert T. Walker. Helmholtz or Kelvin Cloud Waves 99.
- K. F. Wasserfall. Year to year variation of the temperature 22.
- L. Weickmann. Theorie der Symmetriepunkte 71.  
— Wetterlage bei der Polarfahrt des „Graf Zeppelin“ 123.
- Weickmann und Moltchanoff. Meteorologisch-aerologische Beobachtungen auf der Polarfahrt des „Graf Zeppelin“ 45.
- A. Wigand. Beobachtung einer Trombe 41.  
— Zur Meßtechnik aerologischer Flüge 82.  
— Hochfahrten von Registrierballonen 82.
- Albert Wigand. Vom Wesen meteorologischer Arbeit 85.
- David Wilson-Barker. Types of Iridescent Clouds 141.
- E. B. Worthington and L. C. Breadle. Thermoclines in Tropical Lakes 71.
- Strahlungsvorgänge,  
Zusammensetzung der Atmosphäre,  
Solarkonstante  
(Siehe auch Apparate und Methoden)
- F. Albrecht. Quantentheoretisch gegebenes Wasserdampfspektrum und seine Bedeutung für die Untersuchungen über den Wärmeumsatz strahlender Luftschichten 74.
- Anders Ångström. Einfluß der Bodenoberfläche auf das Lichtklima 71.
- O. Baschin. Räumliche und zeitliche Verteilung der Helligkeit auf der Erde 61.
- Franz Baur. Schwankungen der Solarkonstante 143.
- W. Brunner. Photometrische Messung der Nachthimmelhelligkeit und störende Einflüsse 146.
- Daniel Chalonge. Répartition de l'ozone dans l'atmosphère terrestre 106.  
— Existe-t-il une couche „d'ozone“ dans la haute atmosphère terrestre? 106.
- S. Chapman. Absorption and dissociative or ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating earth 107.  
— Influence of a solar eclipse upon upper atmospheric ionization 145.
- H. H. Clayton. Solar activity and atmospheric changes 140.
- Danjon. Observations photométriques de l'éclipse du 26 septembre 1931 124.
- J. Devaux. Rayonnement infrarouge émis par l'atmosphère terrestre 74.
- C. Dorno. Erwärmung von Holz unter verschiedenen Anstrichen 46.
- C. T. Elvey. Detection of the Gegenschein with a photo-electric photometer 178.
- G. Falckenberg. Einfluß der Wellenlängentransformation auf das Klima bodennaher Luftschichten und die Temperatur der freien Atmosphäre 15.
- Alan Fletcher. Astronomical Refraction 16.
- L. Foitzik. Sichtweite bei Tag und Tragweite bei Nacht 146.



