

ZEITSCHRIFT
FÜR
G E O P H Y S I K

Herausgegeben im Auftrage der

Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

W. Dieminger, Lindau über Northeim

unter Mitwirkung von

B. Brockamp, Münster i. W. — *A. Defant*, Innsbruck — *W. Hiller*, Stuttgart — *K. Jung*, Kiel
E. A. Lauter, Kühlungsborn — *O. Lucke*, Berlin — *O. Meyer*, Hamburg — *F. Möller*, München
H. Reich, Göttingen

Jahrgang 33

1967

Heft 3



P H Y S I C A - V E R L A G · W Ü R Z B U R G

INHALTSVERZEICHNIS

| | |
|---|-----|
| STILKE, G.: Registrierung von Luftdruckwellen im Subschallgebiet | 147 |
| SCHMELOVSKY, K. H. and D. FELKSE: Results from multifrequency observations of electron density with S 66 satellite | 155 |
| JACOBY, W.: Zur Berechnung der Schwerewirkung beliebig geformter dreidimensionaler Massen mit digitalen Rechenmaschinen | 163 |
| SCHIEDDEGER, A. E.: The Tectonic Stress in the Vicinity of the Alps | 167 |
| KIRSTEN, G., VOLLSTÄDT, H., FRÖLICH, F.: Applications of the Neutron Diffraction Method to Decide Self Reversal and other Petrological Problems | 182 |
| ISRAËL, H. und C. DE LA RIVA: Atmosphärische Radioaktivität und Austausch | 188 |
| AHORNER, L.: Einige Bemerkungen zum Aufbau der Erdkruste in West-Deutschland auf Grund von Nahbeben-Untersuchungen | 193 |
| GUTDEUTSCH, R. und H. MENZEL: Bemerkungen zur sogenannten 2-dimensionalen Theorie der Modellseismik | 200 |
| Vorlesungsverzeichnis | 206 |
| Buchbesprechungen | 210 |

DIE ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

erscheint zweimonatlich. Der Bezugspreis beträgt je Jahrgang (6 Hefte) 60,— DM, Einzelhefte je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Jahrgang, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Ende eines Jahrgangs vorliegt.

In der Zeitschrift werden Originalarbeiten, die weder im In- noch im Ausland veröffentlicht wurden und die der Autor auch anderweitig nicht zu veröffentlichen sich verpflichtet, aus dem Gebiet der reinen und angewandten Geophysik sowie aus den Grenzgebieten aufgenommen. Mit der Annahme des Manuskriptes geht das ausschließliche Nutzungsrecht an den Verlag über.

Die Autoren werden gebeten, die Manuskripte in Maschinenschrift mit handschriftlich eingetragenen Formeln druckfertig einzureichen und gesondert eine „Anweisung für den Setzer“ beizufügen, aus der zu ersehen ist, wie kursiver, gesperrter oder fetter Satz und griechische, gotische oder einander ähnliche Typen und Zeichen kenntlich gemacht sind (z. B. durch farbige Unterstreichung). Die Vorlagen für die Abbildungen sollen reproduktionsfertig (Tuschzeichnung) möglichst im Maßstab 2:1 eingesandt werden. Die Beschriftung der Abbildungen soll auf einem lose vorgeklebten, durchsichtigen Papier erfolgen. Fußnoten sind fortlaufend zu nummerieren und am Ende des Manuskriptes zusammenzustellen; bei Zitaten sind neben Autornamen, Titel und Zeitschriftentitel auch Bandnummer, Erscheinungsjahr und Seitenzahl anzugeben.

Jeder Arbeit ist eine „Zusammenfassung“ in deutscher und englischer oder französischer Sprache beizufügen.

Der Verfasser liest von der Arbeit in der Regel nur eine Korrektur; etwaige Autorenkorrekturen können nur als Fußnoten bzw. am Schluß des Artikels gebracht werden. Umfangreiche Änderungen bedürfen der Zustimmung des Herausgebers und können nur gebracht werden, wenn sich der Autor bereit erklärt, die Korrekturkosten zumindest teilweise zu tragen.

Von seiner Arbeit erhält der Verfasser 50 Sonderdrucke ohne Umschlag kostenlos. Weitere Sonderdrucke liefert der Verlag gegen Berechnung. Eine Honorierung der Beiträge erfolgt nicht.

Für die *Zeitschrift für Geophysik* bestimmte Manuskripte und redaktionelle Anfragen bitten wir an den Herausgeber zu richten:

Prof. Dr. WALTER DIEMINGER, Max-Planck-Institut für Aeronomie, 3411 Lindau über Northeim (Hann.)

Anschrift der *Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*:

2 Hamburg 13, Binderstraße 22, Postscheck: Hamburg Nr. 559 83

Es ist ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages nicht gestattet, fotografische Vervielfältigungen, Mikrofilme, Mikrofotos u. ä. von den Zeitschriftenheften, von einzelnen Beiträgen oder von Teilen daraus herzustellen.

Bekanntmachung lt. Bayer. Pressegesetz: Verlag: PHYSICA-VERLAG Rudolf Liebing K.-G., D 87 Würzburg, Werner-von-Siemens-Straße 5.
Pers. haft. Ges.: Arnulf Liebing und Hildegund Holter, sämtlich Buchhändler in Würzburg. Kommanditistin: Gertrud Liebing, Würzburg.

Druckerei: R. Oldenbourg, Graph. Betriebe GmbH, München

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1967

Registrierung von Luftdruckwellen im Subschallgebiet

Von G. STILKE, Hamburg¹⁾

Eingegangen am 16. August 1966

Zusammenfassung: Unterhalb der Frequenzen hörbarer Schallwellen treten neben unregelmäßigen, turbulenten Luftdruckschwankungen auch wellenartige Druckschwankungen in bestimmten Periodenbereichen auf, die mit hochempfindlichen Luftdruckvariographen gemessen werden können. Ein Teil dieser Druckwellen breitet sich mit Schallgeschwindigkeit aus, z. B. diejenigen mit Perioden zwischen 4 und 8 sec, deren Anregung wie bei der Mikroseismik hauptsächlich durch den Seegang erfolgen dürfte, und die durch Kernexplosionen und große Erdbeben hervorgerufenen Luftdruckwellen. Andere Druckwellen, deren Anregung mit erdmagnetischen und ionosphärischen Störungen zusammenhängt, haben scheinbare Phasengeschwindigkeiten von zum Teil mehr als doppelter Schallgeschwindigkeit. Die von uns hauptsächlich untersuchten, relativ häufig vorkommenden Druckwellen mit Perioden um 10 min haben dagegen eine wesentlich geringere Geschwindigkeit, sie lassen sich als Auswirkung von Schwerewellen an einer Grenzschicht in der Atmosphäre deuten. Es werden die in Hamburg für diese Untersuchungen benutzten Luftdruckvariographen beschrieben.

Summary: Below the frequencies of audible sound waves there are wave-like pressure variations of certain period ranges that can be measured with sensitive barovariographs. Part of these pressure waves travel with sound velocity, f. i. those with periods from 4 to 8 sec, the excitation of which might be caused by the swell of the sea, and the pressure waves caused by nuclear bursts and greater earthquakes. Other pressure waves, that seem to be associated with geomagnetic activity and ionospheric disturbances, have phase velocities of sometimes more than double the sound velocity. On the other hand there are pressure waves appearing rather frequently with periods about 10 min, which have considerably lower velocities and may be explained as the consequence of gravity waves at a boundary layer in the atmosphere. There follows a description of the barovariographs used in Hamburg for these investigations.

Zwischen den Frequenzen der hörbaren Schallwellen und den Perioden der längeren meteorologischen Druckschwankungen (z. B. der halbtägigen Luftdruckwellen) liegen bestimmte Periodenbereiche, in denen bevorzugt quasiperiodische Druckschwankungen auftreten. Ein Teil dieser Luftdruckwellen hat eine Beziehung zu Wellen in der festen Erde oder im Meer. So wurde von B. A. BOLT [1964] in Berkeley im März 1964 von dem Alaskabeben (Herdentfernung über 3000 km) mit einem Luftdruckvariographen sowohl eine gekoppelte Rayleigh-Luftwelle als auch eine Luftschallwelle

¹⁾ Dr. GERD STILKE, Meteorologisches Institut der Universität Hamburg.

registriert. Luftdruckwellen von diesem Erdbeben sind auch in Palisades bei New York von W. L. DONN [1964] und in Washington D. C. gemessen worden.

Luftdruckwellen von Kernexplosionen in den vergangenen Jahren wurden an vielen Stationen aufgezeichnet. Bei größeren Entfernungen bzw. nach mehrfachen Umläufen ergaben sich z. T. Barogramme mit gut ausgeprägter Dispersion. Abb. 1b zeigt als Beispiel einen in Hamburg registrierten Wellenzug. Mehrschichtenmodelle für diese großräumige Schallausbreitung in der Atmosphäre wurden u. a. von M. EWING, W. L. DONN, D. PRESS und von D. G. HARKRIDER [1964] durchgerechnet.

Luftdruckwellen kleinerer Amplitude mit Perioden der Mikroseismik (4–8 sec) treten — insbesondere im Winterhalbjahr — fast ständig auf. Untersuchungen hierzu wurden in den USA von H. BENIOFF und B. GUTENBERG [1939] und später in der Schweiz von L. SAXER [1954] und anderen — z. T. mit mehreren Stationen zur Bestimmung der Ausbreitungsrichtung und Geschwindigkeit — durchgeführt. Danach scheint die Annahme gerechtfertigt, daß die Anregung dieser Luftdruckwellen für

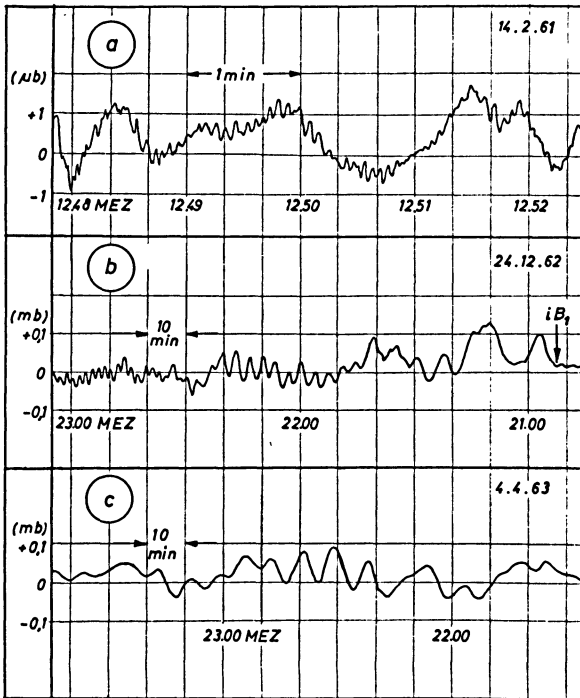


Abb. 1: Registrierbeispiele für Feindruckwellen: a) natürliche Schallwellen, Perioden um 5 sec; b) künstliche Schallwellen, Kernexplosion; c) interne Gravitationswellen.

Westeuropa ähnlich wie bei der mikroseismischen Bodenunruhe dieses Periodenbereiches durch den Seegang hervorgerufen wird. Wegen der unterschiedlichen Ausbreitung (in der festen Erde bzw. Atmosphäre) treten zwischen den Aufzeichnungen der Mikroseismik und denjenigen der entsprechenden Luftdruckwellen jedoch im allgemeinen Unterschiede auf. Abb. 1a zeigt ein in Hamburg registriertes Beispiel dieser Luftdruckwellen (neben Schwankungen mit längeren Perioden). Neuere Untersuchungen über den Zusammenhang zwischen der mikroseismischen Bodenunruhe und den Luftdruckschwankungen werden u. a. in Palisades (W. L. DONN) durchgeführt.

Weitere Periodenbereiche haben in den letzten Jahren eine Bedeutung erhalten. Nach starken erdmagnetischen und ionosphärischen Störungen, oft im Zusammenhang mit Polarlichtern, wurden Luftdruckwellen mit Perioden hauptsächlich zwischen 20 und 80 sec (teilweise bis 300 sec) und scheinbaren Phasengeschwindigkeiten zwischen 400 und 800 m/sec gemessen. Die Herkunftsrichtung zeigte bei den Messungen in Washington D. C. [CHRZANOWSKI, GREENE, LEMMON, YOUNG, 1961 und MAEDA, YOUNG, 1965] jeweils auf die Nachtseite der Nordlichtzone. Ähnliche Messungen wurden in Fort Yukon, Alaska, von W. H. CAMPBELL und J. M. YOUNG [1963] sowie in Australien von G. G. BOWMAN und K. L. SCHRESTHA [1966] durchgeführt. Anregungsmöglichkeiten und Ausbreitungsbedingungen dieser Wellen wurden von R. S. JYENGAR [1965] und MAEDA und WATANABE [1964] untersucht.

Für die Tornado-Ortung und -Warnung werden in den USA Luftdruckwellen mit Perioden zwischen 10 und 60 sec benutzt.

Neben den Luftdruckwellen, die sich ungefähr mit Schallgeschwindigkeit oder größerer Scheingeschwindigkeit ausbreiten, werden häufig wellenartige Luftdruckschwankungen mit Perioden zwischen 2 und 20 min registriert (siehe Abb. 1c), deren Geschwindigkeit — gemessen aus den Zeitunterschieden gleicher Phasen an mehreren Stationen — meist mehr als eine Größenordnung geringer als die Schallgeschwindigkeit ist. Sie gehören zu den internen Gravitationswellen in der Atmosphäre. Ihre Anregung läßt sich im einfachen Fall durch Schwerewellen an einer horizontalen Grenzfläche zwischen zwei unterschiedlich dichten Medien deuten. Ähnliche wellenartige Zusatzkomponenten treten in der Windregistrierung auf. Oft lassen diese sich den Druckwellen eindeutig zuordnen und durch die mit der Grenzflächenwelle zusammenhängende Orbitalbewegung erklären. E. GOSSARD und W. MUNK [1954] veröffentlichten hierzu gute Registrierbeispiele sowie eine theoretische Ableitung, hydrodynamische Grundlagen wurden von H. LAMB [1932] und W. KRAUSS [1966] angegeben. Die Untersuchung der Grenzflächenwellen in der Atmosphäre wird von uns mit Unterstützung durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft an fünf Feindruckregistrierstationen in und in der Umgebung von Hamburg unter Benutzung der am Hamburger Sendemast bis 250 m Höhe vom Meteorologischen Institut der TH Darmstadt angebrachten Temperatur- und Windmeßanlage durchgeführt. Zusätzlich werden die Ergebnisse der Routine-Radiosondenaufstiege des Deutschen Wetterdienstes benutzt.

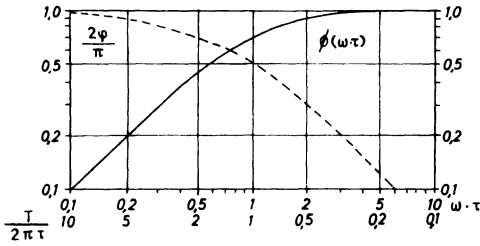
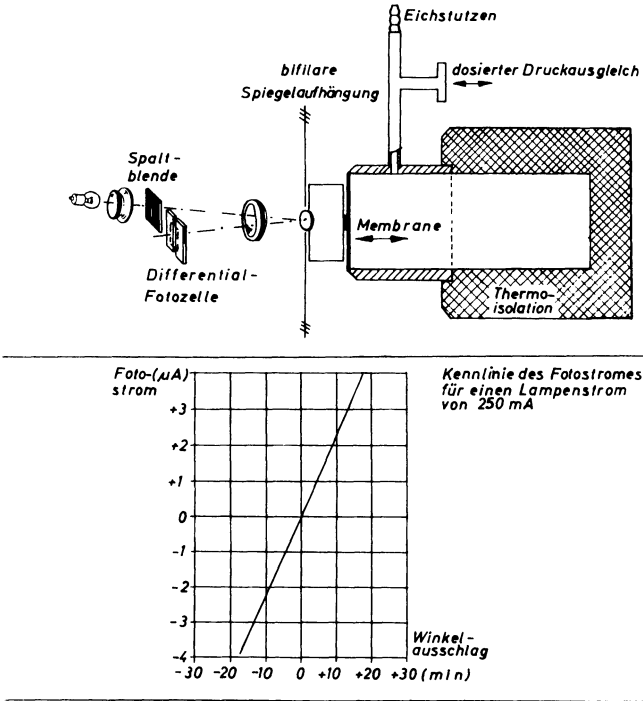


Abb. 2: Mikrobarograph mit photoelektrischem Meßwertumformer.

Die Feindruckwellen, zur Unterscheidung nach ihrem geophysikalischen Zusammenhang bezeichnet, haben folgende Amplituden:

- 0,1 — 1 μ b, $T \sim 5$ sec, „Mikroseismik“
 - 1 — 10 μ b, $T \sim 50$ sec, „Polarlicht“
 - 10 — 100 μ b, $T \sim 500$ sec, „Grenzflächenwelle“
- (1 μ b = 1 dyn/cm² = 1/1000 mb)

Der Luftdruck, in Meereshöhe im Mittel etwas über 1000 mb, schwankt in einem Bereich von 70 mb. Wetterhafte Druckänderungen von mehr als 1 mb/h und Winddruckeffekte von mehr als 0,1 mb in einem Periodenbereich von 1 sec bis 1 min kommen vor.

Im folgenden wird eine kurze Beschreibung der von uns verwendeten Druckvariographen gegeben. Für ein Gerät, das z. B. an einer Außenstelle nur einmal wöchentlich gewartet wird, muß eine Unterdrückung der längeren Perioden erfolgen. Dies kann durch einen hydrodynamischen und einen elektrischen Hochpaß geschehen. Wir benutzen ein Dewar-Isoliergefäß, dessen Innenraum (ca. 1 ltr) mit einer Membran abgeschlossen ist und das für den langsamen Ausgleich zwischen dem Innendruck p_i und den Änderungen des Außendruckes p_a einen engen Durchlaß mit dem Strömungswiderstand R (für den Ausgleichsstrom I) enthält. Zur Messung der Membranauslenkung (die ein Maß für die Differenz $p_a - p_i$ ist) verwenden wir entweder einen Drehspiegel mit einem photoelektrischen Meßwertumformer von Askania (siehe Abb. 2) oder einen induktiven Wegaufnehmer, wie er in transistorisierter Ausführung

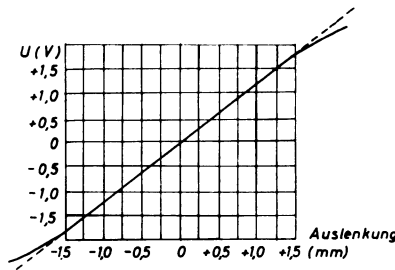
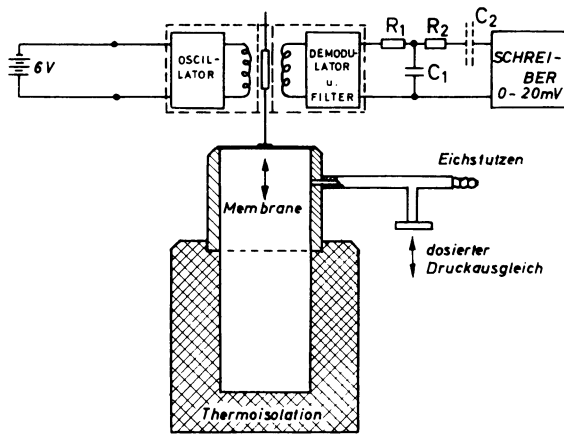


Abb. 3: Mikrobarograph mit induktivem Wegaufnehmer.

mit eingebautem Oszillator, Meßbrücke und Gleichrichter in sehr kleiner Ausführung (ca. $20 \times 20 \times 20$ mm) z. B. von Sanborn (Hewlett u. Packard) und der Collins Corp. geliefert wird (siehe Abb. 3). Die Empfindlichkeiten der genannten Umformer sind bei den Abbildungen dargestellt, bei den induktiven Wegaufnehmern gibt es Ausführungen bis zu 8 V/mm.

Für einen solchen Druckvariographen lassen sich folgende Gleichungen aufstellen:

mit

$$p_a - p_i = I \cdot R,$$

$$\frac{dI}{dt} + \frac{1}{C \cdot R} \cdot I = \frac{1}{R} \cdot \frac{dp_a}{dt}$$

In C ist außer dem Gefäßvolumen G die Luftdichte ρ , der Druck und die Polytropenklasse n ($1 \leq n \leq 1,4$ für Luft) enthalten:

$$C = \frac{\rho G}{n p}.$$

Für sinusförmige Änderungen des Außendruckes mit der Amplitude p_{a0} und der Kreisfrequenz ω ergibt sich eine Strömungsamplitude:

$$I_0 = \frac{p_{a0}}{R} \cdot \Phi(\omega \cdot \tau) \quad \text{mit} \quad \tau = R \cdot C$$

Die Funktion $\Phi(\omega \cdot \tau)$ sowie die Phasenverschiebung $\frac{2\varphi}{\pi}$ sind in Abb. 2 unten als Funktion von $\omega \cdot \tau$ bzw. $\frac{T}{2\pi\tau}$ dargestellt. Die Zeitkonstante τ wird durch Ände-

rung von R (z. B. mit einem Dosierventil von LEYBOLD) so eingestellt, daß der gewünschte Periodenbereich noch ohne Frequenzabhängigkeit der Amplituden bzw. ohne unzulässig große Phasenverschiebung erfaßt wird. Ein verschließbarer Eichstutzen dient zum Anschluß eines Schrägrohrmanometers bei der Eichung und zur Kontrolle der Zeitkonstanten (Ausgleichszeit nach künstlicher Innendruckänderung). Ein zusätzlicher elektrischer Hochpaß, bestehend aus dem Kondensator C_2 und dem Serienwiderstand $R_s = R_1 + R_2 + R_E$ (R_E = Eingangswiderstand des Registriergerätes) ist in Abb. 3 oben skizziert. Mit geeigneten Elektrolytkondensatoren hoher Kapazitätswerte lassen sich genügend große Zeitkonstanten erreichen. Bei einem Serienwiderstand von 1 M Ω und einer Kapazität von 500 μ F ergibt sich eine Zeitkonstante von 500 sec und damit eine Grenzperiode von etwa 50 min. Der Isolationswiderstand des Kondensators liegt für kleine Spannungen bei über 100 M Ω .