- H. Friedrichs. Strahlungskalender 143.  
J. Goldberg. Helligkeitsschwankungen des aschgrauen Mondlichtes 99.  
Wladyslaw Gorczyński. Berechnung der Durchlässigkeitsprozente für die Sonnenstrahlung 47.  
Ladislav Gorczynski. Mesures du rayonnement solaire diffusé par la voûte céleste 47.  
F. W. Paul Götz. Strahlungsklima des Spitzbergensommers 46.  
— Erforschung der vertikalen Verteilung des atmosphärischen Ozons 138.  
K. Graff. Helligkeitsverteilung am Vollmondhimmel 98.  
Kasimir Graff. Helligkeitsverteilung am Vollmondhimmel 178.  
P. Gruner. Beleuchtung der idealen Atmosphäre im Sonnenvertikal bei Sonnenuntergang und während der bürgerlichen Dämmerung 145.  
— Berechnung der Helligkeit der Atmosphäre 166.  
B. Gutenberg. Aufbau und Temperatur der Stratosphäre 14.  
Anton Huber. Sonnenschein an Niederschlagstagen 55.  
O. Hoelper. Durchlässigkeit der dunstgetriebenen Atmosphäre 75.  
Otto Hoelper. Sonnen- und Himmelsstrahlung 142.  
O. Hoelper. Täglicher und jährlicher Gang der kürzesten Wellenlänge im Sonnenspektrum 145.  
J. N. Jaroslawzew. Illumination by diffused light of the atmosphere on the Mount Elbrous 167.  
Chr. Jensen. Sonnenkranz am blauen Himmel 124.  
N. N. Kalitin. Strahlungseigenschaften der Schneedecke 105.  
Herbert H. Kimball. Solar radiation intensities in arctic regions 55.  
W. E. Knowles Middleton. Measurement of Visibility at Night 107.  
W. Köppen. Schwankungen der Sonnenstrahlung seit 135000 Jahren und deren Folgen 16.  
W. Külb. Schwächung sichtbarer und ultraroter Strahlung durch künstliche Nebel 56.  
J. de Lagaye. Visibilité du Mont Blanc au sommet du puy de Dôme 75.  
Friedrich Lauscher. Anwendung des projizierten Trübungs faktors 54.  
— Himmelsblau und Trübungs faktor 55.  
Heinz Lettau. Wirksamkeit einer Großstadt als Quelle von Luftverschmutzung 76.  
F. Linke. Nächtliche effektive Ausstrahlung unter verschiedenen Zenitdistanzen 16.  
— Messungen der Himmelsstrahlung mit einem rotierenden Aktinometer 142.  
R. Mecke. Photochemical ozone equilibrium in the atmosphere 54.  
Paul-L. Mercanton. Beobachtung des „blauen und violetten“ Strahles 179.  
Henri Mineur. Détermination de la densité de l'ozone atmosphérique 165.  
F. Möller und R. Mügge. Temperaturänderung in der Atmosphäre infolge der langwelligen Strahlung des Wasserdampfes 72.  
W. Mörikofer. Bioklimatologie der Schweiz. Strahlungsverhältnisse 145.  
— Zunahme der Sonnenstrahlungsintensität mit der Höhe 145.  
Hans Mortenson. Das Licht im tropischen (heiß-feuchten) Regenwalde 147.  
Håkon Mosby. Sunshine and radiation 144.  
R. Mügge und F. Möller. Abkühlungen in der freien Atmosphäre infolge der langwelligen Strahlung des Wasserdampfes 106.  
— — Berechnung von Strahlungsströmen und Temperaturänderungen in Atmosphären von beliebigem Aufbau 144.  
M. Ömschansky. Relativzahlen der Sonnenflecken 76.  
Edison Pettit. Ultra-violet solar radiation 143.  
Phenomena of the Upper Atmosphere 13.  
J. Plassmann. Färbung der tiefstehenden Sonne und einige Nebenerscheinungen 98.  
K. R. Ramanathan. Effect of radiation on the equilibrium of the higher layers of the troposphere 101.  
— Zodiacal Light and Luminosity of the Night Sky 107.  
J. Reger. Spiegelung an einer Diskontinuitätsfläche 101.  
Gertrud Riemerschmid. Letzte UV-Wellenlängen des Sonnen- und Himmelslichtes in den Klimazonen des Atlantik 167.  
G. Rougier. Photométrie photoélectrique globale de la Lune 178.  
Fernando Sanford. Explanation of the difference in wave-lengths of the spectral lines of a given element produced on the sun and on the earth 56.  
F. Schembor. Helligkeitsmessungen mit der Kaliumzelle in der Dämmerung 56.  
W. Smosarski. Polarisationsgrad des Himmelslichtes und Lage des neutralen Punktes von Arago 52.

- W. Smosarski. Sonnenkranz am blauen Himmel 99.  
— Durchlässigkeit der Atmosphäre bei mittlerer gleichmäßiger Trübung durch die Wolkenelemente 106.  
R. Spitaler. Solare Bestrahlung der Erde 56.  
— Darstellung der mittleren Temperaturen der Breitenkreise durch die Sonnenbestrahlung 146.  
E. H. Synge. Note on Twinkling 15.  
Friedrich Wünschmann. Konstitution der Atmosphäre und die astronomische Inflexion in ihr 47.  
Louis Zehnder. Influence de l'éther sur le temps 16.  
E. Zinner. Durchsichtigkeit der Luft zu Bamberg, Davos, Muottas Muragl und Gornergrat 56.

#### Akustik

(Siehe auch Apparate und Methoden)

- G. Chatterjee. Method of sounding the lower layers of the atmosphere 107.  
B. Gutenberg. Mit welcher Genauigkeit läßt sich die Schallgeschwindigkeit in der Stratosphäre finden? 138.  
— and C. Richter. Pseudoseisms caused by abnormal audibility of gunfire 50.  
B. Sandmann. Schallbeugung und anormale Schallfortpflanzung 53.  
F. J. W. Whipple. Methods of estimating the heights reached by the air-waves which descend in zones of „abnormal audibility“ 103.

#### 9. Angewandte Geophysik

(Siehe auch Apparate und Methoden)

##### Allgemeines

- Sherwin F. Kelly. Geophysics in Exploration 180.  
Symposium on geophysics in S. Antonioti 31.

##### Schwerkraftmethoden

- O. Barsch. Schweremessungen bei Dorsten (Westf.) 147.  
Donald C. Barton. Eotvos torsion balance 148.  
A. Belluigi. Aspetti gravimetrici di alcuni nuclei subpadani 107.  
A. Berroth. Referenzpendel-Messungen unter Anwendung von Minimumpendeln 147.

- Motonori Matuyama, Naotiti Kumagai, Yoshizo Fujita and Eizo Sugihara. Gravimetric Method in Underground 108.  
B. Numerov. Torsion-Balance with three beams 125.  
H. Reich. Bedeutung der finnischen Schweremessungen für die angewandte Geophysik 147.  
O. F. T. Roberts. Connexion between the Eötvös Magnitudes 168.

##### Seismische und akustische Methoden

- O. Baseler. Erdmagnetische Anomalie bei Pr.-Eilau in Ostpreußen und Versuch ihrer Deutung 147.  
Maurice Ewing. Earth-amplitudes in seismic prospecting 148.  
V. Gavrilovich Gabriel. Experience in seismic prospecting 148.  
Eugene McDermott. Reflection seismograph 148.  
E. E. Rosaire and O. C. Lester, Jr. Seismological discovery and partial detail of the Vermillion Bay Salt Dome 111.  
H. Rutherford. Reflection profiles as aids to the reflection method 148.  
J. A. Slee. Reflection methods of measuring the depth of the sea 109.

##### Elektrische, magnetische, radioaktive und thermische Methoden

- D. T. Gall. Experiments relating to geophysical prospecting 148.  
J. N. Hummel. Theoretical Study of Apparent Resistivity in Surface Potential Methods 108.  
— Scheinbarer spezifischer Widerstand 172.  
J. Koenigsberger. Observations of magnetic anomalies with a variometer 32.  
Bela Low, Sherwin F. Kelly and William B. Cheagmile. Applying the Megger Ground Tester in Electrical Exploration 160.  
Gerhard Neumann. Magnetische Untersuchungen bei Berggiesshübel in Sachsen 33.  
Leo J. Peters and John Bardeen. Electrical prospecting as applied in locating oil structures 148.  
W. Stern. Meßtechnik und Anwendung der Methode des scheinbaren spezifischen Widerstandes 168.

# Mitgliederverzeichnis

## der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft nach dem Stande vom 1. November 1932

Bankkonto: Norddeutsche Bank in Hamburg Filiale der Deutschen Bank  
und Disconto-Gesellschaft. Postscheckkonto: Hamburg Nr. 43 999  
(Beides nur für „Deutsche Geophysikalische Gesellschaft“)

### Vorstand der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

Ehrenvorsitzender: E. WIECHERT †, Göttingen.

Ehrenmitglieder: Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. H. HERGESELL, Berlin NW, Siegmundshof 10.  
Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. AD. SCHMIDT, Gotha, Lützowstraße 1.