Für den Einsatz an Bord eines Schiffes sind die beschriebenen Variographen wegen Neigungs- und Beschleunigungsabhängigkeit wenig geeignet. Hierfür verwenden wir ein elektrisches Flugzeugvariometer [DAVEY 1961], das mit geheizten Thermistoren die Ausgleichsströmung in einem Durchlaß zwischen dem abgeschlossenen Gefäß und der Außenluft mißt. Wenn eine Auflösung nur bis etwa 0,01 mb erreicht werden soll,

genügt als Druckaufnehmer ein Vidiedosensatz entweder mit einem photoelektrischen Meßwertumformer, wie z. B. B. BROCKAMP [1962] ihn verwendet, oder mit einem induktiven Wegaufnehmer. Die Auslenkung eines Vierfachdosensatzes beträgt ca. 7 mm für 1000 mb Druckänderung. Bei Dauerregistrierung muß dann ein elektrischer Hochpaß verwendet werden.

Die Unterdrückung der Winddruckeffekte mit Perioden von unter 1 sec bis zu einigen Minuten kann Schwierigkeiten bereiten. Außer der Möglichkeit, nur die Registrierungen bei windschwachen Zeiten zu benutzen, erreicht man für den Periodenbereich der „Grenzflächenwellen“ (2—20 min) eine meist genügende Unterdrückung durch einen elektrischen Tiefpaß (s. Abb. 3 oben rechts, Kombination $R_1 C_1 R_2$) oder durch einen hydrodynamischen Tiefpaß. Falls die Perioden der Störschwankungen in dem Bereich der gesuchten Perioden (z. B. 4—8 sec) liegen, läßt sich durch spezielle, räumlich ausgedehnte Anordnung der Druckaufnehmer wegen des Unterschiedes in der Geschwindigkeit (Windgeschwindigkeit — Schallgeschwindigkeit) und in der Wellenlänge eine Verringerung der Störampplituden erreichen [DANIELS 1959].

Vorteilhaft ist die Registrierung der Druckschwankungen auf einem Langzeitmagnetbandgerät mit Zeitraffung und optimaler Filterung beim Abspielen.

Literatur

- BENIOFF, H. und B. GUTENBERG: Waves and currents recorded by electromagnetic barographs. Bull. Amer. Met. Soc., 20, 421—426, 1939.
- BOLT, B. A.: Seismic air waves from the great 1964 Alaskan earthquake. Nature, 202, 1095 bis 1096, 1964.
- BOWMAN, G. G. und K. L. SHRESTHA: Ionospheric storms and small pressure fluctuations at ground level. Nature, 210, 1032—1034, 1966.
- BROCKAMP, B.: Barographisch-topographische Höhenkurve. Ztschr. f. Geophysik, 28, 219 bis 222, 1962.
- CAMPBELL, W. H. und J. M. YOUNG: Auroral-zone observations of infrasonic pressure waves related to ionospheric disturbances and geomagnetic activity. J. Geophys. Res., 68, 5909 bis 5916, 1956.
- CHRZANOWSKI, P., G. GREENE, K. T. LEMMON und J. M. YOUNG: Travelling pressure waves associated with geomagnetic activity. J. Geophys. Res., 66, 3727—3733, 1961.
- DANIELS, F. B.: Noise-reducing line microphone for frequencies below 1 cps. J. Acoust. Soc. Am., 31, (4) 529—531, 1959.
- DAVEY, P. G.: The electric variometer. Schweizer Aero-Revue, 6, 335—341, 1961.
- DONN, W. L. und E. S. POSMENTIER: Ground-coupled air waves from the great Alaskan earthquake. J. Geophys. Res., 69 (24), 5357—5361, 1964.

- GOSSARD, E. und W. MUNK: On gravity waves in the atmosphere. *J. Meteorol.*, 11, 259–269, 1954.
- HARKRIDER, D. G.: Theoretical and observed acoustic-gravity waves from explosive sources in the atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 69 (24), 5295–5321, 1964.
- IYENGAR, R. S.: Infrasonic waves of the auroral zone. *Nature*, 207, 848–849, 1965.
- KRAUSS, W.: Methoden und Ergebnisse der Theoretischen Ozeanographie. Bd. II, Interne Wellen, Gebr. Borntraeger, Berlin-Nikolassee, 1966.
- LAMB, H.: *Hydrodynamics*, 6. Ed., 1932, Dover Publ., New York, 1945.
- MAEDA, K. und T. WATANABE: Pulsating aurorae and infrasonic waves in the polar atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 21, 15–29, 1964.
- MAEDA, K. und J. M. YOUNG: Infra-sonic waves from aurorae. *Nature*, 207, 279–281, 1965.
- SAXER, L.: Über Entstehung und Ausbreitung quasiperiodischer Luftdruckschwankungen. *Arch. Meteorol. Geophys. u. Bioklimatol. A* 6, 451–463, 1954.

Results from multifrequency observations of electron density with S 66 satellite

By K. H. SCHMELOVSKY and D. FELSKE, Kühlungsborn¹⁾

Eingegangen am 10. August 1966

Summary: The mean variations of total electron content with latitude and local time between 64 and 46° N for winter 1964/65 as obtained from dispersive Doppler investigations are presented. Apart minor deviations from the result of theoretical calculations no unexpected features are observed. For disturbed times in high latitudes additional ionisation, probably caused by the radiation belt, is observed.

For special investigations the evaluation of Faraday fading on 20/40/41 MHz and of dispersive Doppler on 20/40 MHz is combined. By this method more reliable values of total electron content and additional information concerning the electron density distribution are obtained. By fitting theoretical models to these parameters and the results of simultaneous probe measurements, a mean daytime electron density model is obtained. The plasma temperature is about 1100° K and the molecular weight at 900 km about 8,5 AMU.

Zusammenfassung: Es wird über die mittlere Veränderung der Elektronendichte mit der Breite und der Ortszeit zwischen 64 und 46° N im Winter 1964/65 auf Grund von Untersuchungen des Differenz-Dopplereffektes berichtet. Abgesehen von unwesentlichen Abweichungen von der Theorie wurden keine unerwarteten Dinge beobachtet. In gestörten Zeiträumen wurde in hohen Breiten eine zusätzliche Ionisation beobachtet, die vermutlich durch den Strahlungsgürtel verursacht ist.

Für spezielle Untersuchungen wurde die Auswertung des Faraday-Fadings auf 20/40/41 MHz mit der des Differenz-Dopplereffektes auf 20/40 MHz kombiniert. Dadurch wurden zuverlässigere Werte des Gesamt-Elektroneninhalts und zusätzliche Informationen über die Verteilung der Elektronendichte gewonnen. Den so erhaltenen Werten und mit den Ergebnissen von gleichzeitigen Sondenmessungen wurden theoretische Modelle angepaßt, um ein mittleres Tagesmodell der Elektronendichte zu erhalten. Daraus ergaben sich eine Plasmatemperatur von etwa 1100° K und ein Molekulargewicht in 900 km Höhe von 8,5 Atommasseneinheiten.

I. Theoretical Background

For the evaluation of the records the second order approximations of Ross [1965] are used. The symbols mean:

$$F(t) = \frac{0,753}{f^2} \cdot \sec \vartheta \cos \Theta |\mathfrak{B}_0|$$

f = frequency sec^{-1} ; $|\mathfrak{B}_0|$ = geomagnetic field at ground level [Gauß]

ϑ = angle between vertical and direction of propagation

Θ = angle between magnetic field vector and direction of propagation

¹⁾ Dr. K. H. SCHMELOVSKY, D. FELSKE, Observatorium für Ionosphärenforschung Kühlungsborn.

$$G(t) = 1,3445 \cdot 10^{-7} \frac{1}{f_1} m (1 - 1/m^2) \sec \vartheta$$

f_1 = lower of the two frequencies used for dispersive Doppler shift
 m = ratio of the two frequencies

$$N_{\text{tot}} [m^{-2}] = \int_0^{h_s} N_e dh; \quad N_{\text{tot}H} [m^{-2}] = \int_0^{h_s} N_e \left| \frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{B}_0} \right| dh$$

\mathfrak{B} = actual geomagnetic field

$$S = \overline{N_e^2} / \overline{N_e}^2; \quad \delta = \left(\frac{40}{41} \right)^2$$

$$X = \frac{1}{h_s} \int_0^{h_s} X dh =$$

Further means $K^*(t) = K(t) + C$ the number of half rotations of polarisation plane and $I^*(t) = I(t) + C_D$ the integrated dispersive Doppler shift between 20 and 40 MHz. The indices 20; 41 at F ; X ; K ; and C relate to the frequency used.

Applying the formulae of Ross [1965] one gets

$$K_{20}(t) + C_{20} = F_{20}(t) N_{\text{tot}H}(t) \left[1 + \overline{X}_{20}(t) \left\{ \frac{1}{2} S + \frac{1}{2} (S-1) \text{tg} \vartheta \left(\text{tg} \vartheta - \frac{y_1}{y_2} \right) \right\} \right] \quad (1)$$

analogous for 40 and 41 MHz.

Subtracting the formula 1 written for 41 MHz from that for 40 MHz and using $F_{41} = \delta F_{40}$; $\overline{X}_{41} = \overline{X}_{40}$ one gets

$$\begin{aligned} \Delta K(t) + n = \\ = (1 - \delta) F_{40}(t) N_{\text{tot}H}(t) \left[1 + \overline{X}_{40} \{1 + \delta\} \left\{ \frac{1}{2} S + \frac{1}{2} (S-1) \text{tg} \vartheta \left(\text{tg} \vartheta - \frac{y_1}{y_2} \right) \right\} \right] \quad (2) \end{aligned}$$

Here ΔK is the shift between the Faraday fading on 40 and 41 MHz and n is an integer. By using the time of nearest approach t_0 as reference and putting $K_{40}(t_0) = 0$, the additional constant C_{40} is obtained by

$$C_{40} = \frac{\Delta K(t_0) + n}{1 - \delta} \cdot \left[1 - \delta \overline{X}_{40} \left\{ \frac{1}{2} S + \frac{1}{2} (S-1) \text{tg} \vartheta \left(\text{tg} \vartheta - \frac{y_1}{y_2} \right) \right\} \right] \quad (3)$$

This equation is solved in steps. For S the value 3,0 is inserted. In order to get n , the values of $N_{\text{tot}H}$ are calculated for $n = 0, 1 \dots$ till the least mean square deviation from a) the mean value b) a linear temporal increase is reached. Mostly from both criteria the same value of n is obtained, in the remaining cases the decision is done by comparison with dispersive Doppler results.

Now $N_{\text{tot}H}$ is obtained directly by solving equ. (1) for 40 MHz in two steps, first with $X_{40} = 0$ and then by inserting the first approximation for $N_{\text{tot}H}$ to calculate X_{40} and therefrom the second approximation. For dispersive Doppler shift 20/40 MHz one gets for the second order approximation

$$I(t) + C_D = N_{\text{tot}}(t) G(t) [1 + 6,4 \cdot 10^{-20} N_{\text{tot}} \{S + (S-1) \text{tg}^2 \vartheta\}] \quad (4)$$

By putting $N_{\text{tot}} = \gamma N_{\text{tot}H}$ and inserting the values of $N_{\text{tot}H}$ for different times from the first step of evaluation and of I from the evaluation of dispersive Doppler shift one gets a number of equations. These are solved for the unknowns C_D and γ by minimizing the mean square deviation between the left and the right side.

By developing the expression for $N_{\text{tot}H}$ and putting $\left| \frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{B}_0} \right| = \left(\frac{R_0}{R_0 + h} \right)^3$

$$\bar{h} = \frac{\int_0^{h_s} h N_e dh}{\int_0^{h_s} N_e dh} = R_0 (\sqrt[3]{\gamma} - 1) \quad (5)$$

is obtained.

Finally starting from equ. 1 and putting $F_{20} = 4 F_{40}$; $X_{20} = 4 X_{40}$ by elimination of $N_{\text{tot}H}$

$$K_{20} + C_{20} = 4 [K_{40} + C_{40}] \left[1 + \frac{3}{2} \bar{X}_{40} S + \frac{3}{2} \bar{X}_{40} (S-1) \text{tg} \vartheta \left(\text{tg} \vartheta - \frac{y_1}{y_2} \right) \right] \quad (6)$$

is obtained.

The unknown constant C_{20} and S are calculated in turn by inserting the values for K_{40} ; C_{40} ; X_{40} ; K_{20} from the former steps or from the record and by minimizing the mean square deviation between the left and the right side.

For the further interpretation of the second order parameters \bar{h} and S theoretical models are used. The basic parameters of these models are: attachment parameter at reference height h_0 (maximum of ion production) $\beta_0 = 5 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$; reduced diffusion coefficient $d_0(h_0) = D(h_0)/H^2 = 1,07 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$; mixing ratio $k = 2,0$ (for detailed explanation of the parameters and of the mathematical method see [RISHBETH and BARRON 1960]). Chapman like production is assumed. The equations are solved as a function of

$$z = \frac{h - h_0}{H_n}$$

(H_n = scale height of neutral gas). Three equilibrium models are calculated. Model I all constituents at same temperature; Model II $T_P = 1/2 (T_e + T_i)$ equal to $1,25 T_n$ (neutral temperature); Model III $T_P = 2 T_n$. All models are computed for different solar zenith angles. Further a „Night time model” is derived from model I by computing the electron density after 10 h undisturbed recombination.

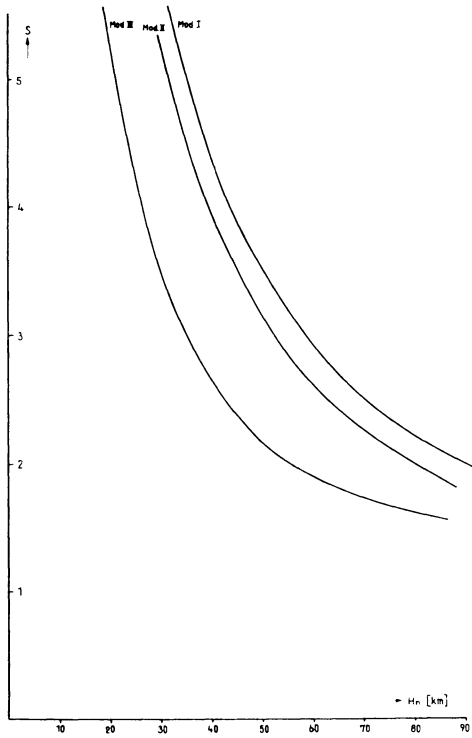


Fig. 1: Dependence of second order parameter S on neutral scale height for different equilibrium models.

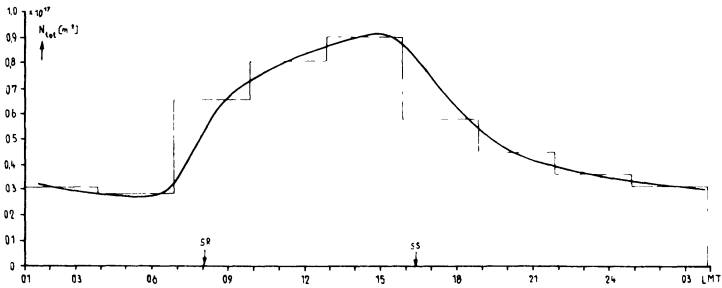


Fig. 2: Mean diurnal variations of total electron content during winter 1964/65 (Nov. 64 to March 65) at 54°N (arrows show sunrise and sunset at 20. 11.).

From the definition of S

$$S = \frac{h_S}{H_n} \frac{\int_0^{h_S} N_e^2 dz}{\left[\int_0^{h_S} N_e dz \right]^2} \quad (7)$$

is obtained where $z_S = \frac{h_S - h_0}{H_n}$ and for \bar{h}

$$h = h_0 + H_n \frac{\int_0^{h_S} z N_e dz}{\int_0^{h_S} N_e dz} \quad (8)$$

Both expressions are of course independent of the production rate. They depend only on H_n ; H_P ; $L = \beta_0/d_0$; k ; h_S and the solar zenith angle. An investigation of the solutions showed, that for the equilibrium models the value S is nearly independent of solar zenith angle and L within

$$1 < \sec x < 4; \quad 0,25 \cdot 10^3 < L < 1 \cdot 10^3$$

if $z_S > 12$ i. e. for a satellite with 1000 km orbital height if $H_n < 70$ km. In fig. 1 the dependence of S on H_n is shown for the equilibrium models.

II. Results

Besides the results from multifrequency observations out of October—December 1965 those from dispersive Doppler investigations from winter 1964/65 are presented. Fig. 2 shows the diurnal variations of mean total electron content between 52 and 56°N. The variations are quite regular. The decrease ratio $R = N_{\text{tot}}(18 \text{ LMT})/N_{\text{tot}}(04 \text{ LMT})$ is 2,2 somewhat smaller than former results (2,5 equinox 58/59; 2,9 autumn 1963) but systematical variations can not be found. Compared with the expected approximately exponential decrease the recombination speed slows down in the night hours. This feature is known from former investigations and is in accordance with the fact that the decrease ratio was smaller in all cases than the theoretical value ($R = 3,2$).

In order to investigate the latitudinal variations, the values of N_{tot} were attached to that latitude φ_{350} where the ray satellite—receiver crosses the 350 km level. The results of these investigations are shown in fig. 3. Except of the fact that the decrease of N_{tot} toward higher latitudes at day time is somewhat slower than the decrease calculated theoretically from the variations of solar zenith angle (ratio of experimental to theoretical decrease 0,65:1) no irregular feature are observed.

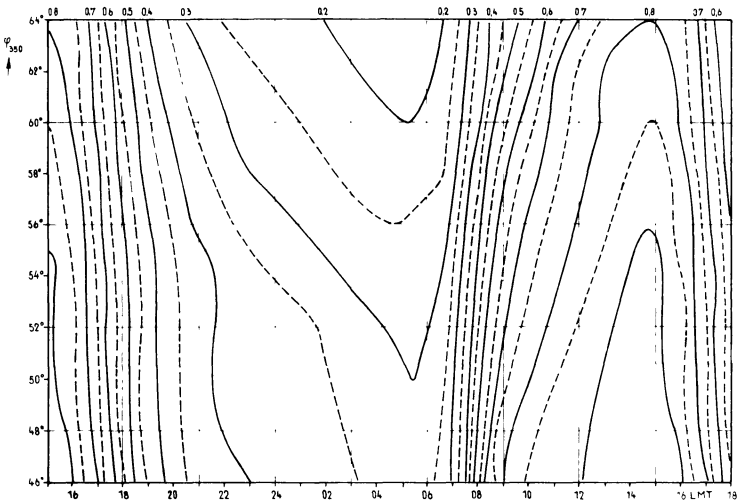


Fig. 3: Dependence of total electron content on local time and latitude φ_{350} during winter 1964/65 (Numbers at level lines designate total electron content in units of 10^{17} m^{-2}).

The effects of corpuscular radiation during disturbed times is investigated by comparing the relative latitudinal variations of N_{tot} during disturbed periods ($K_p \geq 2+$) with the mean behaviour (fig. 4). Only night time passages are used for this comparison. A bulk of additional ionisation centered at $\varphi_{350} \approx 63^\circ$ with a maximal deviation of $11\% = 0,035 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-2}$ is observed. The maximum of the outer radiation belt

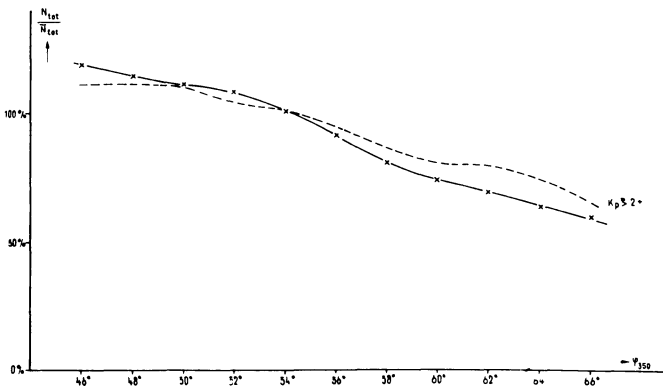


Fig. 4: Relative variation of total electron content with latitude during night time (22.00 to 07.00 LMT). Full line: mean from all night time passages; broken line: mean from night time passages at disturbed times $K_p \geq 2+$ (mean N_{tot} between 52 and $56^\circ \text{ N} = 100\%$).

Table 1: Temperature of plasma $T_P = 0,5 (T_e + T_i)$ in °K.

| Interpretation by: | | | Model I | Model II | Model III | Night Model |
|-------------------------|-----------|--------------------|---------|----------|-----------|-------------|
| Period | Time | Basic Value | T_P | T_P | T_P | T_P |
| Oct.—Dec. 1965 | 05—18 LMT | $S = 2,75$ | 1040 | 1160 | 1270 | — |
| | 18—09 LMT | $S = 4,25$ | — | — | — | 820 |
| Sept. 64 to March 65 | 10—17 LMT | $D_{tot} = 209$ km | 925 | 1060 | 1170 | — |
| | 22—07 LMT | $D_{tot} = 320$ km | — | — | — | 1540 |

at our longitude is situated at 60° N. The discrepancy can be solved by assuming, that the bulk of ionisation is situated at 180—200 km and not at 350 km.

Results from multifrequency evaluation are available for about 40 passages. The inspection of the results showed, that there are some large excursions, but the remaining values of S and γ are quite homogenous.

The results on S and the temperatures deduced by means of the theoretical models are presented in tab. 1. For comparison also the results of effective slab thickness (D_{tot}) calculations are shown. Whilst the day time values are in good accordance, the results for night time differ considerably. Because of the fact, that the slab thickness results from night time passages show large spread and a number of large excursions, the results from the second order parameter are considered to be more reliable.

The parameter γ shows no significant diurnal variations. For the interpretation of γ the main trouble arises not from the statistical uncertainties but from the uncertainties in the approximation of the geomagnetic field. By comparing the used normal field development with the geomagnetic total intensity at Niemegek and correcting for the differences, we finally obtained $\bar{h} = 340 \pm 25$ km. Using equ. 8 and inserting for the second term the results from model 1 and 2 with the parameters from table 1 $h_0 = 140$ km is obtained.

By using the results on H_n and h_0 and inserting into the respective theoretical $N_e(z)$ -model, semitheoretical models of the mean electron density distribution (more exactly O^+ -distribution) can be constructed. In fig. 5 the mean day time electron density distribution using model 2 as starting point is presented. The distributions using the other theoretical models were also calculated. As expected, the final results are not very different. The model shown in the figure is normalized to $N_{tot} = 1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-2}$. At some passages the plasma probe data telemetered from the S66 satellites on the beacon frequency [BRACE 1965] where received simultaneously. Only passages where both methods yielded reliable results where used. The program is still in the experimental phase and therefore only three passages (4.—9. 12. 65, 08.15—09.15 LMT)—each comprising a number of probe measurements—are available for comparison. The local electron density at 900 km normalized to $N_{tot} = 1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-2}$ is equal to $1,1 \pm 0,2 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$. This is approximately two times the O^+ -density of the semitheore-

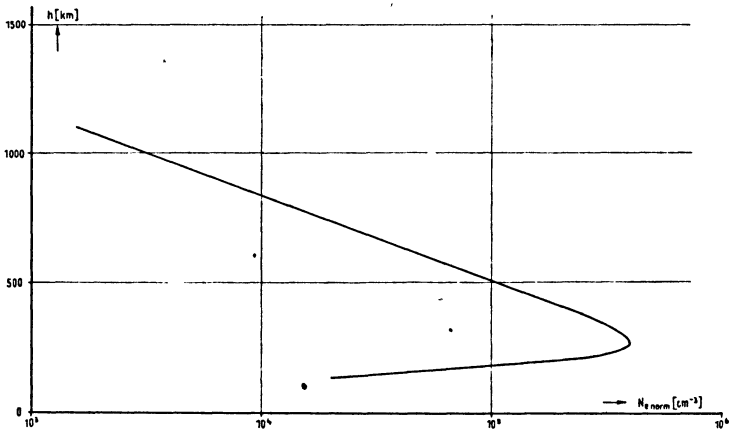


Fig. 5: Mean day time model of O^+ -density distribution (Oct.—Dec. 1965; $54^\circ N$) obtained from the second order parameters using model II for interpretation. The model is normalized to $N_{tot} = 1 \cdot 10^{17} m^{-2}$.

tical model. By fitting a binary $O^+—He^+$ -model to the semitheoretical model and the probe results a mixing ratio $He^+—O^+ = 1,75 : 1$ i. e. a mean molecular weight of 8,5 AMU is obtained. This is in good accordance with the results of BRACE [1965].

References

- BRACE, L. H.: Latitudinal variations of electron temperature and concentration from satellite probes. Goddard Space Flight Center X-651-65-190 presented at COSPAR 6. International Space Science Symposium, Mar de la Plata 1965.
- RISHBETH, H. and D. W. BARRON: Equilibrium electron distribution in the ionospheric F2-layer. *Jour. Atm. Terr. Phys.* 18, 234—252, 1960.
- ROSS, W. J.: Second Order Effects in High-Frequency Transionospheric Propagation. *Jour. Geophys. Res.* 70, 597—612, 1965.

Zur Berechnung der Schwerewirkung beliebig geformter dreidimensionaler Massen mit digitalen Rechenmaschinen

Von W. JACOBY, Kiel¹⁾

Eingegangen am 30. August 1966

Zusammenfassung: Es wird ein Verfahren zur Berechnung der Schwerewirkung beliebig geformter Massen mit digitalen Rechenanlagen beschrieben. Es beruht auf einer Zerlegung der Massen in horizontale Schichten. Daher können Höhen- oder Tiefenlinien benutzt werden. Meßpunkte und Randpunkte der Schichten werden mit kartesischen Koordinaten in die Rechenmaschine eingegeben. Diese Daten lassen sich mit Hilfe einer Digitalisierungsanlage leicht und schnell beschaffen. Man kann die Rechnung beliebig genau machen. Einige Anwendungsbeispiele werden beschrieben.

Summary: In an attempt to calculate the gravity effect of arbitrary threedimensional bodies, it is useful to regard any such body as being composed of a number of horizontal layers. The convenience of using level contour lines may then be joined to the capabilities of digital computers. The method uses cartesian coordinates for the stations and the points of the contour lines. These coordinates can be prepared rapidly with the aid of an electronic X-Y-reader. The gravity effect can be determined to any desired degree of accuracy. Some applications are described.

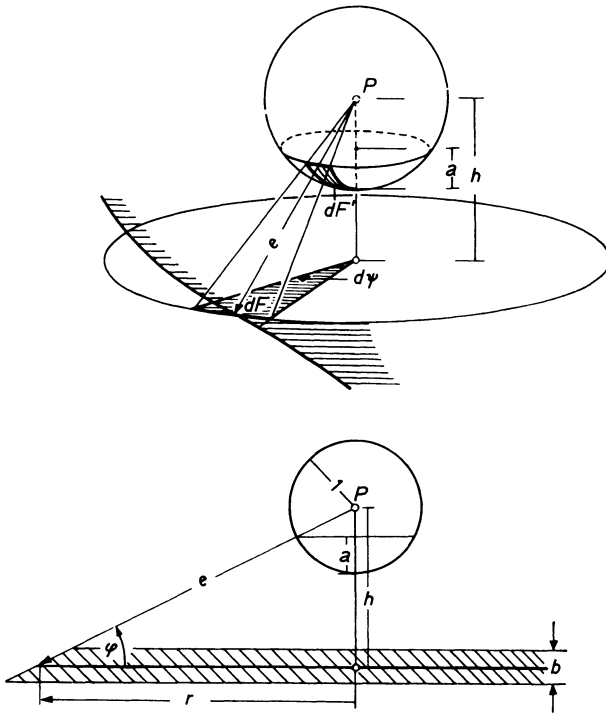
Die meisten Verfahren zur Berechnung der Schwerewirkung beliebig gestalteter Massen beruhen auf einer Zerlegung dieser Massen in Teilkörper, deren Wirkung sich formelmäßig ausdrücken läßt.

In den letzten Jahren sind verschiedene Methoden beschrieben worden, bei denen elektronische Rechenanlagen eingesetzt werden. Als Teilkörper wählt man meist vertikale Säulen mit quadratischem Grundriß. In bestimmten Fällen ist aber eine Zerlegung in horizontale Schichten von Vorteil.

Erst kürzlich hat S. PLAUMANN [1965] Auszählprogramme für horizontale Schichten veröffentlicht. Unabhängig davon wurde bei der Auswertung von Schweremessungen auf Helgoland [JACOBY, 1966a] die Zerlegung in horizontale Schichten auf die Insel und ihren Untergrund angewandt und mit einer digitalen Rechenanlage gerechnet. Es wurde in der Formelsprache ALGOL programmiert, die man auf allen Maschinen benutzen kann, für die ein Übersetzerprogramm vorliegt.

Horizontale Schichten werden von Niveauflächen begrenzt, deren Schnittlinien mit der Oberfläche des betrachteten Körpers Höhen- oder Tiefenlinien sind. Die Niveauflächen sind hinreichend genau mit $\dot{n} = \text{const}$ (in kartesischen Koordinaten) beschrieben, wenn man ein kleinräumiges Gebiet betrachtet. Zur Berechnung der Wirkung

¹⁾ Dr. WOLFGANG JACOBY, Institut f. Geophysik der Universität Kiel.

Abb. 1: Abbildung von dF auf die Einheitskugel.Fig. 1: Projection of dF on the unit sphere.

einer Schicht auf die Schwere in einem Aufpunkt P wird folgende Vereinfachung gemacht: Man denke sich die Schicht von der Höhenlinie ihres mittleren Niveaus umrandet und in diesem ihre (homogen angenommene) Masse kondensiert. Der dadurch entstehende Fehler verschwindet praktisch, wenn der Schichtrand weit genug von P entfernt ist, genauer: wenn der Quotient $b/e \ll 1$ ist (s. Abb. 1).

Die Wirkung δg einer homogen mit Masse belegten horizontalen Ebene F auf P ist [JUNG, 1961]:

$$\delta g = f \mu F'. \quad (1)$$

Dabei bedeuten F' die Projektion von F auf die Einheitskugel um P und μ die Flächendichte. f ist die Gravitationskonstante.

Wendet man (1) auf den differentiellen Flächenabschnitt dF mit dem Öffnungswinkel $d\psi$ an, so ist dF' näherungsweise Sektor (Öffnungswinkel ebenfalls $d\psi$) einer Kugelkappe, deren Flächeninhalt $2\pi a$ ist (s. Abb. 1). Es gilt:

$$a = 1 - \sin \varphi = 1 - \frac{h}{e} \quad \text{und} \quad d\delta g = f \sigma b \left(1 - \frac{h}{e} \right) d\psi, \quad (\sigma = \text{Dichte}).$$

Die Wirkung der ganzen Fläche ergibt sich zu:

$$\delta g = f \sigma b \oint_{(\text{Rand})} \left(1 - \frac{h}{e(\psi)} \right) d\psi. \quad (2)$$

Durchführung — Programm

Für die programmierte Rechnung ersetzt man die Integration durch eine Summation von endlich vielen Flächenabschnitten. Das Grundelement des betrachteten Körpers ist ein „Schichtsektor“ — Nummer i — (s. Abb. 2). Sein Einfluß δg_i auf P ist näherungsweise:

$$\delta g_i = f \sigma b \psi_i \left(1 - \frac{\sin \varphi_i + \sin \varphi_{i+1}}{2} \right). \quad (3)$$

Der Schichtrand wird mit einer mathematisch positiv umlaufenden, geschlossenen Folge von Punkten x, y in der Maschine gespeichert ($x_n = x_1, y_n = y_1$). Die Dichte dieser Folge muß in der Nähe von Meßstationen größer als entfernt von ihnen sein. Um mit einer kleinen Anzahl von Schichtrandpunkten auszukommen, gibt man eine grobe Folge ein und verdichtet sie für jede Station in deren Umgebung, wenn nötig.

Im Verlauf des Programms wird für jeden Randpunkt α_i und $\sin \varphi_i = h/e_i$ berechnet (s. Abb. 2). α_i erhält man mit der Funktionsprozedur ARCTAN (DY/DX) modulo π , d. h., es sind 3 Fälle zu unterscheiden: im 1. Quadranten ist $\alpha_i = \text{ARCTAN}(\text{DY}/\text{DX})$, im 2. und 3. Quadranten gilt: $\alpha_i = \text{ARCTAN}(\text{DY}/\text{DX}) + \pi$, im 4. Quadranten ist $\alpha_i = \text{ARCTAN}(\text{DY}/\text{DX}) + 2\pi$. Bei $\psi_i = \alpha_{i+1} - \alpha_i$ tritt mit Überschreitung der $\alpha = 0$ -Achse ein Sprung von 2π ein, der mit Hilfe von Abfragen berücksichtigt wird. Mit $\sin \varphi_i$, $\sin \varphi_{i+1}$ und ψ_i wird (3) dann berechnet, über i summiert und mit b multipliziert. Eine Schicht nach der anderen wird vorgenommen, und ihre Anteile werden aufsummiert. An diese Summe kann eine Korrektur angebracht

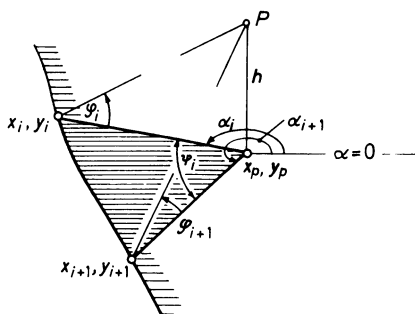


Abb. 2: Ein „Schichtsektor“.

Fig. 2: A sector of the gravitating layer.

werden, die sich auf die unmittelbare Stationsumgebung bezieht. Das Endergebnis ist noch mit $f\sigma$ zu multiplizieren. Dann beginnt derselbe Ablauf mit einem neuen Meßpunkt.

Anwendungen

Erprobt wurde das Verfahren an 3 Aufgabenstellungen im Zusammenhang mit einer gravimetrischen Spezialvermessung Helgolands [JACOBY, 1966 a, b]:

1. Es wurde für die topographische Reduktion die Schwerewirkung der Insel auf die Meßpunkte berechnet. Vergleiche mit dem SCHLEUSENERSchen Verfahren (bei dem das Gelände um eine Station in Zylinderringssäulen zerlegt wird) [SCHLEUSENER, 1940] zeigten gute Übereinstimmung. Die maximale Abweichung bei 10 Punkten betrug 0,03 mgal, wenn die Dichte des topographischen Körpers gleich 1 gesetzt wurde. Für das starke Relief des Helgoländer Felsens war das SCHLEUSENERSche Verfahren verfeinert angewandt worden.

2. Es war notwendig, eine Meereszeitenreduktion an die Meßwerte anzubringen. Dafür wurde die mit den Gezeiten oszillierende zusätzliche bzw. fehlende Wasserschicht als unendlich ausgedehnte ebene Platte betrachtet, aus der die Insel ausgespart ist. Im Unterschied zur topographischen Reduktion ist also in (1) F nicht die von der Randlinie eingeschlossene, sondern die gesamte ausgeschlossene Fläche. Statt (3) gilt:

$$\delta g_i = f\sigma b \psi_i \frac{\sin \varphi_i + \sin \varphi_{i+1}}{2}. \quad (4)$$

Außerdem genügt es, mit einer einzigen Schicht zu rechnen.

3. Es wurde die Wirkung von Modellen der Störkörper im Untergrund bestimmt. Da es dabei nicht auf so hohe Genauigkeit ankommt wie bei der topographischen Reduktion, war die Rechnung hier besonders einfach und erforderte wenig Zeit.

Ein Vorteil dieses Verfahrens ist es, daß man Höhen- oder Tiefenlinien benutzen kann. Die Beschaffung der Daten (x, y) kann sehr bequem und schnell mit einer Digitalisierungsanlage geschehen. Das Verfahren eignet sich besonders, wenn die Höhen- (oder Tiefen-)linien einfach geformt sind. Es läßt sich eine beliebig hohe Genauigkeit erreichen, wenn man die Schichten dünn und die Abstände der Randpunkte klein genug ansetzt.

Literatur

JACOBY, W.: Die Schwereverteilung auf Helgoland und ihre Auswertung mit Ausgleichsverfahren. Dissertation, Kiel 1966a.

JACOBY, W.: Schwerevermessung auf Helgoland — Auswertung mit Ausgleichsverfahren. Sonderheft der Ztschr. f. Geophys. zur Tagung in Kiel, S. 340—351, 1966b.

JUNG, K.: Schwerkraftverfahren in der angewandten Geophysik, Leipzig 1961.

PLAUMANN, S.: Berechnung der Schwerewirkung beliebig geformter dreidimensionaler Massen mit Hilfe von Auszählgrammen. Z. f. Geophys. 31, 327—331, 1965.

SCHLEUSENER, A.: Nomogramme für Geländeverbesserung von Gravimetermessungen der angew. Geophysik. Beitr. z. angewandten Geophys. 8, 415—430, 1940.

The Tectonic Stress in the Vicinity of the Alps

By A. E. SCHEIDEGGER, Urbana¹⁾

Eingegangen am 31. Oktober 1966

Summary: First motion data were collected from earthquakes that occurred in recent years in the Alps between Grenoble and Vienna. An attempt was made to interpret these data in terms of stress directions at the seismic foci. It was found that, for the investigated earthquakes that occurred in the central Alps, the German stations consistently observed compressions. This would indicate a stress-relief in the North-South direction. Possibilities of reconciling this observation with the tectonics of the Alps are discussed.

Zusammenfassung: Die Richtungsangaben für die erste Bodenbewegung, die durch Erdbeben verursacht wurden, die in den letzten Jahren in den Alpen zwischen Grenoble und Wien stattfanden, wurden gesammelt und zusammengestellt. Es wurde dann ein Versuch gemacht, diese Angaben mit Bezug auf den Herdmechanismus der Erdbeben auszuwerten, d. h. die Hauptspannungsrichtungen im Fokus abzuleiten. Es stellte sich heraus, daß die untersuchten Beben, soweit sie in den Zentralalpen stattfanden, im deutschen Raume *Kompressionen* verursachten. Dies zeigt eine *Spannungsentlastung* in der Nord-Süd-Richtung an. Möglichkeiten, diese Tatsache mit der alpinen Tektonik in Einklang zu bringen, werden besprochen.

1. Introduction

The large scale "tectonic" crustal stress field in the vicinity of prominent geological features of the Earth has been of concern to geophysicists for some time. The writer has been particularly interested in the relation of this tectonic stress field to the mechanism of foci of earthquakes within its regime. Thus, studies have been published which refer to most of the tectonically active areas of the world [SCHEIDEGGER 1963, 1964, 1965a, b]. In general, it was found that the "tectonic" stress field determined from seismic data is consistent with that resulting from an evaluation of geological field observations referring to the most recent orogenic activity.

In continuation of the work referred to above, it appeared worth-while to focus one's attention on one interesting region in greater detail. As such a region, the area covered by the Alpine mountain arc between Grenoble (France) and the Semmering Pass in Austria, was chosen.

In this area, the frequency of occurrence of earthquakes, in comparison with the seismically most active areas of the world, is rather low, and the magnitude of the

¹⁾ Prof. ADRIAN E. SCHEIDEGGER, University of Illinois, Urbana, Illinois (USA).

largest shocks does not exceed 4.7 on the Richter scale. Therefore, an analysis of earthquakes in the area in question meets with the difficulty that one has to deal with registrations from comparatively weak earthquakes. For a determination of the focal mechanism (and therewith the orientation of the principal stress axes at the focus) one has to rely mostly on the direction of the first motion as seen on the seismograms from earthquake observatories all over the world. In the case of earthquakes of a magnitude of less than 5, experience shows that the direction of the first onsets can be read with any degree of confidence only on seismograms taken at perhaps an epicentral distance of up to 500 km. For the Alpine earthquakes in question, it is therefore clear that only records from European stations would be of any use at all.

The earthquakes selected for the present study will be discussed in Sec. 2 of this paper.

The usual analysis of first-motion data of a large earthquake is by making a "fault plane solution". For this purpose, one refers the data from the world seismic network back along the "seismic rays" to a small sphere, surrounding the focus ("focal sphere"). The nodal lines between outward and inward first onsets are called "fault planes" (although it is not necessarily to be inferred that the earthquake represents an actual "faulting" process). Then, the central axes of the four quadrants engendered by the "fault planes" represent the direction P of the largest (pointing into the dilatational, or inward-directed, first-motion quadrant) and the direction T of the smallest (pointing into the compressional, or outward-directed, first-motion quadrant) principal stress active at the focus.

In the case where no world-wide data are available, it is obviously not possible to refer the data to the focal sphere. In this instance, all one can hope to do is to try to plot the nodal lines in the vicinity of the epicenter on an actual map, since no information from far-away stations can be obtained in any case. For some earthquakes, two orthogonal lines could be drawn through the epicenters; these will be discussed in Sec. 3 below. Subsequently, the remaining earthquakes will be discussed (Sec. 4).

In the vast majority of cases, a characteristic feature of the distribution of the direction in the first onsets is that the readings of such onsets at stations towards the North of the earthquakes indicate *compressions*. The possible interpretations of this fact are discussed in the latter Sections of this paper.

2. The data

For the study outlined above, it was first of all necessary to select suitable earthquakes. In order to do this, a preliminary search was made of the bulletins of the BCIS in Strasbourg, of the Wuerttemberg-Badish Seismic Service in Stuttgart, and of the Bensberg-Köln Observatory. For a total of 15 earthquakes that occurred between 1961 and 1964, it was possible to extract some information on first motion from these bulletins. The epicentral data of these 15 earthquakes as taken from the bulletins of the BCIS, are listed in Table 1.

Of the 15 earthquakes, 10 (Nos. 2, 3, 4, 5, 7, 8, 10, 11, 13, 14, in Table 1) were selected for a more detailed study. In this connection, the University of Münster where the writer spent the fall term of 1965, and particularly its Institute of Geophysics under the directorship of Professor B. BROCKAMP were extremely helpful. Seismic stations all over Europe were requested to send their records of the earthquakes in question to Münster, where they were photographed through the courtesy of the University of Münster and read by the writer, in order to determine whether the first onset was a dilatation (d) or a compression (c). The following stations responded to the request: Athens, Basel, Bensberg-Köln, Bochum, Chur, Collm, Copenhagen, Fürstfeldbruck, Jena, Karlsruhe, Kew, Neuchâtel, Padua, Prag, Toledo and Wien.