1. Vorsitzender: E. KOHLSCHÜTTER, Potsdam.

2. 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:

J. KOENIGSBERGER, Freiburg i. Br.; 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., Jakobistraße 45.
5. Askaniawerke, Berlin-Friedenau, Kaiserallee 87/88.
6. Astronomisch-Meteorologische Anstalt d. Universität, Basel-Binningen, Schweiz.
7. BARSCH, O., Prof. Dr., Berlin N 4, Invalidenstraße 44.
8. BARTELS, J., Prof. Dr., Eberswalde, Neue Kreuzstraße 17<sup>II</sup>.
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 55<sup>I</sup>.
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, Jordskjaelvsstasjon, 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., Frankfurt a. M., Feldbergstraße 47.
19. BOSSOLASCO, MARIO, Prof. Dr., Direttore del R. Osservatorio Geofisico di Mogadiscio, Somalia (Ital. Afrika).
20. BRAND, J., Dr., Bremen, Viktoriastraße 6.
21. BREYER, FR., Dr.-Ing., Hannover, Eichenplan 1.
22. BRINKMANN, R., Prof. Dr., Geolog. Institut, Göttingen.
23. BROCKAMP, B., Dr., Berlin-Lichterfelde, Roonstraße 16<sup>1</sup>.
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., Hannover N, Am Wittekamp 57.
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).
34. DUBOIS, P., Dr., Trier, Institut f. Klimaforschung, Sickinger Straße.
35. DUNSTAN, D., Chief Government Geologist of Queensland, Brisbane (Australien).
36. ECKHARDT, E. A., Dr., Gulf Research Laboratory, 327 Craft Avenue, Pittsburgh, Pa., U. S. A.
37. Erdbebenwarte am Markscheideinstitut d. Technischen Hochschule Aachen.
38. Erdbeben- und Wetterwarte Ravensburg (Württemberg).
39. Erdbebenstation am Physikal. Institut d. Universität Graz (Österreich).
40. ERMERT, E. A., Dipl.-Ing., Papenhorst, Celle-Land bei Förster Breitenstein.
- \*41. ERRULAT, Prof. Dr., Assistent a. d. Geophysikal. Warte Königsberg i. Pr., Metgethen (Ostpreußen), Forstweg 8.
42. FANSELAU, G., Dr., Berlin-Charlottenburg, Oldenburgallee 19<sup>II</sup>.
43. FONTSÉRÉ, EDUARDO, Prof. Dr., Direktor d. seismischen Station d. Observatoriums Fabra, Barcelona (Spanien), C. Salmeron 11.
- \*44. FRIEDLÄNDER, IMM., Dr., Direktor d. Vulkanologischen Instituts, Neapel (Italien), Vomero, Via Luigia Sanfelice 60.
45. Fysikaliska Laboratoriet, Helsingfors (Finnland), Brombergsterrassen.
46. GASSMANN, F., Prof. Dr. an d. Kantonschule Aarau u. Privatdozent f. Geophysik an d. Techn. Hochschule Zürich, Aarau (Schweiz), Rütliweg 2.
47. GELLA, N., Direktor, Ingenieur, Kassel-Wilhelmshöhe, Kohlenstraße 417.
48. Geographisches Seminar d. Universität Göttingen, Prinzenstraße.
49. Geolog.-mineralisches Institut d. Universität Köln, Severinswall 38.
50. Geolog.-paläontologisches Institut d. Techn. Hochschule Berlin-Charlottenburg, Berliner Straße 170.
51. Geolog.-paläontologisches Institut d. Universität Göttingen, Bahnhofstraße 28.
52. Geophysikal. Institut d. Universität Göttingen, Herzberger Landstraße 180.
53. Geophysikal. Institut d. Universität Leipzig, Thalstraße 38.