Clearly, some of these stations were out of range for the earthquakes investigated; the combined (from bulletins and from direct inspection of seismograms) results regarding the first motion are given in Table 2. (The doubtfulness of a reading is indicated first by a bracket, then by a question-mark.) As noted above, c denotes a compression, d a dilatation. The results from the stations listed as cooperating in sending seismograms, are as read by the writer himself; the others were taken from bulletins.

In addition to the earthquakes analyzed by the writer himself, it was found that an actual fault-plane solution of an Alpine earthquake had been published in the literature by GRÄFE [1933]. Naturally, this earthquake and its analysis by GRÄFE was also used in the present context. In Table 1, its epicentral data are also listed (as number "G").

Table 1: Earthquake Data.

| | | | | | | | | |
|-----|-----|----------|----------|--------|---|--------|---|------------------|
| 1. | 17. | 1. 1961 | 01:52:05 | 46.5 | N | 7.4 | E | Wallis |
| 2. | 25. | 8. 1961 | 12:21:58 | 47.5 | N | 10.5 | E | Allgäu |
| 3. | 23. | 11. 1961 | 01:12:05 | 45.8 | N | 9.5 | E | North-Ital. Alps |
| 4. | 25. | 4. 1962 | 04:44:48 | 45.0 | N | 5.5 | E | Grenoble |
| 5. | 6. | 8. 1962 | 04:24:20 | 46.3 | N | 7.5 | E | Wallis |
| 6. | 22. | 3. 1963 | 23:56:41 | 46.3 | N | 7.5 | E | Wallis |
| 7. | 25. | 4. 1963 | 13:36:11 | 44°57' | N | 5°42' | E | Grenoble |
| 8. | 2. | 12. 1963 | 06:49:10 | 47.9 | N | 16.4 | E | 40 km S. Wien |
| 9. | 20. | 12. 1963 | 23:21:45 | 46°45' | N | 9°10' | E | Graubünden |
| 10. | 17. | 2. 1964 | 12:19:01 | 46°57' | N | 8°13' | E | Sarnen |
| 11. | 14. | 3. 1964 | 02:37:22 | 46°57' | N | 8°17' | E | Sarnen |
| 12. | 26. | 3. 1964 | 04:40:14 | 46.9 | N | 9.8 | E | Graubünden |
| 13. | 28. | 5. 1964 | 20:52:06 | 46°48' | N | 9°03' | E | Graubünden |
| 14. | 30. | 6. 1964 | 12:30:02 | 47.7 | N | 16.0 | E | Semmering |
| 15. | 26. | 7. 1964 | 20:21:45 | 46.2 | N | 7.8 | E | Wallis |
| G. | 8. | 10. 1930 | 22:27:08 | 47°27' | N | 10°47' | E | North Tirol |

Table 2: First Onsets.

| | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 |
|------------------|----|-----|---|------|-----|---|------|------|---|-----|-----|----|-----|-----|----|
| Basel | — | d | c | (c) | c | — | d | — | — | — | — | — | d | — | — |
| Bensberg-Köln | d? | c | c | — | — | — | — | — | — | c | c | — | — | d | — |
| Bochum | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | c | — | — | c | — |
| Chiavari | — | — | — | c | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — |
| Chur | — | (d) | d | — | — | — | — | (d) | — | d | d | — | d | d | — |
| Collm | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | (c) | — | — | — | — |
| Feldberg | — | — | — | — | c | — | — | c | c | c | c | c | c | c | c |
| Fürstenfeldbruck | — | c | c | (d) | c | — | c | d | — | (c) | c | — | d | — | — |
| Heidelberg | — | — | — | — | c | — | — | c | — | c | c | — | c | c | c |
| Jena | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | c | — | — | — | — |
| Karlsruhe | c | c | — | — | (c) | — | — | (d) | d | c | c | — | (c) | (d) | c |
| Kew | — | (d) | — | (c)? | — | — | — | (e) | — | — | — | — | — | — | — |
| Meißen | — | d | — | — | c | — | — | — | — | c | — | — | c | c | — |
| Monaco | — | — | — | — | c | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — |
| Neuchâtel | — | c | — | (c)? | c | — | (d)? | d | — | d | d | — | d | d | — |
| Padua | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | (c) | — | — | — | — |
| Porto | — | — | — | c | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — |
| Praha | — | (d) | — | — | — | — | — | c | — | d | c | — | — | c | — |
| Ravensburg | c | c | — | — | — | d | — | c | d | c | c | c | c | — | c |
| Roselend | — | — | — | c | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — |
| Strasbourg | — | — | d | — | d | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — |
| Stuttgart | c | d | c | c | c | d | (c) | c | — | c | c | c | c | c | d |
| Toledo | — | — | — | — | — | — | c | — | — | — | — | — | — | — | — |
| Tübingen | — | d | c | — | c | — | — | c | — | c | c | — | c | c | — |
| Wien | — | — | — | d | — | — | (d) | (d)? | — | d | c | — | — | d | — |

3. The fault-plane solutions

The first attempt at an analysis of first-motion data for the Alpine earthquakes is by trying to make "fault-plane solutions" for them. Naturally, as explained above, such fault-plane solutions cannot be made in the full sense of the term as it is applied to large earthquakes; rather, one makes an attempt to draw the nodal lines on a map in the vicinity of the epicenter. These attempts, where successful, are shown in Figures 1—8, circles stand for compressional, triangles for dilatational first onsets.

In most cases, two orthogonal nodal lines could be drawn through the epicenters, corresponding to vertical fault-planes representing strike-slip motion. The principal horizontal pressure (P) and tension (T) axes are then simply the bisectrices of the quadrants, where P is in the dilatational, T in the compressional (referring to first onsets) quadrant.

We discuss the successful solutions individually:

Earthquake of 25 August 1961 (No. 2, Fig. 1). [See p. 172!]

One nodal line (N36W) is clearly defined. However, the other is not and the fault-plane solution must be regarded as a poor one. The best *P* direction would be N81W.

Earthquake of 25 April 1962 (No. 4, Fig. 2). [See p. 172!]

There are only few, but consistent data. We have for *P*: N76E. Because of the few available data, this solution is poor.

Earthquake of 25 April 1963 (No. 7, Fig. 3). [See p. 173!]

Only few, but consistent data. *P*: N16W. Because of the few data, this solution is not reliable.

Earthquake of 17 February 1964 (No. 10, Fig. 4). [See p. 173!]

A good solution. We have *P*: N85W.

Earthquake of 14 March 1964 (No. 11, Fig. 5). [See p. 174!]

A very good fault-plane solution, as this was a fairly strong earthquake (magnitude 4.7 according to USCGS). We have *P*: N60W. (See Sec. 5 for other possible interpretations of this earthquake.)

Earthquake of 28 May 1964 (No. 13, Fig. 6). [See p. 174!]

A good solution *P*: N86E.

Earthquake of 30 June 1964 (No. 14, Fig. 7). [See p. 175!]

A fairly good solution with one inconsistency. *P*: N44E.

In addition to the earthquakes listed above, a fault-plane solution exists, as noted earlier, for the North-Tyrolian earthquake of 8 Oct. 1930 (G, Fig. 8) [GRÄFE, 1933]. One has *P*: N85E. (Fig. 8). [See p. 175!]

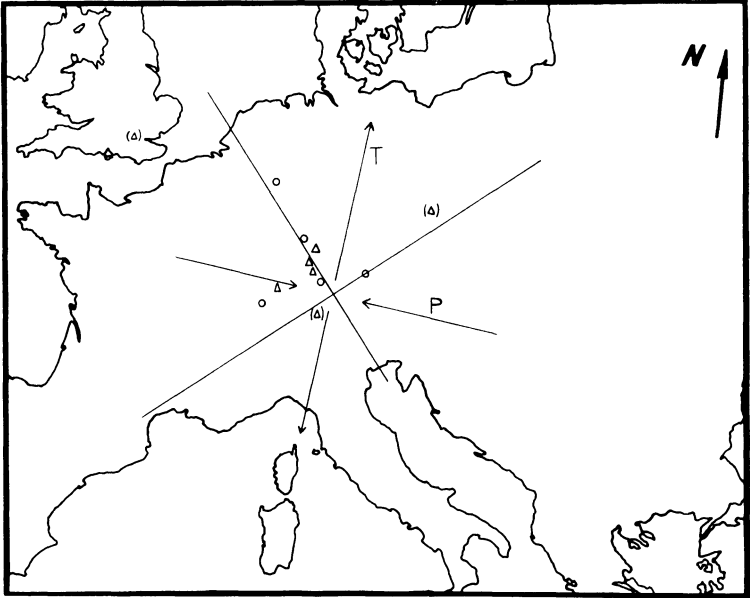


Fig. 1: Earthquake of 25 Aug. 1961 (Allgäu) $T: N11E$; $P: N81W$
Erdbeben vom 25. August 1961 (Allgäu).

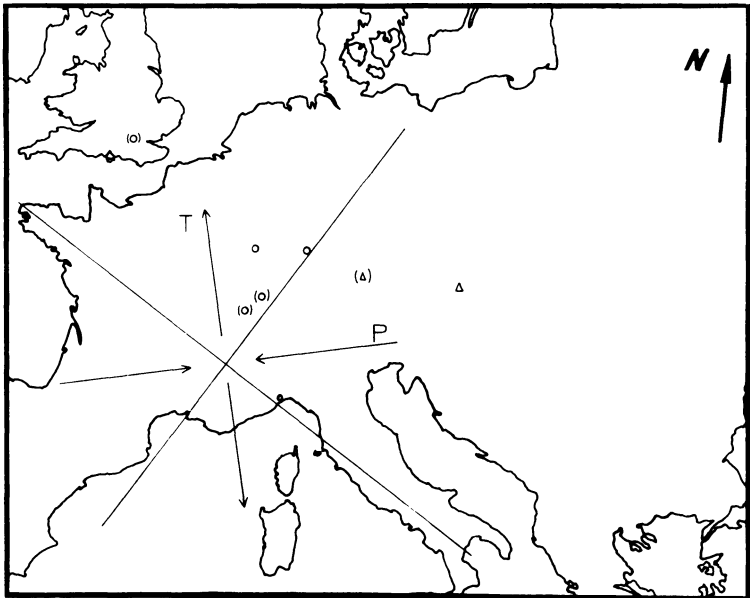


Fig. 2: Earthquake of 25 April 1962 (Grenoble) $T: N14W$; $P: N76E$
Erdbeben vom 25. April 1962 (Grenoble).

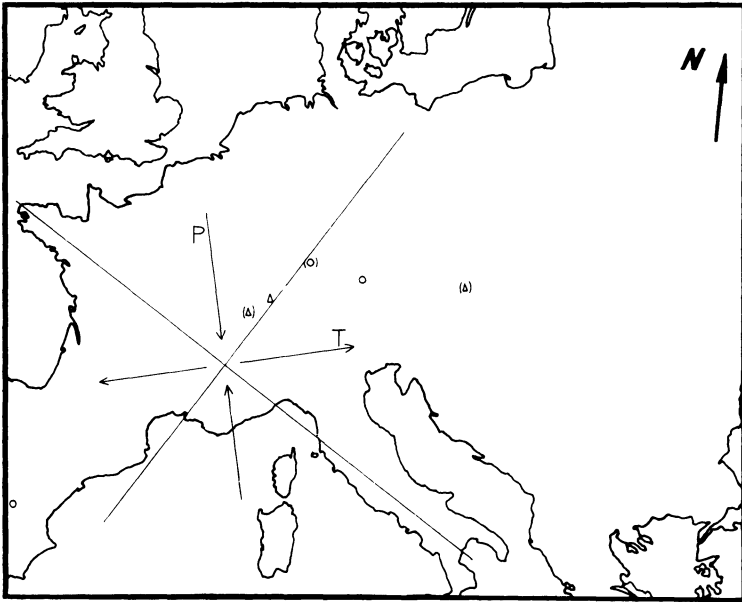


Fig. 3: Earthquake of 25 April 1963 (Grenoble) $T: N74E$; $P: N16W$
Erdbeben vom 25. April 1963 (Grenoble).

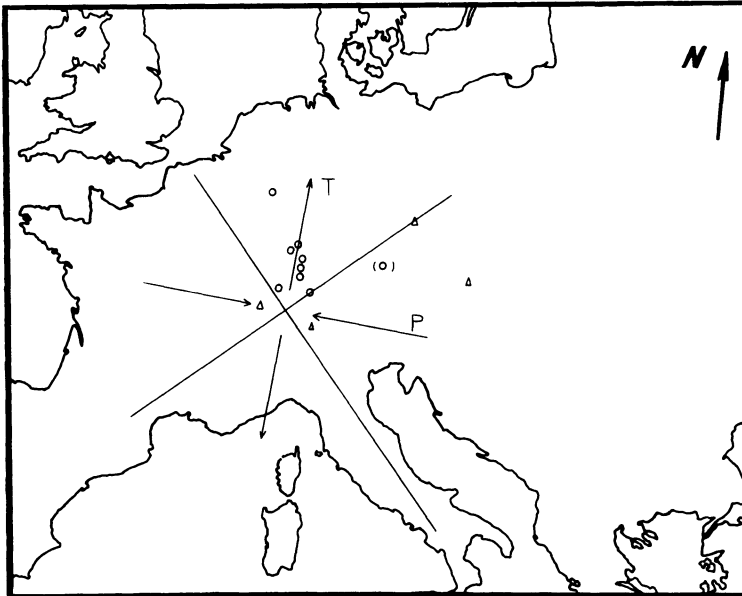


Fig. 4: Earthquake of 17 Feb. 1964 (Sarnen, foreshock) $T: N05E$; $P: N85W$
Erdbeben vom 17. Febr. 1964 (Sarnen, Vorbeben).

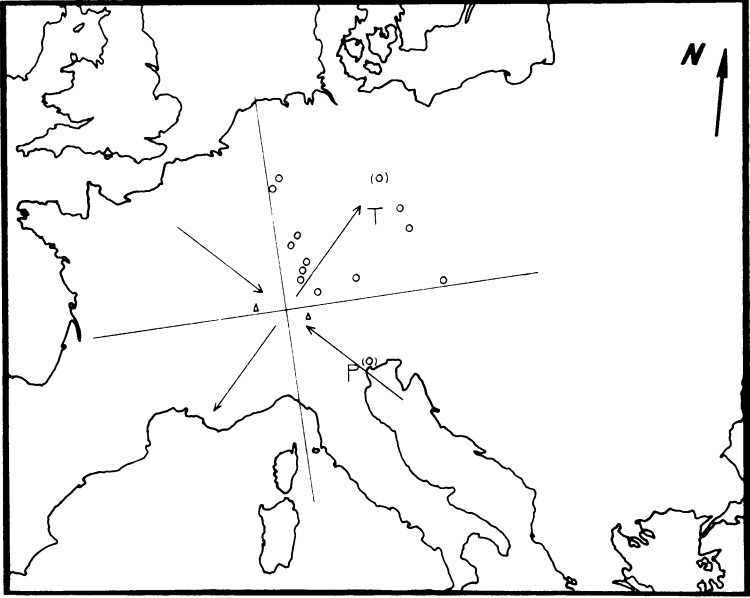


Fig. 5: Earthquake of 14 March 1964 (Sarnen, main shock) T : N30E; P : N60W
Erdbeben vom 14. März 1964 (Sarnen, Hauptbeben).

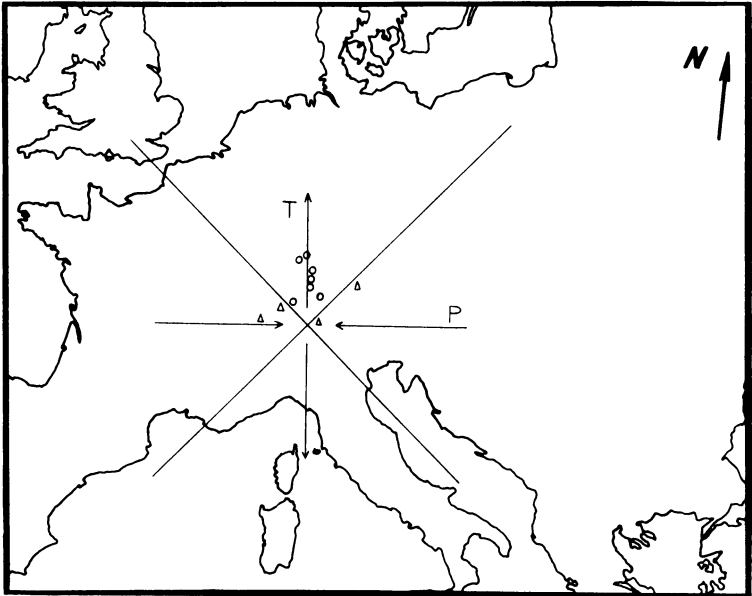


Fig. 6: Earthquake of 28 May 1964 (Graubünden) T : N04W; P : N86E
Erdbeben vom 28. Mai 1964 (Graubünden).

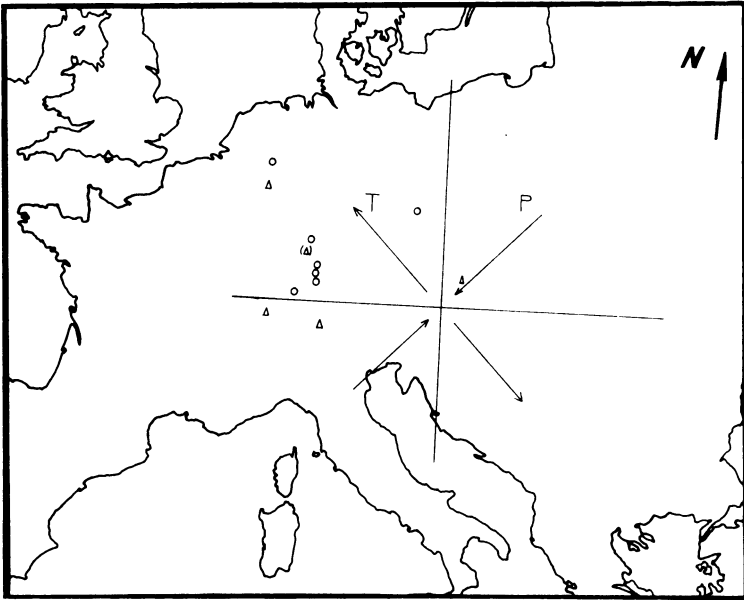


Fig. 7: Earthquake of 30 June 1964 (Semmering) $T: N46W$; $P: N44E$
Erdbeben vom 30. Juni 1964 (Semmering).

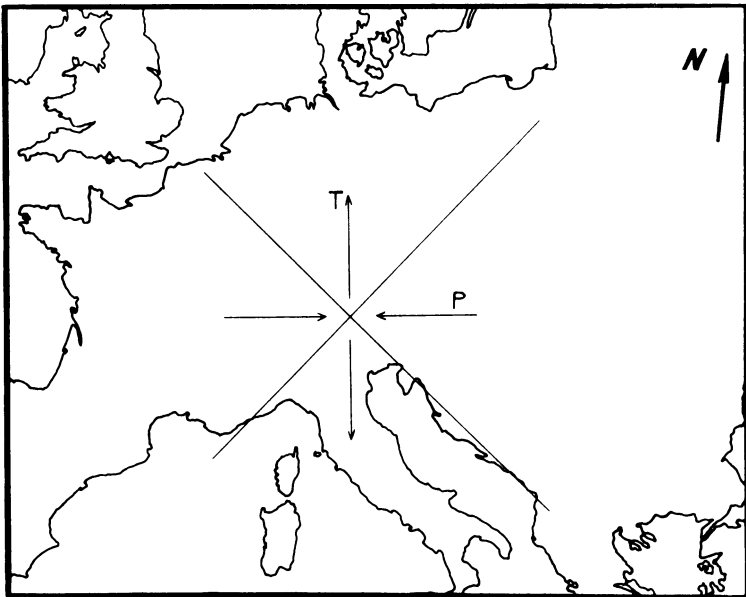


Fig. 8: Earthquake of 8 October 1930 (North-Tirol) $T: NO5W$; $P: N85E$ (GRÄFE's Solution).
Erdbeben vom 8. Oktober 1960 (Nordtirol), (GRÄFESCHE Lösung).



Fig. 9: Plot of P axes (solid lines). The dotted line represents the Alpine watershed. An asterisk indicates a poor fault-plane solution.

Lage der P -Achsen (ausgezogene Linien). Die gestrichelte Linie gibt die Lage der Wasserscheide der Alpen an. Ein Stern bezeichnet eine ungenaue herdmechanische Bestimmung.

The P -directions as deduced above are plotted in Figure 9. The numbers refer to the number of the earthquake, G denotes GRÄFE'S solution and an asterisk denotes a poor solution.

The inspection of Figure 9 shows a remarkable consistency of P -directions in the Central Alps (Wallis to Innsbruck), where mostly an EW direction was obtained. Thus, the P axes lie in the general direction of the *strike* of the Alps.

The P -directions near Grenoble are meaningless, because the fault-plane solutions are poor; the earthquake 10 near Vienna stands by itself and does not permit a correlation.

An inspection of Fig. 9 shows that it might be worth while to focus one's further attention to the cluster of earthquakes in the Central Alps, where epicenters have a latitude greater than 46°N and a longitude between 6°E and 11°E ; of the earthquakes analyzed above, 5 fall into the required category. (Numbers 2, 10, 11, 13 and G in Table 1) One can calculate, by an eigenvalue method established earlier by the writer, [SCHEIDEGGER, 1964], the best-fitting P axis for these earthquakes. The result is for the P -direction $\text{N}83^{\circ}\text{W}$ (dip zero), which reflects again the consistent orientation of the P axes in the (approximately) EW direction. Correspondingly, the T -direction is $\text{N}07^{\circ}\text{E}$.

Since all earthquakes have vertical B -axes, the analysis of tectonic motion direction as commonly applied [see SCHEIDEGGER, 1964] becomes meaningless in the present case. It is thus not possible to establish whether the relative motion of hypothetical blocks is toward each other in the EW direction or away from each other in the NS direction.

4. Earthquakes for which no fault-plane solution was possible

For some of the earthquakes listed in Table 1, the data were too scanty to make a regular fault-plane solution. Since several of these earthquakes together with 5 of the earthquakes for which a solution *was* possible, have epicenters in the Central region North of 46° N latitude and between 6° E and 11° E longitude, it was thought interesting to try to make a "combined" fault-plane solution for these earthquakes; i. e., to treat all these earthquakes as a single one. Referring to Table 1, the 10 earthquakes in question are Nos. 1, 2, 5, 6, 9, 10, 11, 12, 13 and 15.

Table 3: Combined Readings of 10 Earthquakes in Central Alps.

| Station | Dilatations | Compressions | Reading Taken for Solution |
|------------------|-------------|--------------|----------------------------|
| Basel | 2 | 3 | (c) |
| Bensberg-Köln | 2 | 3 | (c) |
| Bochum | — | 1 | (c) |
| Chur | 4 | — | d |
| Collm | — | 1 | (c) |
| Feldberg | — | 7 | c |
| Fürstenfeldbruck | 1 | 3 | c |
| Heidelberg | — | 5 | c |
| Jena | — | 1 | (c) |
| Karlsruhe | 1 | 7 | c |
| Kew | 1 | — | (d) |
| Meßtetten | 1 | 3 | c |
| Monaco | — | 1 | (c) |
| Neuchâtel | 3 | 2 | (d) |
| Padua | — | 1 | (c) |
| Praha | 2 | 1 | (d) |
| Ravensburg | 2 | 6 | c |
| Strasbourg | 1 | — | (d) |
| Stuttgart | 3 | 7 | c |
| Tübingen | 1 | 4 | c |
| Wien | 1 | 1 | = |

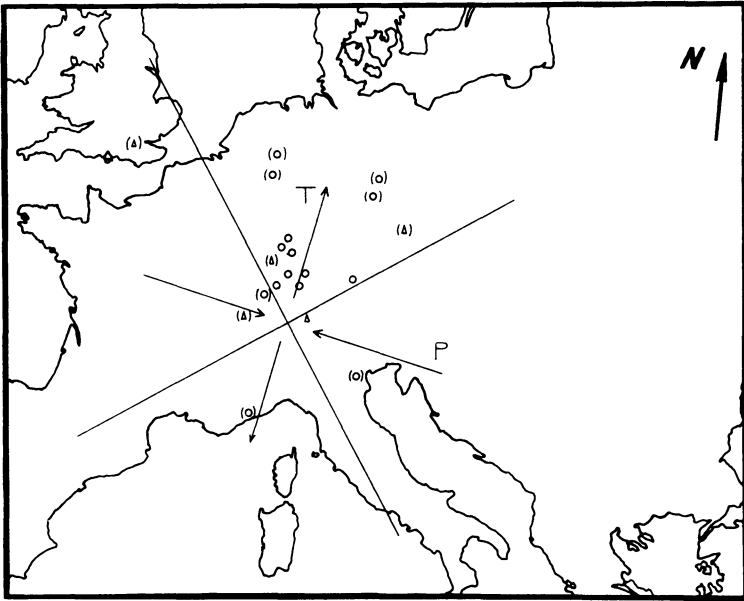


Fig. 10: Combined solution for Central Alps. T : $N11^{\circ}E$.

Kombinierte Lösung für die Zentral-Alpen.

For many of the seismic stations listed in Table 1, there are now several readings, referring to the earthquakes in question. The result of counting up the readings is given in Table 3. We have taken as "representative" reading that corresponding to the majority of the readings in question. If the difference of dilatations and compressions was only 1, or if there was only one reading at a station, the reading in question is given in brackets.

The various readings were then plotted as for a regular fault-plane solution, taking again note of the fact that no distant readings are available so that the nodal lines may as well be drawn on a regular map of the epicentral region (see Fig. 10).

It was possible to draw two nodal lines with reasonable confidence, implying a T -direction of $N11^{\circ}E$ and a P -direction of $N79^{\circ}W$, both with zero dip.

The procedure of making a "combined" fault-plane solution of several earthquakes is, of course, somewhat questionable, inasmuch as the scattering of the individual fault-planes, even in a region of homogeneous stress, is usually large. Nevertheless, the outstanding feature evident in Fig. 10 is the overwhelming preponderance of "compression" in the German region, indicating a principal horizontal T -axis in that direction, and, correspondingly, a P -axis normal to it.

5. Possible interpretations

The interpretation of the first-motion data given in the previous sections is the simplest one possible. Naturally, there is no *a priori* assurance that, even if the earthquake is of the fault-type, the nodal lines on the surface of the Earth will be orthogonal. Alternative possibilities are (i) that the nodal lines form an angle of intersection different from 90° , indicating a dip of the fault-planes different from 90° (and therefore with a T and P direction different from horizontal), (ii) that the earthquake is of the block-faulting type so that only one nodal line (a hinge-line) would be visible or (iii) that the earthquake has a cone or other unusual form of nodal surface.

Since for our further discussion the earthquakes in the Central Region are of greatest importance, we confine our discussion to Nos. 2, 10, 11 and 13 of Table 1. An inspection of the corresponding figures (Nos. 1, 4, 5, and 6) shows that none of the possibilities considered above is very likely to occur. The only earthquake permitting a hinge-line interpretation is that of 14 March 1964 (No. 11, Fig. 5) near Sarnen. Even in the latter case, the compressional onsets in Germany do remain. Whilst most earthquake fault-plane solutions do allow a certain variation of the nodal lines, so as to permit some deviation from an intersection-angle of 90° , this variation, except in No. 11 mentioned above, is nowhere very large. The basic feature of an upward motion of the German region with regard to the Alps is well borne out in every instance.

Related to the block-faulting possibility is the thought that the two nodal-planes in the focus could be dipping both at about 45° (pure dip-slip type of earthquake), one to the North, the other to the South. In this case the lower quadrant could give rise to compressions in P_n to the North. In this case, the principal P direction could indeed be approximately N—S and horizontal. However, the dilatations would then have to be confined to a narrow (about 60 km wide) strip running E—W and containing the focus (the very-near focal region, however, would again have compressions). It is not believed that the *data at hand* of the earthquakes in question admit this possibility, except perhaps again the shock No. 11 near Sarnen. In the latter case, a dilatation in P_g listed in the Bulletin for Karlsruhe (P_n has a compression) might indicate indeed a pure overthrust fault, with the straight-downward moving quadrant in the focus giving rise to compressions (in P_n) in Germany and Padua (the latter doubtful, though). However, it should be noted that Karlsruhe also lists a dilatation for P_g for the shock No. 10; the other first onsets in this earthquake, however, do not permit the pure thrust-type interpretation, since dilatations are found too far afield. Obviously, more data are needed to resolve the problem.

The possibility remains to be discussed that, for some reason, the observed ground motions at the German stations are not, in fact, indicative of the motion at the focus. The hypocenter (particularly with regard to its depth) of the earthquakes in question is usually not sufficiently well known to determine what P phase is observed at a particular station without doing a great amount of additional specialized investigations.

Nevertheless, only the *P*-phases that are reflected at the surface sometimes show a reversal of sign in the first-motion direction. It seems incredible that the observed remarkable consistency of compressions in Germany could entirely be due to such strange phenomena.

6. Correlation with other studies in the vicinity

In most parts of the world [see SCHEIDEGGER, 1965b] it has been found that the seismically-deduced stress directions coincide with those postulated from geological field evidence regarding the most recent orogenetic activity in the area in question. However, this rule does not apply to the Alpine region as seen from an even cursory glance at the seismic results adduced in this paper. On the one hand, in the Alps, the tectonic activity has generally been assumed as due to a NS compression (as is evidenced in the formation of nappes), leading to a significant crustal shortening in that direction. The seismic results, on the other hand, show a compression in the EW direction, and therewith a "tension" (meant is in fact a "stress-relief") in the NS direction.

The interpretation of the seismic results was discussed above; let it be stated once more that there does not seem to be any way to escape the conclusion that the consistently observed compressions in Germany caused by the Central-Alpine earthquakes, somehow must signify an upward or outward motion of Northern Europe with regard to the Alps¹).

One will therefore attempt to try to reconcile the present observations with what is known otherwise about the structure and origin of the Alps.

While the formation of the Alps, particularly the fold-structure of the nappes, is ascribed to the action of *compression*, it is generally assumed that this compression was not continuous, but acted in "phases" [cf., e. g., CADISCH and NIGGLI, 1953, p. 283]. Presumably, between the phases, there was a certain amount of stress-relief (FAIRBRIDGE, personal communication). This stress-relief may even give rise to "gravity faulting" i. e., a tension-type of effect, as mentioned in a chronology of the alternation of compressional and tensional phases in the Dolomites, which has been given by LEONARDI [1965]; unfortunately, this chronology stops at the end of the Pliocene. However, UMBROVE [1942, p. 28] adduces evidence that, since the Pliocene, the Alps are rising. He states verbatim:

"Intensive compression still persisted subsequently, during the Pliocene, and led to the severe overthrusting of the Helvetian nappes. Nevertheless, it was not until the close of the Pliocene that the Alps finally rose as a huge and lofty range of mountains."

In this connection, VENING-MEINESZ [1965] quotes a rate of rising for the Alps of 3 cm in 40 years.

¹) A different conclusion could be reached only if all earthquakes were assumed to be purely dip-slip, and that the *downward* moving quadrant in the focus would give rise to the observed compressions in *P_n*. This would indeed imply a NS compression. However, at least for *some* earthquakes the distribution of dilatations precludes this interpretation (see above).

In conformity with Umbgrove's remarks are the large negative gravity (BOUGUER) anomalies found in the Alpine region [see HEISKANEN and VENING-MEINESZ, 1958], indicating present isostatic rising of the Alps under conditions of stress-relief.

All in all, it may be said that the seismic results, indicating a present stress-relief in the NS direction, are not entirely ununderstandable in the light of modern conjectures on Alpine tectonics, although, at first glance, they appear to contradict the normal pattern familiar from other regions in the world.

Acknowledgments

The present study was mostly carried out during a sojourn of the writer at the University of Münster, Westphalia. The writer wishes to express his indebtedness to Professor B. BROCKAMP, Head of the Institute of Pure and Applied Geophysics, for an invitation to spend a semester at Münster. The seismic records perused were, on the instigation of the writer, collected by the University of Münster and put to his disposal. In this connection, the writer wishes to express his gratitude to the Directors of the Seismological Observatories of Athens, Basel, Bensberg-Köln, Bochum, Chur, Collm, Copenhagen, Fürstenfeldbruck, Jena, Karlsruhe, Kew, Neuchâtel, Padua, Praha, Toledo and Wien for making their records available. The writer is also very grateful to Professor Rhodes FAIRBRIDGE of Columbia University, New York, for an opportunity to discuss with him the geological implications of the somewhat unexpected findings reported in this paper.

References

- CADISCH, J., and G. E. NIGGLI: *Geologie der Schweizer Alpen*. Wepf and Co. Basel, 1953.
- GRÄFE, H.: Das Nordtiroler Beben vom 8. Oktober 1930, 2. Teil. *Z. Geophysik* 9, 31—43, 1933.
- HEISKANEN, W. A., and F. A. VENING-MEINESZ: *The Earth and Its Gravity Field*. McGraw-Hill. New York, 1958.
- LEONARDI, P.: Tectonics and Tectogenesis of the Dolomites. *Ecl. Geol. Helv.* 58, 49—62, 1965.
- SCHEIDEGGER, A. E.: Erdbebenherdmechanismen. *Viertelj.schr. Natf. Ges. Zürich.* 108, 169—180, 1963.
- SCHEIDEGGER, A. E.: The tectonic stress and tectonic motion direction in Europe and Western Asia as calculated from earthquake fault-plane solutions. *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 54, 1519—1528, 1964.
- SCHEIDEGGER, A. E.: The tectonic stress and tectonic motion direction in the Pacific and adjacent areas as calculated from earthquake fault-plane solutions. *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 55, 147—152, 1965.
- SCHEIDEGGER, A. E.: Großtektonische Bedeutung von Erdbebenherdmechanismen. *Z. Geophys.* 31, 300—312, 1965.
- UMBROVE, J. H. F.: *The Pulse of the Earth*. Haag. M. Nijhoff, 1942.
- VENING-MEINESZ, F. A.: Dams dangerous in tectonically unstable areas (for example on the Italian side of the Alps). *Engineering Geology (Elsevier)*. 1, 73—75, 1965.

Applications of the Neutron Diffraction Method to Decide Self Reversal and other Petrological Problems¹⁾

By G. KIRSTEN, Dresden²⁾; H. VOLLSTÄDT, F. FRÖLICH, Potsdam³⁾

Eingegangen am 22. August 1966

Summary:

1. In order to check the possibility for self reversals by thermal diffusion within spinel-type minerals, complex studies on tertiary phonolithes were performed, which contain titanomagnetite as magnetic portion only and show a reversed magnetization.
2. The structural details of pure γ -Fe₂O₃ were verified by *x*-ray and neutron diffraction studies; hereby the discrepancies between the results of SINHA, SINHA 1957 and FERGUSON, HASS 1958 could be cleared up.
3. The high temperature neutron diffraction studies on natural magnetite (Kiruna, Sweden) enable the separation of the magnetic parts of scattering; the corresponding low temperature investigations show the variation of the structural transformation point within natural magnetite phases.

Zusammenfassung:

1. Invers magnetisierte Tertiär-Phonolithe, die Titanomagnetit als einzigen magnetischen Anteil enthalten, wurden mit Hilfe kombinierter Untersuchungsmethoden daraufhin überprüft, ob thermisch bedingte Diffusionsvorgänge oder andere gesteinsinterne Umkehrungssituationen als Ursache des Richtungswechsels ihrer Magnetisierung verantwortlich zu machen sind. Die Ergebnisse zeigten, daß alle diese Fälle eindeutig auszuschießen sind.
2. Die Strukturdetails der Maghemitphase wurden an Reinst- γ -Fe₂O₃ untersucht; dabei konnten die Unstimmigkeiten zwischen den früheren Ergebnissen von SINHA, SINHA 1957 und FERGUSON, HASS 1958 geklärt werden.
3. Die Neutronenbeugungsuntersuchungen wurden an natürlichem (Kiruna-)Magnetit bis zu Temperaturen oberhalb des CURIE-Bereiches durchgeführt, wodurch eine Trennung der magnetischen Streuteile ermöglicht wird; die entsprechenden Tieftemperaturuntersuchungen zeigten die Veränderungen im Strukturumwandlungspunkt bei natürlichem (polykristallinem) Probenmaterial.

1. Phonolithe (titanomagnetite)-studies

The *x*-ray fluorescence and chemical analyses of the separated Ti-magnetite pointed out the following foreign constituents:

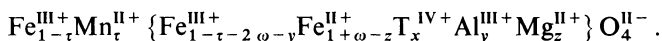
Mn, Al, Mg

¹⁾ Geomagnetisches Institut Potsdam, Deutsche Akademie der Wissenschaften zu Berlin, Mitteilung Nr. 229.

²⁾ Dipl.-Phys. G. KIRSTEN, Pädagogische Hochschule Dresden.

³⁾ Dr. H. VOLLSTÄDT, Dr. habil. F. FRÖLICH, Geomagnetisches Institut Potsdam.

which can guide to a reversed magnetization, and that with the next structural unit formula:



The charge equilibrium condition of the corresponding spinel-type unit cell eighth

$$3(1-\tau) + 2\tau + 3(1-\tau-2\omega-y) + 2(1+\omega-z) + 4x + 3y + 2z - 8 = 0$$

yields

$$x - (\tau + \omega) = 0.$$

From the reversal condition

$$(1-\tau)\mu_{\text{ferric}} + \tau\mu_{\text{manganic}} > (1-\tau-2\omega-y)\mu_{\text{ferric}} + (1+\omega-z)\mu_{\text{ferrous}}$$

with

$$\mu_{\text{ferric}[\mu_B]} = 5 \quad \mu_{\text{manganic}[\mu_B]} = 5 \quad \mu_{\text{ferrous}[\mu_B]} = 4$$

follows

$$-\tau + 6x + 5y + 4z > 4$$

resp.

$$4 - 5(\tau + 2\omega) - 5y - 4z < 0.$$

An additional term is derivable from the limiting conditions:

$$\begin{array}{l|l|l} x_{\max} = 1: & y_{\max} = 1: & z_{\max} = 1: \\ \tau = 0 \dots 1 & \tau = 0 & \tau = 0 \\ \omega = 1^*) \dots 0 & \omega = 0 & \omega = 0 \\ y = 0 & x = 0 & x = 0 \\ z = 0 \dots 1 & z = 0 \dots 1 & y = 0 \dots 1 \end{array}$$

and that

$$1 \leq x + y + z \leq 2.$$

With using these relations to find out the scattering amplitude conditions for reversals, one gets successively the following:

scattering amplitude

$$f_{B[10^{-12} \text{ cm}]} = 0,96 - (0,67x + 0,30y + 0,23z)$$

or

$$x = 1,43 - 1,50 f_B - 0,45 y - 0,35 z$$

*) $2\omega \cong [\text{Fe}^{\text{III}+} \rightarrow \text{Fe}^{\text{II}+}]_{(B+A)}$.

resp.

for

$$\left. \begin{array}{l} x \\ y \\ z \end{array} \right\} \geq 0: \quad 1,43 - 1,50 f_B \geq 0,45 y + 0,35 z$$

limiting values

$$\begin{aligned} y=0: & \quad z \leq 4,1 - 4,29 f_B \\ z=0: & \quad y \leq 3,15 - 3,30 f_B \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} 6x + 5y + 4z - \tau &> 4 \\ 6(1,43 - 1,50 f_B) \\ + 5(3,15 - 3,30 f_B) - \tau &> 4 \end{aligned}$$

consequently

$$f_B < 0,79 - 0,04 \tau.$$

In connection herewith, the modified reversal conditions

$$\omega > 0 < x - \tau \text{ resp. } \tau \geq 0$$

indicate, that no reversals take place until the limiting value

$$f_B = 0,794 \cdot 10^{-12} \text{ cm.}$$

Because the mean error of the integral peak intensity lies within five percent, the distinctive condition can be written

$$\Delta f_B > 5\%.$$

The scattering amplitudes, got for normal cases, lie between

$$f_{B(440)} = 0,89 \cdot 10^{-12} \text{ cm}$$

and

$$f_{B(511/333)} = 0,94 \cdot 10^{-12} \text{ cm};$$

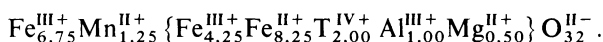
i. e. the condition is fulfilled.

The evaluations of these neutron diffraction investigations showed, that the minimum of the discrepancy quotient

$$D = \frac{\sum |z_F F_{\text{theor}}^2 - z_F F_{\text{exp}}^2|}{\sum z_F F_{\text{exp}}^2} \quad *)$$

*) z_F - number of co-operating planes for the particular reflection being measured. —
 F^2 - structure factor.

is attained with the following unit cell formula



The magnetic saturation moment per molecule following from this:

$$5 \vec{\mu}_B \{ 6, 78 \overleftarrow{\mu}_B \} = 1,78$$

BOHR magnetons was controlled and confirmed by independent magnetic measurements.

The foreign portions

$$\left. \begin{array}{l} \text{Mn}_{0,156} \\ \text{Al}_{0,125} \\ \text{Mg}_{0,063} \end{array} \right\} \text{ per molecule}$$

and the Ti-content are ascertained by the initial analyses; the distribution of them on the lattice sites *A* and *B*, of course, could be decided by the evaluation of the neutron diffraction results only.

The gained unit cell formula demonstrates, that the magnetic moment depends on dominating *B*-sites. Therefore no thermal diffusion reversal could be pointed out.

Likewise the preceding mineralogical, *x*-ray microanalytical, magnetothermal and other magnetic investigations did not show the typical conditions for reversion. Because therefore all other self reversal mechanisms could be excluded, which are known up to date, one must impute for the present a field reversal as cause of the reversed magnetization of these tertiary phonolithes.

2. γ -iron (III)oxide studies

As a second problem, the structural details of the maghemite phase should be clarified, in order to overlook exactly the consequences of the oxidation process within the spinel system. For this purpose pure γ - Fe_2O_3 powder was subjected to combined *x*-ray and neutron diffraction investigations.

The additional *x*-ray interferences formerly found by SINHA and SINHA [1957] could be confirmed by *x*-ray and by neutron diffraction also. FERGUSON and HASS [1958] could not show such peaks, because the resolution of the powder diffraction apparatus, used by them, was obviously not sufficient to mark such small variations.

The present results show, that general two phases exist with changeable mixing proportion, the first belonging to the disordered spinel-type (HÄGG), the second to the superlattice $T_d^1 - P_{43m}^-$ (SINHA).

3. High and low temperature studies

The neutron diffraction measurements was made from the room-temperature up to 625°C and furthermore near 86°K resp. 28°K.