54. Geophysikal. Warte Königsberg i. Pr., Heumarkt 1.
55. GEUSSENHAINER, O., Dr., Hannover, Krautstraße 1.
56. GÖTZ, F. W. PAUL, Dr. phil. nat., Leiter d. Lichtklimatischen Observatoriums Arosa (Schweiz), Inner-Arosa.
57. GOMEZ DE LLARENA, JOAQUIN, Prof. Dr., Catedrático del Instituto, Gijón, Asturien, Spanien.
58. GROTEWAHL, M., Dr., Kiel, Wilhelminenstraße 28.
- \*59. GUTENBERG, B., Prof. Dr., Pasadena (Calif.), U. S. A. Seismological Laboratory, 220 North San Rafael Avenue.
60. HAALCK, Prof. Dr., Potsdam, Eisenhartstraße 19.
61. HAARMANN, Prof. Dr., Berlin-Halensee, Küstriner Straße 11.
62. HARTMANN, W., Dr., Hannover, Flugwetterwarte, Vahrenwalder Heide; Hannover, An der Apostelkirche 4<sup>U</sup>.
63. HASEGAWA, M., a. o. Prof., Geophysik. Institut d. Universität Kyoto, Japan.
64. HAUBOLD, W. FR., Dr., Göttingen, Lange Geismarstraße 40.
65. HAURWITZ, B., Priv.-Doz. Dr., Assistent a. Geophysikal. Institut, Leipzig C 1, Talstraße 38<sup>III</sup>.
66. HAUSSMANN, K., Geh. Reg.-Rat Prof. Dr.-Ing. h. c., Schwäbisch-Gmünd, Straßdorfer Berg 1.
- \*67. HECKER, O., Geh. Ober-Reg.-Rat Prof. Dr., Jena, Villengang 3.
68. HEILAND, C., Prof. Dr., Prof. of Geophysics Colorado School of Mines, Golden, Colorado, U. S. A.
69. HEISKANEN, W., Dr., Dozent a. Geodät. Institut, Helsinki, Finnland, Tempelik 7.
70. HERGESELL, H., Geh. Reg.-Rat Prof. Dr., Berlin NW 87, Siegmundshof 10.
71. HESS, V. F., Prof. Dr., Institut f. Strahlenforschung, Innsbruck, Schöpfstraße 41.
72. HILLER, W., Dr., Wissenschaftl. Assistent d. Württemb. Landeswetterwarte, Stuttgart, Büchsenstraße 56.
73. HOELPER, Studienrat Dr., Direktor d. Meteorolog. Observatoriums, Aachen.
74. HUBERT, F., Studienrat Dr., Kassel, Albrechtstraße 45<sup>U</sup>.
75. Institut f. Meereskunde, Berlin NW 7, Georgenstraße 34—36.
76. Institut f. Meteorologie u. Geophysik, Frankfurt a. M., Feldbergstraße 47.
77. ISRAËL, H., Dr., Frankfurt a. M. 1, Weinstraße 47.
78. JENSEN, CHR., Prof. Dr., Hamburg 20, Curschmannstraße 8<sup>I</sup>.
79. JONGMANS, W., Dr., Directeur van het Geologisch Bureau voor het Nederlandsche Myngedie Heerlen (Holland), Akerstraat 86.
80. JUNG, K., Privatdozent Dr., Potsdam, Geodätisches Institut. Wohnung: Potsdam, Leiterstraße 13<sup>I</sup>.
81. KAPPES, TH., Dr.-Ing., Markscheider, Oberassistent a. d. Techn. Hochschule Aachen, Weberstraße 35.
82. KILCHLING, K., Prof. Dr., Freiburg i. Br., Reiterstraße 10.
83. KIROFF, K., Prof., Direktor des Meteorol. Instituts, Sofia, Rue Regentska 3.
84. KLEINSCHMIDT, Prof. Dr., Direktor d. meteorol. Abteilung d. Württemb. Statist. Landesamts, Stuttgart, Büchsenstraße 56.
85. KÖLZER, J., Ober-Reg.-Rat Dr., Referent im Reichswehrministerium, Heereswaffenamt, Prüfstelle, Berlin, Nollendorfstraße 29/30 — Privatdozent f. Meteorologie an der Universität Berlin.
86. KOENIGSBERGER, J., Prof. Dr., Freiburg i. Br., Wildtalstraße 33.
87. KOHLSCHÜTTER, E., Wirkl. Admiral.-Rat Prof. Dr., Dir. d. Geod. Inst. Potsdam, Telegraphenberg.
88. KOSCHMIEDER, H., Dr., Direktor d. Staatl. Observ. Danzig-Langfuhr, Heeresanger 9.
89. Kosmographisches Institut d. Universität Budapest VIII, Múzeum-körút 6, z. Händen Prof. Dr. v. KÖVESLIGETHY.

- \*90. KOSSMAT, FR., Geh. Bergrat Prof. Dr., Direktor d. sächs. Geolog. Landesuntersuchung, Leipzig, Talstraße 35.
91. KRAHMANN, R., Dr.-Ing., Johannesburg-Parkview, Südafrika, 96 Kerry Road.
- \*92. KRUMBACH, G., Reg.-Rat bei d. Reichsanst. f. Erdbebenf., Jena, Kirchplatz 6.
93. KÜHN, Geh. Bergrat Prof. Dr., Abteilungsdirektor d. preuß. Geolog. Landesanstalt, Berlin-Dahlem, Humboldtstraße 24.
94. KUHLEBRODT, E., Ober-Reg.-Rat Prof. Dr., Abteilungsvorsteher u. Privatdozent f. Meteorologie, Hamburg 3, Deutsche Seewarte.
95. LAMBERT, MR. WALTER DAVIS, U. S. Coast and Geodetic Survey Washington, U. S. A.
96. LAMMERT, LUISE, Dr., Leipzig, Talstraße 38.
97. LANDSBERG, H., Dr., Frankfurt a. M., Feldbergstraße 47.
98. LEHMANN, INGE, Frl., Kopenhagen, Staatsgeodät, Vorsteher d. seism. Abteilung, Geodaetisk Institut.
99. LETTAU, H., Dr., Geodät. Institut Potsdam, Telegraphenberg.
100. LINK, E., Reg.-Baumeister (Vertreter d. Siemens-Bauunion), Porte Alegre, Rua Moinhos de Vento 70 (Brasilien).
101. LINKE, F., Prof. Dr., Direktor d. Meteorol. Geophysikal. Instituts, Frankfurt a. M., Feldbergstraße 47.
102. LÖHR, Markscheider, Vorsteher d. Erdbebenwarte d. Westfälischen Berggewerkschaftskasse, Bochum, Kanalstraße 24.
103. LOOS, P. A., Dr., Godoy Cruz, Prov. de Mendoza (Argentinien), Perito Moreno 1161.
104. LORENSER, E., Dr., Hannover, Lutherstraße 18.
105. LUTZ, C. W., Prof. Dr., Hauptobservator an der Erdphys. Warte b. d. Sternwarte München.
106. MAINKA, C., Prof. Dr., Direktor d. Oberschles. Erdwissenschaftl. Landeswarte, Ratibor O.-S., Bahnhofstraße 4.
107. MANNES, W. H., Consulting Geophysicist, 3810 Driscoll, Houston, Texas, U. S. A.
108. MARTIN, H., Dr., Jena, Fröbelstieg 3.
109. MEINARDUS, Prof. Dr., Direktor d. Geograph. Seminars, Göttingen, Wagnerstraße 2.
110. MEISSER, O., Dr., Assistent a. d. Reichsanst. f. Erdbebenf., Jena, Fröbelstieg 3.
111. MEISSNER, O., Potsdam, Stiftstraße 2.
112. Meteorol. Magn. Obs. Potsdam, Telegraphenberg.
113. Meteorol. Obs. Essen, Kapuzinergasse 8.
114. Meteorol. Institut d. Rep. Türkei, Ankara. Boite Postale 401.
115. MIHAILOVIĆ, J., Prof. Dr., Dir. d. Inst. Seismologique, Beograd, Tasmaidan, S. H. S.
116. MILDNER, P., Dr., Leipzig C I, Talstraße 38.
117. MILLER, A. H., Dominion Observatory, Ottawa, Canada.
- \*118. MINTROP, L., Prof. Dr., Breslau, Technische Hochschule.
119. MÖLLER, FR., Dr., Assistent a. Universitätsinstitut f. Meteorologie u. Geophysik, Frankfurt a. M., Feldbergstraße 47.
120. MÖRIKOFER, W., Dr., Davos-Platz, Physikal.-Meteorolog. Observatorium, Davos (Schweiz).
121. MÜGGE, R., Privatdozent Dr., Frankfurt a. M., Am Dammgraben 68, Eisenbahnsiedlung.
122. MÜLLER, FERD., Dr., Geophys., Hagen-Haspe (Westfalen), Tillmannstraße 45.
123. MÜLLER, M., Privatdozent Dr., Jena, Fröbelstieg 3.
124. Naturwissenschaftl. Verein (Prof. Dr. SCHLÖZER) Karlsruhe, Techn. Hochschule.
125. NAVARRO-NEUMANN, M. M., S. J., Dr., Villa San Luigi-Posillipo 276, Napoli (Ital.).
126. NIPPOLDT, A., Prof. Dr., Vorst. d. Magn. Inst., Potsdam, Finkenweg 6.
127. NÖRLUND, N. E., Prof. Dr., Dir. d. Geodaetisk Institut, Kopenhagen, Universität.
128. NUMEROW, B., Prof., Leningrad, Institut Astronomique, Fontanka 34, U. R. S. S.
129. Observatorio La Plata, Argentinien.