With arising temperature, the peak intensities, which depend preponderantly on magnetic scattering, are reduced. The results indicate, in accordance with other independent methods, that in natural magnetic oxides exists a gradual transition from the CURIE-value to higher degrees instead of an abrupt change.

The low temperature transition from the spinel to the (ortho)rhombic system, which is marked sharply at 119,4°K by using single crystals [HAMILTON, 1958], is strongly reduced in natural magnetites. The difference between the discrepancy quotients for the spinel resp. the (ortho)rhombic case is too small to distinguish between them.

Additional electrical measurements within the transition region showed essential smaller variations of specific electrical resistance and that between 120°K and 121,4°K, i. e. somewhat displaced.

Acknowledgments

It is a pleasure to acknowledge the assistance of the central institute for nuclear physics, Dresden-Rossendorf, which made the studies possible. Thank is due especially to Dr. K. KLEINSTÜCK, in whose laboratory the neutron diffraction measurements were made.

Appendix

Nuclear reactor data:

Type WWR-S, H₂O moderated highest thermal neutron flux within the active zone: $2 \cdot 10^{13}$ n/cm²sec

thermal effect: 2000 kW

charging of U²³⁵: 4–5,6 kg; fuel elements Al covered

reactivity excess $\Delta k = 0,05$; regulator elements: B₄C

crystal monochromators: NaCl, Pb, Zn, LiF

neutron wavelength (used)

$\lambda_N = 1,197 \pm 0,003$ Å

Powder diffraction apparatus:

form of specimen: vertical Al cylinder

counter type: BF₃

cryostats

for measurements

at liquid nitrogen temperature

at liquid neon temperature

recording: continuously resp. discontinuously

References

- BACON, G. E.: Neutron Diffraction. Oxford, At the Clarendon Press, first edition 1954, second edition 1962.
- FERGUSON, G. A. jr. and M. HASS: Magnetic structure and vacancy distribution in γ -Fe₂O₃ by neutron diffraction. Phys. Rev., 112, 1130ff., 1958.
- FRÖLICH, F.: To the problem of reversed rock magnetization. Paper presented to the XI. General Assembly IUGG, Toronto 1957.
- FRÖLICH, F.: Zur Struktur des γ -Fe₂O₃. Jahrbuch 1959, Adolf-Schmidt-Observatorium Niemegek.
- FRÖLICH, F.: Geomagnetismus und Aeronomie. Band I/3. Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1964.
- HAMILTON, W. C.: ref. BACON 1962, p. 339, 405.
- KIRSTEN, G.: Thesis, Leipzig 1966.
- SINHA, K. P. and A. P. B. SINHA: Ein Fehlstellenüberstrukturmodell für γ -Fe₂O₃. Z. f. anorg. allg. Chemie, 293, 228ff., 1957.
- VOLLSTÄDT, H.: Thesis, Berlin 1965.
- VOLLSTÄDT, H. and G. SUWALSKI: Röntgenmikroanalytische Untersuchungen an Titanomagnetiten tertiärer Effusiva zur Lösung gesteinsmagnetischer Fragen. Beitr. Min. Petrog., 11, 382ff., 1965.

Atmosphärische Radioaktivität und Austausch

Von H. ISRAËL und C. DE LA RIVA, Aachen¹⁾

Eingegangen am 1. Dezember 1966

Die natürliche Radioaktivität der Atmosphäre — eine Folge der Exhalation der Emanationen aus dem Boden — verteilt sich in der Atmosphäre nach oben entsprechend der Differentialgleichung

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K \cdot \frac{\partial n_i}{\partial z} \right) - \lambda_i n_i + \lambda_{i-1} n_{i-1} \quad (1)$$

- n_i = Atomzahl pro Volumeinheit
 t = Zeit
 z = Höhe
 K = Scheindiffusionskoeffizient
 λ_i = Zerfallskonstante
 λ_{i-1} = Zerfallskonstante der vorhergehenden Substanz
 i = 1, 2, 3, 4 ...
 λ_0 = 0

wobei der Index 1 für die betreffende Emanation — Radon (Rn^{222}), Thoron (Rn^{220}) oder Actinon (Rn^{219}) — und der Index i für ihr i -tes Folgeprodukt gilt. Vorausgesetzt ist dabei ein gleichmäßig emanierender Boden genügender Ausdehnung, um Unterschiede in horizontaler Richtung vernachlässigen zu können.

Gleichung (1) ist bisher nur für den stationären Fall ($\partial n_i / \partial t \equiv 0$) und für die Emanationen ($i = 1$) unter verschiedenen Annahmen über K und seine Höhenabhängigkeit analytisch behandelt worden — s. z. B. W. SCHMIDT [1926]; J. PRIEBSCHE [1932]; H. LETTAU [1941] u. a. —, während für den allgemeineren Fall der Induktionen ($i \neq 1$) bisher nur die numerischen Lösungen von W. JACOBI [1960] vorliegen. Eine Lösung der Gleichung (1) mit einem von Null verschiedenen Zeitglied existiert noch nicht.

Um zu einer solchen allgemeinen Lösung gelangen zu können, mußte zunächst eine analytische Lösung des stationären Problems für Emanationen und Induktionen gefunden werden.

Nimmt man eine höhenproportionale Zunahme von K an gemäß $K = \alpha \cdot z + \beta$, ($\alpha, \beta > 0$, reell konstant) und führt als neue, dimensionslose Variable

$$x = \frac{\lambda}{\alpha} \cdot z + \frac{\lambda\beta}{\alpha^2},$$

¹⁾ Prof. Dr. H. ISRAËL und Dipl.-Phys. C. DE LA RIVA, Forschungsstelle für Geophysik und Meteorologie der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen.

so nimmt (1) für $i = 1$ die Form

$$\frac{d}{dx} \left(x \frac{d}{dx} n \right) - n = 0 \tag{2}$$

an.
Die Randbedingungen folgen aus der Beziehung $\int_0^\infty \lambda n dz = E$ (Emanierungsrate einer Bodenfläche muß mit dem Zerfall der in der darüber befindlichen Luftsäule enthaltenen Emanation übereinstimmen!) explizite zu

$$n_{(x_0)} = n_0 \quad \lim_{x \rightarrow \infty} [x \cdot n] = 0$$

Die Lösung von (2) ergibt sich dann in der Form

$$n = A_0 \cdot P_{(x)} \cdot \int_x^\infty \frac{d\xi}{\xi \cdot P_{(\xi)}^2}$$

wo

$$P_{(x)} = \sum_{v=0}^\infty \left(\frac{1}{v!} \right)^2 \cdot x^v$$

und

$$A_0 = \frac{n_0}{P_{(x)} \cdot \int_{x_0}^\infty \frac{d\xi}{\xi \cdot P_{(\xi)}^2}}; \quad x_0 = \frac{\beta \lambda}{\alpha^2}.$$

Die Funktionen $P_{(x)}$ und $n_{(x)}$ wurden berechnet und an anderer Stelle tabelliert [ISRAËL, HORBERT u. DE LA RIVA 1967].

Die DGL. für die ganze Zerfallskette:

$$\frac{d}{dz} \left[(\alpha z + \beta) \cdot \frac{d}{dz} n_i \right] - \lambda_i \cdot n_i + \lambda_{i-1} n_{i-1} = 0 \tag{3}$$

wird in voller Allgemeinheit gelöst durch den Ansatz:

$$n_i = G_i + \sum_{v=1}^{i-1} a_v \cdot n_v,$$

wobei die G_i die DGL.

$$\frac{d}{dz} \left[(\alpha z + \beta) \cdot \frac{d}{dz} G_i \right] - \lambda_i G_i = 0 \tag{4}$$

erfüllen und die a_v dadurch bestimmt sind, daß die n_v ebenfalls die DGL. (3) erfüllen. Demnach muß man, um z. B. n_2 zu bestimmen, vorher (3) für n_1 gelöst haben, will man n_3 errechnen, muß man n_1 und daraus n_2 bereits haben, usw.

Dies soll hier am Fall $i = 2$ demonstriert werden:

G_2 löst (4) für $i = 2$.

(4) wird durch die lineare Transformation

$$y = \frac{\lambda_2}{\alpha} z + \frac{\lambda_2}{\alpha^2} \beta$$

auf die Form (2)

$$\frac{d}{dy} \cdot \left(y \cdot \frac{d}{dy} G_2 \right) - G_2 = 0$$

gebracht.

Allgemein wird (4) durch die lineare Transformation

$$y_i = \frac{\lambda_i}{\alpha} z + \frac{\lambda_i}{\alpha^2} \beta$$

auf die Form (2)

$$\frac{d}{dy_i} \cdot \left(y_i \cdot \frac{d}{dy_i} G_i \right) - G_i = 0$$

gebracht, die ja gelöst ist.

Weiter gilt für $i = 2$:

$$n_2 = G_2 + a_1 \cdot n_1$$

und, da n_2 (3) erfüllt:

$$a_1 \cdot \frac{d}{dz} \left\{ (\alpha z + \beta) \cdot \frac{d}{dz} n_1 \right\} - \lambda_2 n_1 \cdot a_1 + \lambda_1 n_1 = 0.$$

Da aber n_1 selbst (3) erfüllt, muß, wie aus folgender Umformung ersichtlich ist:

$$\frac{d}{dz} \left\{ (\alpha z + \beta) \cdot \frac{d}{dz} n_1 \right\} - \underbrace{\frac{\lambda_2 \cdot a_1 - \lambda_1}{a_1}}_{\lambda_1} n_1 = 0$$

$$a_1 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

Für n_3 ist das Verfahren völlig analog. Es ist also möglich, bei Kenntnis der Lösung der DGl. (2) das ganze stationäre $\left(\frac{\partial}{\partial t} n_i \equiv 0 \right)$ -System von DGl. (3) analytisch zu lösen.

Die Randbedingung im Unendlichen ist von vornherein erfüllt, wenn man sich auf Lösungen von (2) mit $\lim_{y_i \rightarrow \infty} y_i \cdot G_i = 0$ beschränkt.

$y_i \rightarrow \infty$

Da in den G_i stets noch ein konstanter Faktor frei ist — $b \cdot G_i$ ist für $b = \text{konst.}$ ebenfalls Lösung von (2) — kann die 2. Randbedingung stets erfüllt werden. Explizite für $i = 2$ und die 2. Randbedingung:

$$\begin{aligned} n_2(z=0) &= 0 \\ &= > 0 = G_2 + a_1 n_1 [(z=0)] \\ &= > G_2 = -a_1 \cdot n_1 [(z=0)] \end{aligned}$$

Dazu wird n_2 kurz diskutiert:

Aus
$$n_i = G_i + \sum_{v=1}^{v=i-1} a_v \cdot n_v$$

folgt mit $n_1 \equiv G_1$ o.B.d.A.:

$$n_i = \sum_{v=1}^{v=i} c_v \cdot G_v; \quad c_1 = 1$$

Da alle G_i die gleiche DGl. lösen, folgt:

$$G_i = \varphi_{(y_i)} \quad \text{und wenn } y_i < y_l \Rightarrow G_i > G_l \text{ für } z > M.$$

Für $z \rightarrow \infty$ wird n_i also von G_v mit $y_v < y_l, v \neq l$ regiert:

$$\lim_{z \rightarrow \infty} \frac{n_i}{n_j} = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{\sum_{v=1}^{v=i} c_v^{(i)} \cdot G_v}{\sum_{\mu=1}^{\mu=j} c_\mu^{(j)} \cdot G_\mu} = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{c_{v_0}^{(i)} \cdot G_{v_0}}{c_{\mu_0}^{(j)} \cdot G_{\mu_0}}$$

mit $y_{v_0} < y_v, v \neq v_0$ und $y_{\mu_0} < y_\mu, \mu \neq \mu_0$.

Durch leichte Rechnung folgt:

$$\lim_{z \rightarrow \infty} \frac{n_i}{n_{i+1}} = \frac{c_{v_0}^{(i)}}{c_{v_0}^{(j)}} = \frac{\lambda_{i+1} - \lambda_i}{\lambda_i}$$

mit $j = i + 1, v_0 = \mu_0, \lambda_{i+1} > \lambda_{v_0}$.

Für n_2 wird dies

$$\lim_{z \rightarrow \infty} \frac{n_1}{n_2} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1}, \quad \lambda_2 > \lambda_1$$

und für $\lambda_2 \gg \lambda_1$

$$\lim_{z \rightarrow \infty} \frac{n_1}{n_2} \approx \frac{\lambda_2}{\lambda_1}.$$

Daraus kann man bei bloßer Kenntnis von n_1 den Verlauf von G_2 abschätzen.

Literatur

- ISRAËL, H., M. HORBERT und C. DE LA RIVA: Measurements of the thoron content of the atmosphere in relation to the exchange („Austausch“). Final Technical Report zu Contract No. DA-91-591-EUC-3761; April 1967.
- JACOBI, W.: Natural atmospheric radioactivity. Hahn-Meitner-Institut für Kernforschung, Berlin-Wannsee, 1960.
- LETTAU, H.: Anwendung neuerer Ergebnisse der Austauschlehre auf zwei luftelektrische Fragen. Gerl. Beitr. z. Geophys. 57, 365—383, 1941.
- PRIEBSCHE, J.: Die Höhenverteilung radioaktiver Stoffe in der freien Luft. Meteorol. Zeitschr. 49, 80—81, 1932.
- SCHMIDT, W.: Zur Verteilung radioaktiver Stoffe in der freien Luft. Phys. Zeitschr. 27, 371—379, 1926.

Einige Bemerkungen zum Aufbau der Erdkruste in West-Deutschland auf Grund von Nahbeben-Untersuchungen

Von L. AHORNER, Bensberg b. Köln¹⁾

Eingegangen am 13. Juni 1966

Zusammenfassung: Bei der Bearbeitung von Nahbeben im Rheinland ergaben sich Hinweise auf eine Zone verringerter seismischer Wellengeschwindigkeit (low-velocity channel) im oberen Abschnitt der Erdkruste und auf eine Schicht mit der verhältnismäßig hohen Longitudinal-Geschwindigkeit von 7,33 km/sec im basalen Krustenabschnitt. In 5–10 km Abstand über der M-Diskontinuität ist möglicherweise mit einem „mobilen“ Horizont zu rechnen, an dem sich die tektonischen Gebirgsspannungen zum Teil ausgleichen.

Summary: Some results of near-earthquake investigations in the Rhine province, West-Germany, probably indicate, that there exist a low-velocity channel in the upper part of the earth's crust and a layer with comparatively high longitudinal velocity (7,33 km/sec) in the lowest part of the crust. At a distance of 5–10 km above the M-discontinuity a "mobile" horizon seems to exist, where tectonic stresses are partly equalized.

Unsere Kenntnisse über den Aufbau der Erdkruste in Mitteleuropa sind in den letzten Jahren wesentlich erweitert worden, vor allem durch seismische Messungen bei großen Sprengungen [THE GERMAN RESEARCH GROUP FOR EXPLOSION SEISMOLOGY (1964)] und Untersuchungen über die Dispersion von Oberflächenwellen bei Erdbeben [zuletzt: SCHNEIDER, MÜLLER, KNOPOFF 1966]. Manche Fragen sind allerdings offen geblieben, von denen einige zur Zeit lebhaft diskutiert werden, etwa die genaue Struktur der untersten Erdkruste unmittelbar über der M-Diskontinuität und das Vorhandensein einer Zone verringerter seismischer Wellengeschwindigkeit (low-velocity channel) im oberen Teil der Kruste.

Im Hinblick auf die gegenwärtigen Erörterungen dürften die nachfolgenden Beobachtungen von Interesse sein, die bei der Bearbeitung westdeutscher Nahbeben im Rahmen einer Untersuchung über die Seismizität der Rheinlande gemacht wurden. Über einige allgemeine Ergebnisse der Untersuchungen wurde auf der Tagung der ESC in Budapest 1964 berichtet [AHORNER 1965].

Bei verschiedenen rheinischen Beben ist es möglich, die Lage des Epizentrums und andere Herdparameter auf Grund mikro- und makroseismischer Daten ziemlich genau zu bestimmen. Damit ergibt sich die Möglichkeit, unter Verwendung der Registrie-

¹⁾ Dr. LUDWIG AHORNER, 506 Bensberg bei Köln, Erdbebenstation der Universität, Abteilung f. Erdbebengeologie d. Geol. Inst.

rungen der zahlreichen umliegenden Erdbebenstationen zuverlässige Laufzeitkurven zu zeichnen, die Aussagen über die Krustenstruktur zulassen.

Als Beispiel sei das II. Euskirchener Erdbeben am 14. März 1951 mit Magnitude $M = 5\frac{1}{2}$ angeführt, dessen Herd am Südwestrand der Niederrheinischen Bucht lag (Epizentrum $50^{\circ}38.1'N$, $6^{\circ}43.1'E$, Herdzeit $H = 09^h46^m59.2^s$ GMT). Die Herdtiefe ergab sich makroseismisch nach der Methode von SPONHEUER [1958] zu $h = 8-9$ km. Der gleiche Herd war am 8. März 1950 Ausgangspunkt des schwächeren I. Euskirchener Bebens mit Magnitude $M = 5$. Beide Beben wurden schon früher von BERG [1950, 1953] mikroseismisch bearbeitet; die jetzt durchgeführte Neubearbeitung zeigt jedoch, daß die damaligen Ergebnisse in wesentlichen Punkten revidiert werden müssen¹⁾.

Ein kombiniertes Laufzeitdiagramm für die Euskirchener Beben gibt die Abb. 1. Es sind nur die longitudinalen Raumwellen (P-Wellen) dargestellt, zumeist nach den Welleneinsätzen beim II. Euskirchener Beben. Um Ungenauigkeiten in der Lagebestimmung des Epizentrums und azimutale Geschwindigkeitsunterschiede auszuschalten, wurden lediglich die Einsätze der östlich vom Herd gelegenen Stationen berücksichtigt, mit Ausnahme der herdnahen Station Heerlen.

Das Diagramm ist insofern bemerkenswert, als es neben den Laufzeitästen für die normalen Pn-, Pb- und Pg-Wellen einen Laufzeitast Pb 1 mit einer Geschwindigkeit von 7,33 km/sec aufweist. Dieser Ast ist durch eine Reihe von klaren Einsätzen zu belegen, deren Amplituden stellenweise höher sind als die der Pn-Wellen (vgl. Seismogramm Jena). Ähnliche Einsätze wurden schon früher bei anderen rheinischen Beben festgestellt [AHORNER 1962]. Es handelt sich offenbar um eine Pb-Welle, deren Wellenstrahl den tiefsten Punkt unmittelbar über der M-Diskontinuität erreicht. Die mit Pn 2 bezeichneten Einsätze entsprechen vermutlich der normalen Pn-Welle, während die sehr schwachen Pn 1 Einsätze, welche nur beim II. Euskirchener Beben beobachtet wurden, möglicherweise auf ein schwaches Vorbeben im Abstand von etwa 1 sec zum Hauptbeben zurückgehen.

Aus den Laufzeiten wurde das in der Abb. 1 angegebene Krustenmodell abgeleitet. Es zeigt die M-Diskontinuität in einer Tiefe von 32 km, darüber eine rund 7 km mächtige Zone mit der verhältnismäßig hohen Krustengeschwindigkeit von 7,33 km/sec, und dann ab etwa 25 km Tiefe eine Zone mit 6,45 km/sec, deren obere Grenze bei ungefähr 11 km liegt. Dieses ausschließlich auf Grund von Nahbebenregistrierungen errechnete Krustenmodell scheint die Ergebnisse von FUCHS & LANDISMAN [1966] zu bestätigen, welche kürzlich bei der Neubearbeitung des sprengseismischen Refraktionsprofils Adelebsen—Hilders-Süd ebenfalls zur Annahme einer Krustenschicht mit relativ hoher Geschwindigkeit (7,6 km/sec) unmittelbar über der M-Diskontinuität kamen. Krustengeschwindigkeiten von mehr als 7 km/sec treten verbreitet im Bereich der Mittelatlantischen Schwelle auf [EWING & EWING 1959], in Mitteleuropa hat man

¹⁾ So hat BERG beispielsweise für das II. Euskirchener Beben eine Pn-Geschwindigkeit von 7,64 km/sec gefunden; ein Wert, der nach den Beobachtungen bei anderen rheinischen Beben und bei Steinbruchsprengungen mit Sicherheit nicht zutrifft.

sie bisher lokal vor allem in den Westalpen in der Zone von Ivrea nachgewiesen [FUCHS u. a. 1963].