130. OISHI, W., Direktor d. Aerologischen Observatoriums, Tateno bei Tutiura (Ibarakiken), Japan.
131. ONO, SUMINOSUKE, Prof. Dr. of the Tokyo Bunrika University, 82, Otsuka-Sakashitamachi, Koishikawaku, Tokyo, Japan.
132. OSTERMEIER, JOH. B., Geophys., Mering bei Augsburg, Hans-Sachs-Weg 6.
133. POLLAK, L. W., Dr., o. ö. Prof. u. Vorstand d. Geophysikal. Instituts d. Deutschen Universität, Prag II, Dittrichova 13.
134. Preuß. Geodät. Institut, Potsdam, Telegraphenberg.
135. Preuß. Geolog. Landesanstalt, Berlin N 4, Invalidenstraße 44.
136. Preuß. Meteorol. Institut, Berlin W 56, Schinkelplatz 6.
137. PREY, A., Prof., Wien XVIII, Eckpergasse 39/41.
138. RAUSCHELBACH, H., Dr., Ober-Reg.-Rat u. Abteilungsvorst. a. d. Deutschen Seewarte, Hamburg 3, Stintfang.
139. REEH, E., Dipl.-Ing. Dr., Hannover-Bothfeld, Sutelstraße 31 A.
140. REICH, H., Dr., Geologe a. d. Preuß. Geol. Landesanst., Berlin N 4, Invalidenstraße 44.
141. Reichsanstalt f. Erdbebenforschung, Jena, Fröbelstieg 3.
142. RELLENSMANN, O., Dr., Breslau 16, Triftstraße 21.
143. REUTLINGER, G., Assistent a. d. Techn. Hochschule Darmstadt, Saalbaustraße 81.
144. RITZAU, K. F., Dipl.-Ing., 2416 Milam. Houston, Texas, U. S. A.
145. RIZZO, G. B., Prof. Dr., Direttore dell' Istituto di Fisica Terrestre della R. Università, Napoli (Italien), Largo S. Marcellino No. 10.
146. ROBITSCH, N., Dr., Aeronautisches Observatorium Lindenberg, Kreis Beeskow.
147. RÖPKE, C., Dr., Geophysiker, Hannover, Matthiasstraße 4<sup>1</sup>.
148. RÖSSIGER, M., Dr., Clausthal, Physikal. Institut der Bergakademie.
149. ROMBERG, A., Prof. Dr., Universität Austin, Texas, U. S. A.
150. RUDOLPH, H., Prof. Dr., Homburg v. d. Höhe, Lange Meile 2.
151. RUTHE, K., Studienrat, Holzminden.
152. SCHEUBLE, H., Privatdozent Dr., Leoben, Montanistische Hochschule.
153. SCHLEUSENER, A., Berlin-Lichterfelde, Elisabethstraße 1, bei Schmidt.
154. SCHLOMKA, T., Dr., Greifswald, Wolgaster Straße 87.
155. SCHMEHL, H., Prof. Dr., Abteilungsvorstand am Preuß. Geodät. Institut, Potsdam, Ingenheimstraße 6<sup>1</sup>.
156. SCHMIDT, AD., Geh. Reg.-Rat Prof. Dr., Gotha, Lützowstraße 1.
157. SCHMIDT v., O., Dr., Dorpat (Estland), Schloßstraße 13.
158. SCHMIDT, WILH., Prof. Dr., Dir. d. Zentralanstalt f. Meteorologie u. Geodynamik, Wien XIX/1, Hohe Warte 38.
159. SCHROETER, R., wissenschaftl. Hilfslehrer, Wandsbek b. Hamburg, Löwenstraße 3 a.
- \*160. SCHÜTT, R., Prof. Dr., Vorst. d. Hauptstation f. Erdbebenforschung a. Physikal. Staatsinstitut, Hamburg 24, Papenhuderstraße 8.
161. SCHUH, Prof., Leiter d. Mecklenburg. Geolog. Landesanst., Rostock, Wächterstr. 31.
162. SCHULZ, B., Prof. Dr., Deutsche Seewarte Hamburg.
163. Schweizerische Meteorol. Zentralanstalt, Zürich.
- \*164. SCHWEYDAR, W., Prof. Dr., Potsdam, Höhenstraße 7.
165. SCHWINNER, R., Prof. Dr., Graz (Österreich), Schillerstraße 5.
166. SEIDL, E., Geh. Rat Dr.-Ing., Berlin-Westend, Tapiaw-Allee 6.
167. Seismos, Ges. z. Erforschung von Gebirgsschichten u. nutzbaren Lagerstätten, Hannover, Friedrichstraße 2 B.
- \*168. SIEBERG, A., Prof. Dr., Reg.-Rat b. d. Reichsanst. f. Erdbebenf., Jena, Landgrafenstieg 2.
169. SIEMENS & HALSKE, Zentralstelle f. wissenschaftlich-technische Forschungsarbeiten d. Siemens-Konzerns, Siemensstadt bei Berlin.
170. STENZ, E., Dr., Warszawa (Polen), Ulks. Skorupki 4. m. 16.

171. STINY, J., o. Prof. Dr. d. Geologie a. d. Techn. Hochschule Wien IV, Karlsplatz 13.
172. STOPPEL, R., Frl. Prof. Dr., Institut f. allgem. Botanik, Hamburg 36, Jungiusstr. 6.
173. STRAUBEL, R., Prof. Dr., Geschäftsleiter d. Zeisswerkes, Jena, Botzstraße 10.
174. STUBBE, Houston, Texas, U. S. A., 809 M. & M. Bldg.
175. STÜVE, G., Dr., Geophysik. Institut, Frankfurt a. M., Feldbergstraße 47.
176. SVERDRUP, H. U., Prof. Dr. d. Meteorologie am Geophysikal. Institut in Bergen (Norwegen), Kalfarveien 59.
- \*177. TAMS, E., Prof. Dr., Wissenschaftl. Rat a. d. Hauptstation f. Erdbebenforschung, Hamburg 36, Jungiusstraße 9.
178. Taunusobservatorium, Kl. Feldberg im Taunus, Post Oberreifenberg i. Ts.
179. TEICHERT, C., Dr., Berlin, Techn. Hochschule, Geolog. Institut.
180. TETENS, O., Prof. Dr., Saarow am Scharmützelsee.
181. TOMASCHEK, R., Prof. Dr., Marburg/Lahn, Sybelstraße 12.
182. THOMSON, ANDREW, Met. Office Toronto (Canada).
183. TRAPPE, FR., Dr., Clausthal-Zellerfeld, Adolf-Ey-Straße 19.
184. TUCHEL, Dipl.-Berging., Hannover, Podbielskistraße 31.
185. VENSKE, Prof. Dr., Potsdam, Met. Observatorium.
186. VISSER, S. W., Dr., Koninkl. magn. Met. Observ. Batavia, Nederl. Indie.
187. WEAVER, P., Chief Geophysicist of the Gulf Production Companys, Houston, Texas.
188. WEICKMANN, L., Prof. Dr., Direktor d. Geophys. Inst. d. Univ. Leipzig, Talstraße 38.
189. WEIGELT, I., Prof. Dr., Halle a. d. S., Platanenstraße 2.
190. Wetterwarte Stettin, Flughafen am Dammschen See.
191. WIGAND, A., Prof. Dr., Direktor d. Meteorol. Instituts, Hamburg-Fuhlsbüttel, Wellingbüttler Landstraße 267.
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.

#### Nachtrag:

196. Geologisch-paläontolog. Institut d. Universität Berlin N 4, Invalidenstraße 43.
197. LOTZE, Dr., Berlin N 4, Invalidenstraße 43.