Das Krustenmodell der Abb. 1 ist in seinem höheren Abschnitt ungenau. Es fehlt hier vermutlich eine Zone verringerter Wellengeschwindigkeit, deren Vorhandensein aus den beobachteten Laufzeiten nicht abgeleitet werden kann, wohl aber aus den Amplituden der seismischen Wellen. Die Verteilung der makroseismischen Intensität in der Nähe des Epizentrums liefert hierfür einen interessanten Hinweis. Für beide Euskirchener Beben stehen detaillierte Iseisenkarten zur Verfügung, so daß die

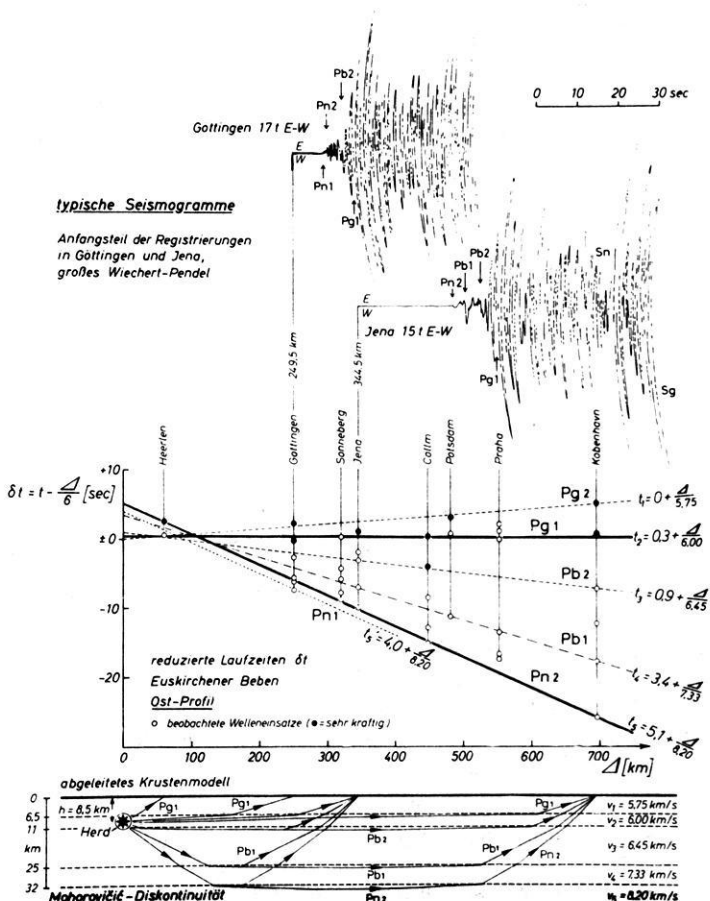


Abb. 1: Reduziertes Laufzeitdiagramm der P-Wellen für die Euskirchener Erdbeben mit typischen Seismogrammen und dem abgeleiteten Krustenmodell.

Reduced travel time diagram of P-waves with typical seismograms and the derived crustal model. Euskirchen earthquakes 1950 and 1951.

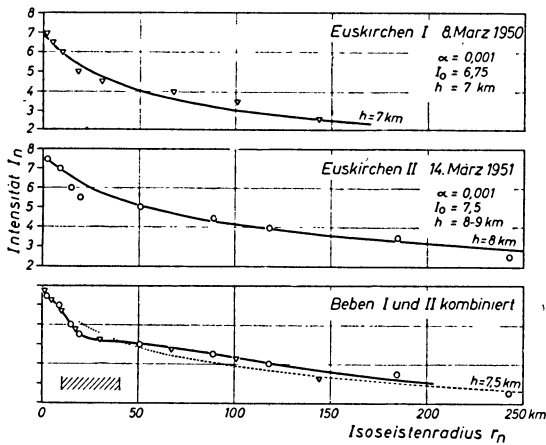


Abb. 2: Makroseismische Intensitätsabnahmekurven und Herdtiefenbestimmung für die Euskirchener Erdbeben. α = Absorptionskoeffizient, I_0 = Intensität im Epizentrum (Mercalli-Skala), h = Herdtiefe.

Macroseismic intensity-decrease curves and focal depth determination. Euskirchen earthquakes 1950 and 1951. α = absorption coefficient, I_0 = epicentral intensity (Mercalli-Sieberg-scale), h = focal depth.

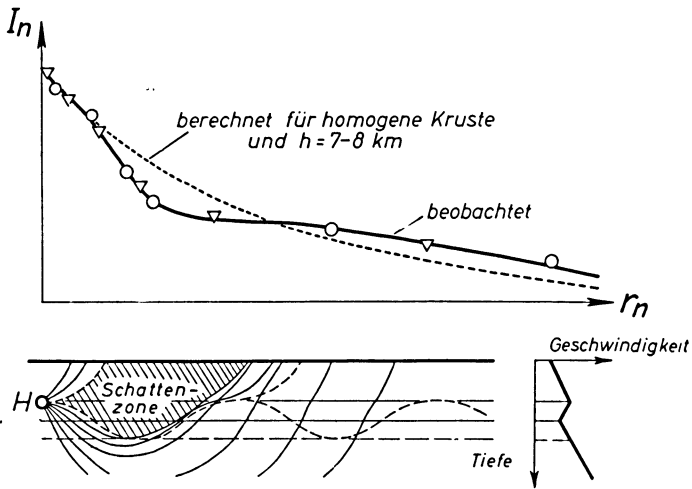


Abb. 3: Anomale makroseismische Intensitätsabnahme als Folge einer seismischen „Schattenzone“ über einer Krustenschicht mit verringerter Wellengeschwindigkeit. Die Intensitätsabnahmekurven (oben) entsprechen den Beobachtungen bei den Euskirchener Erdbeben. Das Krustenmodell mit dem Strahlenverlauf (unten) ist ganz schematisch nach GUTENBERG [1954] gezeichnet.

Anomalous macroseismic intensity-decrease and seismic “shadow zone” caused by a low velocity layer in the earth’s crust. The intensity-decrease curves (above) are based on Euskirchen earthquakes observations. Schematic crustal model with wave propagation (down) after GUTENBERG [1954].

Abnahme der Intensität mit der Epizentralentfernung durch Ausmessen der Isoseisten nach der von SPONHEUER [1958] angegebenen Methode genau bestimmt werden kann. Wie aus der Abb. 2 hervorgeht, entsprechen die beobachteten Intensitätsabnahmekurven nicht exakt den theoretischen Kurven für die ermittelte Herdtiefe, wie sie von SPONHEUER unter der Annahme einer homogenen Kruste berechnet wurden, sondern sie weisen in einer Epizentralentfernung von 10 bis 40 km ein deutliches Intensitätsdefizit auf, dem in größerer Entfernung ein geringfügiger Intensitätsüberschuß gegenübersteht. Die anomale Energieausbreitung wird besonders deutlich, wenn man die beobachteten Kurven der beiden Beben übereinanderzeichnet. Da die Beben unterschiedlich stark waren und deshalb ganz verschiedene Stärkegrade an der Ausbildung der Kurvenanomalie beteiligt sind, kann die Erscheinung nicht auf Unzulänglichkeiten der makroseismischen Skala zurückgeführt werden. Es dürfte sich vielmehr um die Auswirkung einer seismischen „Schattzone“ handeln, deren einleuchtendste Erklärung darin besteht, daß man sie in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von FUCHS & LANDISMAN [1966] auf eine Zone verringerter Wellengeschwindigkeit (low-velocity channel) im höheren Abschnitt der Erdkruste zurückführt. Wie man sich die Entstehung einer derartigen „Schattzone“ vorzustellen hat, geht aus dem Schema Abb. 3 hervor. Die Tiefe der Zone verringerter Geschwindigkeit kann im vorliegenden Fall nicht geringer als etwa 7 km (= Herdtiefe des 1. Euskirchener Bebens) sein, da sie sich andernfalls nicht auf die Energieausbreitung in der beobachteten Weise auswirken könnte [vgl. hierzu auch GUTENBERG 1954].

Aufschlußreich hinsichtlich der Krustenstruktur ist auch die Tiefenverteilung der Erdbebenherde. Bei 29 rheinischen Beben im Zeitraum 1750—1963 konnte die Herdtiefe genauer bestimmt werden, zumeist auf Grund makroseismischer Daten. Es handelt sich teils um eigene Bestimmungen, teils um solche von SPONHEUER [1958]. In Abb. 4 ist die tiefenmäßige Verteilung der Herde in Abhängigkeit von der Magnitude sowie die Bebenanzahl und die Summe der Quadratwurzeln der freigesetzten seismischen Energien pro 3 km Tiefenintervall dargestellt. Die Herde liegen ohne Ausnahme innerhalb der Erdkruste und zwar in den oberen 25 km. Zwei Tiefenbereiche treten als Häufigkeitsmaxima besonders hervor: Der Bereich zwischen 5—10 km und der zwischen 20—25 km. Das tiefere Maximum ist weniger durch die Zahl der Beben als durch deren besondere Stärke charakterisiert.

Die Häufigkeitsmaxima der Herdtiefen kennzeichnen offenbar Tiefenbereiche, in denen die Bruchfestigkeit der Gesteine günstig für die Entstehung der Beben ist oder in denen sich die tektonischen Gebirgsspannungen in besonderer Weise konzentrieren. Nach der üblichen Krustengliederung liegt das obere Häufigkeitsmaximum innerhalb der „Granit“-Schicht, ungefähr dort, wo man die Zone verringerter seismischer Geschwindigkeit annehmen muß, während das untere Häufigkeitsmaximum innerhalb der „Gabbro“-Schicht liegt. Aus der Tatsache, daß unterhalb 25 km Tiefe bei uns keine Herde auftreten, kann man schließen, daß in dieser Tiefe ein irgendwie „mobiler“ Horizont vorhanden ist, an dem sich die tektonischen Gesteinsspannungen zum Teil ausgleichen. Bemerkenswerterweise fällt dieser tektonische Ausgleichshorizont nicht

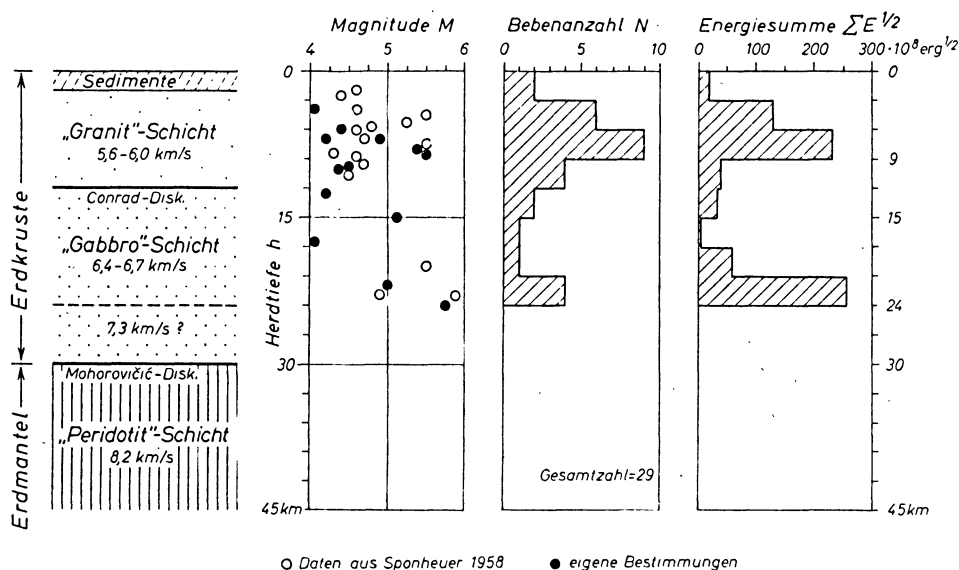


Abb. 4: Herdtiefenverteilung rheinischer Erdbeben der Magnitude $M \geq 4$ im Zeitraum 1750–1963.

Focal depth distribution of rhenish earthquakes 1750–1963 ($M \geq 4$). Magnitudes M , number of earthquakes N and the sum of square roots of released seismic energies $\Sigma E^{1/2}$ are plotted against focal depth h . Schematic crustal model (left) with P-wave velocities.

mit der Untergrenze der Erdkruste, also mit der M-Diskontinuität zusammen, sondern er liegt rund 5–10 km darüber, eventuell an der Obergrenze der Krustenzone mit 7,3–7,6 km/sec Geschwindigkeit. Es erscheint sehr aussichtsreich, den Einfluß dieser untersten Krustenzone auf die Tektonik näher zu untersuchen.

Professor Dr. M. SCHWARZBACH, Bensberg, bin ich für die kritische Durchsicht des Manuskriptes dankbar.

Literatur

AHORNER, L.: Das Erdbeben im Saar-Nahe-Becken vom 17. August 1960. Sonderveröff. Geol. Inst. Köln 7, 1-24, 1962.

AHORNER, L.: Seismicity and Quaternary structural activity in the Northern Rhine district. Vortrag, gehalten auf der Tagung der ESC in Budapest 1964 (siehe IUGG-Monographie No. 29, Paris 1965).

BERG, H.: Das rheinische Erdbeben bei Euskirchen am 8. März 1950. Geofisica pura e applicata 18, 12 S., 1950.

- BERG, H.: Das Rheinlandbeben bei Euskirchen vom 14. März 1951. *Geofisica pura e applicata* 24, 12 S., 1953.
- EWING, J. & M. EWING: Seismic refraction measurements in the Atlantic Ocean basins, in the Mediterranean Sea, on the mid-Atlantic Ridge and in the Norwegian Sea. *Bull. Geol. Soc. Amer.* 70, 291 ff., 1959.
- FUCHS, K., St. MÜLLER, E. PETERSCHMITT, J.-M. ROTHÉ, A. STEIN und K. STROBACH: Krustenstruktur der Westalpen nach refraktionsseismischen Messungen. *Gerl. Beitr. z. Geophys.* 72, 149--169, 1963.
- FUCHS, K. & M. LANDISMAN: Results of a Re-interpretation of the N-S-Refraktion Line Adelebsen—Hilders-South in West-Germany. *Z. f. Geophys.* 32, 121—123, 1966.
- GUTENBERG, B.: Effects of low-velocity layers. *Geofisica pura e applicata* 29, 1—10, 1954.
- SCHNEIDER, G., St. MÜLLER und L. KNOPOFF: Gruppengeschwindigkeitsmessungen an kurz-periodischen Oberflächenwellen in Mitteleuropa. — *Z. f. Geophys.* 32, 33—57, 1966.
- SPONHEUER, W.: Die Tiefen der Erdbebenherde in Deutschland auf Grund makroseismischer Berechnungen. — *Ann. d. Geofisica* 11, 157—167, 1958.
- THE GERMAN RESEARCH GROUP FOR EXPLOSION SEISMOLOGY: Crustal Structure in Western Germany. — *Z. f. Geophys.* 30, 209—234, 1964.

Bemerkungen zur sogenannten 2-dimensionalen Theorie der Modellseismik¹⁾

Von R. GUTDEUTSCH²⁾ und H. MENZEL, Hamburg³⁾

Eingegangen am 23. Dezember 1966

Zusammenfassung: Unter 2-dimensionalen Modellen versteht man Platten, deren Dicke $2H$ viel kleiner als die dominierende Wellenlänge sein muß. Diese Bedingung läßt sich dahingehend präzisieren, daß der Ausdruck $(kH)^2$ (k = Wellenzahl) im Rahmen der geforderten Meßgenauigkeit vernachlässigbar klein sein soll. Unter dieser Voraussetzung lassen sich Verschiebungsvektor, elastische Spannungen und Fortpflanzungsgeschwindigkeiten als Näherung erster Ordnung von kH angeben. Im Gegensatz zur Theorie generalisierter Spannungen (FILON 1903) folgt daraus, daß die Spannungskomponenten, welche zur Erfüllung der Randbedingungen nur an den beiden Grenzflächen verschwinden müssen, auch im Inneren der Platte gleich Null gesetzt werden dürfen. Daher wird die 2-dimensionale Theorie auch dann anwendbar, wenn man lokale und nicht gemittelte Werte mißt.

Summary: From two-dimensional models one understands plates, the thickness $2H$ of which must be much smaller than the predominant wave-length. This condition allows itself to be precisely stated by the fact that the expression $(kH)^2$ (k = wave-number) in the range of the required accuracy of measurement should be negligibly small. Under this condition the displacement-vector, elastic stresses and velocities of propagation can be given as approximation of first order of kH . In contrast to the theory of generalized stresses (FILON 1903) it follows from the above that the stress-components, which must vanish on both boundary-surfaces to satisfy the boundary-conditions, may be put equal to zero also within the plate. Therefore the two-dimensional theory is also then applicable when one measures the local and not the average values.

1. Die Grundzüge der 2-dimensionalen Theorie

Bei modellseismischen Arbeiten verwendet man sehr oft 2-dimensionale Modelle anstelle einer 3-dimensionalen Nachbildung der Natur. Dabei versteht man unter 2-dimensionalen Modellen dünne, im allgemeinen planparallele Platten, welche die natürlichen Verhältnisse quasi durch einen Vertikalschnitt simulieren. Der Grund für die Bevorzugung 2-dimensionaler Modelle und damit für den Verzicht auf eine ganz formtreue Nachbildung geologischer Strukturen ist die einfachere Meßtechnik und die bessere Energieausbeute.

¹⁾ Beitrag Nr. 57 aus den Gemeinschaftsarbeiten der deutschen geophysikalischen Institute im Rahmen des Schwerpunktprogrammes der Deutschen Forschungsgemeinschaft „Geophysikalische Erforschung des tieferen Untergrundes in Mitteleuropa“.

²⁾ Dr. R. GUTDEUTSCH, Institut für die Physik des Erdkörpers der Universität Hamburg, Hamburg 13, Binderstraße 22.

³⁾ Prof. Dr. H. MENZEL, Institut für die Physik des Erdkörpers der Universität Hamburg, Hamburg 13, Binderstraße 22.

Natürlich ist die Ausbreitung elastischer Wellen in derartigen 2-dimensionalen Modellen nicht dieselbe wie die in 3-dimensionalen Körpern, da die Reflexionen an den Randflächen der dünnen Platten und die sich daher ausbildenden Interferenzsysteme eine wichtige Rolle spielen, während in Körpern, deren Ränder Abstände haben, welche sehr groß verglichen mit den zu beobachtenden Wellenlängen sind, solche Effekte gewöhnlich ausbleiben. Verständlicherweise muß man sich nun überlegen, wie an 2-dimensionalen Modellen gewonnene Ergebnisse auf 3-dimensionale Strukturen übertragen werden können.

In der sogenannten 2-dimensionalen Theorie der Modellseismik werden die Resultate dieser Überlegungen wie folgt beschrieben: Ist die Wellenlänge sehr viel größer als die Modelldicke und wird bei den Beobachtungen des Verschiebungsvektors oder seiner zeitlichen Ableitungen über die Modelldicke gemittelt, so gilt für den so gemittelten Verschiebungsvektor die gleiche Differentialgleichung wie sie im 3-dimensionalen Falle für den lokalen Verschiebungsvektor gilt, wenn man nur die LAMÉsche Konstante λ durch

$$\lambda' = \frac{2\mu\lambda}{\lambda + 2\mu} \quad (1)$$

ersetzt. Dabei müssen selbstverständlich die übrigen Längenabmessungen des Modelles zur benutzten Wellenlänge im selben Verhältnis stehen wie die charakteristischen Längenparameter der natürlichen Struktur zu den Längen der seismischen Wellen. Sonstige Abbildungsgesetze, etwa bei der Übertragung elastischer Parameter vom Modell auf die Natur und umgekehrt, die von der Natur des zu untersuchenden Problems abhängen, sollen hier nicht untersucht werden.

2. Begründung der 2-dimensionalen Theorie

Die Ableitung der 2-dimensionalen Theorie geht auf eine Arbeit von FILON (1903) zurück. Sie ist von OLIVER, PRESS und EWING (1954) für die Zwecke der Modellseismik angewandt und im *Handbuch der Physik* von FLÜGGE (1958) ziemlich ausführlich dargestellt worden. Wir werden an dieser Stelle in Kürze den mathematischen Gedankengang ihrer Begründung wiedergeben, da wir im folgenden dann dazu einige Ergänzungen hinzufügen wollen.

Ein rechtwinkliges kartesisches Koordinatensystem werde so festgelegt, daß seine x_3 -Achse senkrecht auf den ebenen parallelen Plattenoberflächen stehe und daß der Nullpunkt des Koordinatensystems in der Mittelebene der Platte liege.

Die Plattendicke sei $2H$. Dann ist die Gleichung der beiden Plattenoberflächen:

$$x_3 = \pm H. \quad (2)$$

An diesen Plattenoberflächen müssen die Normalkomponenten des Spannungstensors σ_{ij} verschwinden.

$$\sigma_{i3} = 0; \quad \text{für } x_3 = \pm H \quad i = 1, 2, 3. \quad (3)$$

FILON und alle seine Nachfolger nehmen nun an, ohne eine klare Begründung zu geben, daß σ_{33} überall so klein ist, daß es im ganzen Intervall $-H \leq x_3 \leq +H$ als Null angenommen werden kann, wenn nur die Wellenlänge sehr groß gegenüber H ist. Aus den Grundformeln der Elastizitätstheorie folgt dann:

$$\sigma_{33} = \lambda \frac{\partial u_k}{\partial x_k} + 2\mu \frac{\partial u_3}{\partial x_3} = 0. \quad (u_i = \text{Verschiebungsvektor}) \quad (4)$$

Aus dieser Gleichung kann man

$$\frac{\partial u_3}{\partial x_3} = -\frac{\lambda}{\lambda + 2\mu} \frac{\partial u_\alpha}{\partial x_\alpha} \quad (5)$$

folgern, wenn griechische Indizes nur die Werte 1 und 2, aber nicht 3 annehmen dürfen, im übrigen aber die normale Summationskonvention gültig bleibt. Setzen wir (5) in die Bewegungsgleichung

$$\varrho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (\varrho = \text{Dichte}) \quad (6)$$

ein, so finden wir:

$$\varrho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{i\alpha}}{\partial x_\alpha} + \frac{\partial \sigma_{i3}}{\partial x_3} \quad (7)$$

Beim Übergang zu den Mittelwerten folgt daraus mit Benutzung von (3):

$$\varrho \frac{\partial^2 \bar{u}_\alpha}{\partial t^2} = \frac{\partial \bar{\sigma}_{\alpha\beta}}{\partial x_\beta} = (\lambda' + \mu) \frac{\partial^2 \bar{u}_\beta}{\partial x_\alpha \partial x_\beta} + \mu \frac{\partial^2 \bar{u}_\alpha}{\partial x_\beta^2} \quad (8)$$

Die u_3 -Komponente des Verschiebungsvektors bleibt zunächst unberücksichtigt, doch folgt natürlich aus (7):

$$\varrho \frac{\partial^2 \bar{u}_3}{\partial t^2} = \frac{\partial \bar{\sigma}_{3\alpha}}{\partial x_\alpha}. \quad (9)$$

3. Kritik der Annahme von FILON

Die Theorie der Ausbreitung elastischer Wellen in einer planparallelen Platte kann dazu dienen, die Berechtigung der Annahme von FILON zu prüfen. Diese Theorie ist an verschiedenen Stellen dargestellt worden, z. B. bei EWING, JARDETZKY und PRESS (1957).

Nimmt man an, daß die Wellenlänge sehr groß gegenüber der Plattendicke $2H$ sei, daß also

$$kH \ll 1 \quad (10)$$

sei, wobei k die Wellenzahl

$$k = \sqrt{k_\alpha^2} \tag{11}$$

ist, so findet man zwei elastische Wellen, die sich in der Plattenebene mit von Null wesentlich verschiedener Geschwindigkeit fortpflanzen. Die eine von ihnen ist eine reine Scherungswelle, deren Geschwindigkeit b durch

$$b = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \tag{12}$$

gegeben wird und deren Amplitude von x_3 unabhängig ist, die andere setzt sich aus Kompressions- und Scherungsteilen zusammen. Ihre Geschwindigkeit ist:

$$c = \bar{a} = 2b \sqrt{1 - b^2/a^2}. \tag{13}$$

wobei a die Geschwindigkeit der Kompressionswelle im 3-dimensionalen bezeichnet.

Die Geschwindigkeit c ist hier nur in 1. Näherung angegeben worden. Die der ersten Welle ist konstant, und daher ist jene Welle dispersionsfrei. Die zweite Welle aber hat eine von der Wellenlänge abhängige Geschwindigkeit, die in 2. Näherung zu

$$c = \bar{a} \left(1 - \frac{1}{6} \left[1 - \frac{2b^2}{a^2} \right]^2 (kH)^2 \right) \tag{14}$$

angegeben werden kann.

Wir wollen hier nicht die theoretisch einfachen, aber langweiligen und zeitraubenden Näherungsrechnungen darstellen, durch welche die Amplituden von u_i und σ_{ij} als Funktionen von kH dargestellt werden. Unser Ziel war es, zu untersuchen, wie sich das Maximum von $|\sigma_{\alpha 3}|$ zu dem von $|\sigma_{33}|$ verhält. Das Ergebnis dieser Bemühung besteht zunächst in zwei Formeln:

$$|\sigma_{\alpha 3}|_{\text{extr.}} / |\sigma_{33}|_{\text{extr.}} = \left| \frac{2\sqrt{3} \left(1 - \frac{\bar{a}^2}{2b^2} \right) \cdot \frac{k_\alpha}{k} kH}{27 \sqrt{\frac{\bar{a}^2}{a^2} - 1} \sqrt{\frac{\bar{a}^2}{b^2} - 1}} \right| \tag{15a}$$

und

$$\left| \frac{u_3}{u_\alpha} \right|_{x_3 = \pm H} = \left(1 - \frac{2b^2}{a^2} \right) \frac{k}{k_\alpha} kH. \tag{15b}$$

Obwohl die Maxima von $|\sigma_{\alpha 3}|$ bei $x_3 = \pm 1/3 \sqrt{3}$ liegen und das von $|\sigma_{33}|$ sich bei $x_3 = 0$ befindet, folgt doch aus (15a), daß $\sigma_{\alpha 3}$ mit größerer Berechtigung als σ_{33} im ganzen Intervall $-H \leq x_3 \leq +H$ als Null angenommen werden kann.

4. Erweiterung der 2-dimensionalen Theorie

Die oben getroffenen Feststellungen gestatten sofort eine interessante, und wie uns scheint, auch wichtige Erweiterung der 2-dimensionalen Theorie. Wenn wir außer $\sigma_{33} = 0$ auch $\sigma_{\alpha 3} = 0$ voraussetzen, so resultiert nicht nur, wie schon früher konstatiert:

$$\frac{\partial u_k}{\partial x_k} = \frac{2 \lambda \mu}{\lambda + 2 \mu} \frac{\partial u_\alpha}{\partial x_\alpha},$$

sondern auch:

$$\varrho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{i\alpha}}{\partial x_\alpha}. \quad (16)$$

Diese Gleichung unterscheidet sich von (8) nur dadurch, daß sie dort für die Mittelwerte, hier aber für die lokalen Werte gilt:

$$\varrho \frac{\partial^2 u_\alpha}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{\alpha\beta}}{\partial x_\beta} = (\lambda' + \mu) \frac{\partial u_\beta}{\partial x_\alpha \partial x_\beta} + \mu \frac{\partial^2 u_\alpha}{\partial x_\beta^2}. \quad (17)$$

5. Folgerungen aus den bisherigen mathematischen Überlegungen für die experimentellen Aspekte der Modellseismik

Wir wollen hier nur 3 Folgerungen aus der Erweiterung der 2-dimensionalen Theorie ziehen. Die erste besteht in der Feststellung, daß man den mathematischen Formalismus dieser Theorie auch dann anwenden darf, wenn man nicht integrierend über der Kante der Platte mißt, sondern wenn man lokale Werte, insbesondere die an der Plattenoberfläche ermittelt. Die zweite besteht in der Bemerkung, daß die von IVAKIN (1961) eingeführte und von ANSORGE und BERCKHEMER (1963) zur Perfektion gebrachte kapazitive Aufnahmertechnik zwar sehr empfindliche Aufnehmersysteme erfordert, aber die mit der Geschwindigkeit \bar{a} wandernde Welle ebenfalls mit dem Formalismus der 2-dimensionalen Theorie zu berechnen gestattet. Die dritte Folgerung schließlich besteht darin, daß die Anwendung der 2-dimensionalen Theorie bei der Berechnung von Amplituden und Signalform zweifelhaft wird, wenn die Präzision der Messungen so hoch ist, daß eine deutliche Abweichung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit von \bar{a} feststellbar ist und Dispersion klar erkannt werden kann. Denn in diesem Falle darf $k^2 H^2$ nicht mehr vernachlässigt werden.

Diese drei Folgerungen scheinen uns deshalb wichtig zu sein, weil wir oft, insbesondere bei Festlegungen von Wellenfronten, die Messungen an der Plattenoberfläche den über die Plattenkante integrierenden Messungen vorziehen.

Wir möchten an dieser Stelle der Deutschen Forschungsgemeinschaft für ihre großzügige Unterstützung unserer modellseismischen Arbeiten danken. Ganz besonders möchten wir aber dem Konsortium der deutschen Erdölfirmer Dank sagen, welches seit einiger Zeit so selbstlos diese Untersuchungen fördert.

Literatur

- [1] BERCKHEMER, H. und J. ANSORGE: Wave front investigations in model seismology, Geoph. Prosp. 11, 459—470, 1963.
- [2] EWING, M., JARDETZKY, W. S. und F. PRESS: Elastic waves in Layered Media, McGraw-Hill Book Comp. Inc. New York 1957.
- [3] FILON, L. N. G.: Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A 201, 63, 1903.
- [4] *Handbuch der Physik*, herausgeg. v. S. FLÜGGE, Bd. VI: Elastizität und Plastizität, S. 42 und S. 143, Springer-Verlag 1958.
- [5] IVAKIN, B. N. und YU. F. VASSIL'EV: Capacitance detectors for ultrasonic pulses, Izvestiya (UdSSR) Geoph. Ser. 1, 472—475, 1961.
- [6] OLIVER, J., PRESS, F. and M. EWING: Two-dimensional Model Seismology. Geophysics 19, 202—219, 1954.

**Verzeichnis der geophysikalischen Vorlesungen
an den deutschsprachigen Universitäten und Hochschulen**

Sommersemester 1967

T. H. Aachen

| | |
|--|--------|
| Einführung in die Geophysik I: Physik der festen Erde (1) | ISRAËL |
| Radioaktivität im geophysikalisch-meteorologischen Bereich (1) | ISRAËL |

F. U. Berlin

| | |
|--|----------|
| Einführung in die Wettervorhersage I | SCHERHAG |
| Einführung in die Klimatologie I | SCHERHAG |
| Einführung in die Geophysik I | STROBACH |
| Meereskunde I | STROBACH |
| Theoretische Ergänzungen zur Geophysik I | STROBACH |
| Theoretische Meteorologie II | FORTAK |
| Meteorologische Instrumentenkunde II | BURGER |
| Ausgewählte Kapitel aus der Geophysik: Lufterlektrizität I (Elektrisches Feld und Gewitterprobleme) | FEUSSNER |
| Einführung in die Satellitenmeteorologie II | HAUPT |
| Physik der Hochatmosphäre | PAETZOLD |

Universität Bonn

| | |
|--|------------|
| Wärmehaushalt und Zirkulation der Atmosphäre (m. Üb.) (3) | FLOHN |
| Maritime Meteorologie und Ozeanographie der subtropischen Mittelmeere (1) | WÜST |
| Ausgewählte Kapitel aus der atmosphärischen Optik (2–14tgl.) | aufm KAMPE |
| Einführung in die synoptische Meteorologie II (2–14tgl.) | LINGELBACH |
| Gravimetrie II (m. Üb.) (1) | BONATZ |

T. H. Braunschweig

| | |
|--|---------|
| Physik des Erdkörpers und der unteren Atmosphäre (2) | KERTZ |
| Goelektrische Prospektion (1) | FLATHE |
| Spezielle Probleme der geologischen Interpretation geophysikalischer Messungen (1) | FLATHE |
| Einführung in die Physik energiereicher Korpuskel- und Quanten- strahlung als Problem der Weltraumforschung (1) | PFOTZER |

T. H. Clausthal

| | |
|---|-----------|
| Theorie der geophysikalischen Aufschlußverfahren (2) | ROSENBACH |
| Angewandte Magnetik (2) | ROSENBACH |
| Moderne Entwicklungen geophysikalischer Instrumente und Meßmethoden (2) | BEHRENS |
| Auswertungsprobleme bei seismischen Untersuchungen (1) | STEIN |
| Radioaktive Methoden in der Geochronologie (1) | WENDT |

T. H. Darmstadt

| | |
|---|------------|
| Theoretische Meteorologie I (Statik, Thermodynamik und Kinematik der Atmosphäre) (4) | WIPPERMANN |
| Statistische Methoden in der Meteorologie (2) | WIPPERMANN |
| Physik der hohen Atmosphäre (2) | KLUG |
| Wolkenphysik (1) | KLUG |
| Grundzüge der Meteorologie I (2) | MANIER |

Universität Erlangen/Nürnberg

| | |
|---|-------------------------|
| Methoden der angewandten Geophysik Teil II m. Üb. (4) | ANGENHEISTER/ SOFFEL |
|---|-------------------------|

Universität Frankfurt

| | |
|---|------------|
| Erdmagnetismus und Geoelektrik (2) | BERCKHEMER |
| Ausgewählte Kapitel der Geophysik (1) | BERCKHEMER |
| Angewandte Geophysik II (2) | MEISSNER |
| Numerische Behandlung seismologischer Probleme II. Teil (1) | UDIAS |

Universität Göttingen

| | |
|--|--------------|
| Mathematische Behandlung spezieller geophysikalischer Probleme (2) | SIEBERT |
| Strahlung und Wärmehaushalt der Atmosphäre (2) | KLEINSCHMIDT |
| Atmosphäre und Ausbreitung ultrakurzer Wellen (1) | DIEMINGER |
| Kosmische Strahlung I (1) | EHMERT |

Universität Hamburg

| | |
|---|------------|
| Dynamik der Atmosphäre (2) | BROCKS |
| Numerische Wettervorhersage (2) | FISCHER |
| Aerologische Meßtechnik (1) | STILKE |
| Statistische Analyse von Beobachtungsreihen (1) | HASSE |
| Spezielle Probleme der Radiometeorologie (1) | JESKE |
| Maritime Meteorologie II (1) | ROLL |
| Potentialtheorie, Kugelfunktionen und zylindrische Funktionen in der Geophysik mit besonderer Berücksichtigung des Schwerefeldes und des magnetischen Erdfeldes I (2) | MENZEL |
| Einführung in die Geophysik I (2) | GUTDEUTSCH |
| Ausgewählte Kapitel aus der Erdbebenseismik und aus der seismischen Meßtechnik (II) (1) | KLUSSMANN |
| Hydrodynamik (1) | HANSEN |

T. H. Hannover

| | |
|----------------------------------|---------|
| Klimatologie (2) | DAMMANN |
| Thermodynamik der Atmosphäre (2) | DAMMANN |

T. H. Karlsruhe

| | |
|---|----------|
| Allgemeine Meteorologie I (3) | DIEM |
| Meteorologische Instrumente (2) | DIEM |
| Klima und Mensch (1) | HÖSCHELE |
| Erdmagnetismus (2) | MÜLLER |
| Der Aufbau der Erde (1) | MÜLLER |
| Einführung in die angewandte Geophysik (Seismik, Geoelektrik) (2) | FUCHS |

Universität Kiel

| | |
|---|------|
| Einführung in die Geophysik: Erdbeben (2) | JUNG |
| Bewegung und Figur der Erde (3) | JUNG |

Universität Mainz

| | |
|---|---------------------|
| Allgemeine Meteorologie | JUNGE |
| Klimatologie | DE BARY |
| Atmosphärische Turbulenz | JUNGE |
| Wetterbesprechung (1) | JUNGE |
| Einführung in die Hydrologie I | FRIEDRICH |
| Atmosphärische Optik | BULLRICH |
| Meteorologische Instrumente (ergänzend: Meßtechnik in der atmosphärischen Strahlungsforschung) | BULLRICH (EIDEN) |
| Einführung in die numerische Vorhersage III (1) | HINKELMANN |

Universität München

| | |
|---|--------------|
| Physikalische Eigenschaften der Gesteine (2) | ANGENHEISTER |
| Einführung in die Vorlesungen der Geophysik (1) | ANGENHEISTER |
| Struktur der tieferen Erdkruste und des oberen Erdmantels (2) | ANGENHEISTER |
| Physik der festen Erde (2) | HARDTWIG |
| Potentialtheorie mit Anwendungen auf die Geophysik (2) | HARDTWIG |
| Probleme der physikalischen und geologischen Erdbebenkunde I. Teil (1) | FÖRTSCH |
| Einführung in das geophysikalische Praktikum I (Seismik) (2) | FÖRTSCH |
| Meteorologie II (2) | MÖLLER |
| Dynamik der Atmosphäre II (3) | HOLLMANN |
| Aerologie (2) | MÜLLER |
| Synoptische Meteorologie und Wettervorhersage I (1) | CHRISTIANS |
| Forstliche Meteorologie und Klimatologie I (2) | BAUMGARTNER |
| Ausgewählte Kapitel aus der meteorologischen Optik (1) | SEKERA |
| Meteorologie und Klimatologie (Agrarmeteorologie II) (2) | VAN EIMERN |

T. H. Stuttgart

| | |
|--|--------|
| Angewandte Geophysik (Gravimetrie, Geomagnetik, Seismik, Geoelektrik) m. Ü.b. (6) | HILLER |
|--|--------|

Universität Tübingen

Aerosole und Spurengase in der Atmosphäre (1) MÜHLEISEN

Universität Graz

Ausgewählte Kapitel der Geophysik (5) BURKARD

Probleme der Weltraumforschung (2) BURKARD

T. H. Graz

Wellenausbreitung in der Ionosphäre (1) BURKARD

Universität Innsbruck

Mikrometeorologie (3) HOINKES

Wärmehaushalt (2) HOINKES

Kurzmitteilung**für die Zeitschrift für Geophysik**

Die Anschrift des World Data Centre C for Sudden Ionospheric Disturbances, das sich bisher im Dunsink Observatorium, Irland befand, lautet nunmehr:

World Data Centre C (SID'S)
University of London Observatory
Mill Hill Park
London, NW 7, United Kingdom.

Buchbesprechungen

Annals of the International Geophysical Year, Vol. XXXVI. Catalogue of Data in the World Data Centers for the International Geophysical Year and International Geophysical Co-operation — 1959 (1 July 1957 — 31 December 1959).

Herausgegeben vom International Council of Scientific Unions, Comité International de Géophysique (CIG). Pergamon Press, Oxford, 744 Seiten, DM 68,—.

Der Katalog von 744 Seiten Umfang gibt eine Übersicht über das in den Welt Datenzentren nach einheitlichen Gesichtspunkten in der Form von Mikrofilmen während des Internationalen Geophysikalischen Jahres (IGY) und des Jahres der Internationalen Zusammenarbeit (IGC) gesammelten Materials für Meteorologie, Geomagnetismus, Ionosphäre, Sonnenaktivität, Kosmische Strahlung, Längen- und Breitendienst, Glaziologie, Ozeanographie, Raketen und Satelliten, Seismik, Gravimetrie und Kernstrahlung. Die Vorbereitung des Kataloges für die einzelnen Disziplinen wurde auf verschiedene Datenzentren verteilt, während die endgültige Bearbeitung für den Druck im Welt Datenzentrum A (Washington) vorgenommen wurde.

Jede Sektion wird durch kurze Erläuterungen eingeleitet. Eine Tabelle führt nach Ländern geordnet alle Stationen mit Code-Nummern, geographischen, wo notwendig auch geomagnetischen Koordinaten und Art der Beobachtungen auf. In einigen Sektionen zeigen auch Karten die Verteilung der Stationen. Schließlich gibt eine übersichtliche Liste Auskunft über das in den Welt Datenzentren vorhandene Material. Abgeschlossen werden die einzelnen Sektionen durch Angaben über Literatur, die weiteres Beobachtungsmaterial enthält.

Das Werk stellt für den datenverarbeitenden Geophysiker ein unentbehrliches Hilfsmittel für die Beschaffung von Vergleichsmaterial aus der Zeit von 1957,5 bis 1960,0 dar, sei es von den Welt Datenzentren oder auch den Observatorien. Es ist aber auch ein wertvolles Nachschlagewerk, das schnell und zuverlässig Auskunft über die Lage einer Station sowie deren wissenschaftliches Programm gibt. Dem Katalog, dessen Herstellung sicherlich viel Mühe bereitet hat, ist weite Verbreitung zu wünschen.

K. WIENERT

WOLFGANG KRAUSS: *Methoden und Ergebnisse der Theoretischen Ozeanographie*. Band II: Interne Wellen. Borntraeger, Berlin 1966, VIII, 248 Seiten, DM 110,—.

Im ersten Teil des Buches wird eine gründliche Übersicht über den derzeitigen Stand der Theorie interner Meereswellen gegeben, im zweiten Teil werden ebenso ausführlich die entsprechenden Analysemethoden nach modernen Gesichtspunkten kritisch beschrieben.

Die Theorie geht von Kontinuitätsgleichung, Bewegungsgleichung und Energiebilanz aus, nimmt Inkompressibilität des Meeres und Adiabasis der Vorgänge an und vernachlässigt meistens die Viskosität sowie die Horizontalkomponenten des Vektors der Erdrotation. Letztere Annahme gestattet es, nach erfolgter Linearisierung aus dem Differentialgleichungssystem 1. Ordnung eine Differentialgleichung 2. Ordnung für die vertikale Störgeschwindigkeit herzuleiten, worauf hauptsächlich alle weiteren Rechnungen beruhen. Die Randbedingungen an Meeresoberfläche und (als eben angenommenen) Meeresboden sowie an den Ufern kleiner Meeresteile führen auf Eigenwertprobleme, die ausführlich diskutiert werden. (Leser, die auf diesem Gebiet nicht routiniert sind, werden an wenigen Stellen Zwischenrechnungen vermissen. Ein die Übersicht erleichterndes Frequenz-Wellenzahl-Diagramm wird auf Seite 28 zwar im Text erwähnt, leider jedoch nicht abgebildet.)

Für nicht-ebenen Meeresboden werden allgemeine Eigenschaften interner Wellen diskutiert. Die Charakteristiken-Methode erlaubt Aussagen über die Wellenlänge; für hohe Frequenzen liefert die geometrische Näherung eine Bestimmung der Strahlwege.

Um die Entstehung interner Wellen zu erfassen, muß (je nach physikalischer Ursache) entweder das bisher benutzte Gleichungssystem erweitert werden oder die Randbedingungen. Es werden Eigenschwingungen eines rechteckigen Meeresraumes (interne Seiches) diskutiert sowie die Einflüsse von Gezeitenkräften, Luftdruckschwankungen und Winden an der Meeresoberfläche.

Unter „sekundären Einflüssen“ werden horizontale Variationen der mittleren Dichte und der Vertikalkomponente der Erdrotation zusammengefaßt behandelt, ferner der Einfluß von Meeresströmungen, der inneren Reibung und der nichtlinearen Terme in den Ausgangsgleichungen. — Von den Einschwingprozessen wird die Relaxation (Adaption) eines gestörten Systems zum Gleichgewichtszustand diskutiert.

Der zweite Teil beschreibt ausführlich die Analysemethoden, besonders im Hinblick auf das Bestimmen von Perioden aus Beobachtungen. Bei der Fourier-Analyse werden die modernen Methoden aus der Theorie der Nachrichtenübertragung verwendet. Die Korrelationsanalyse wird ebenfalls ausführlich behandelt und ihre Resultate mit denen der Fourier-Analyse verglichen und verknüpft.

Dank der sehr umfassend behandelten Wellentheorie des ersten Teils ist dieser nicht nur für die Ozeanographie von großem Wert, sondern auch für die Theorie der hohen Atmosphäre. Hier wurden in den letzten Jahren interne Schwerewellen immer häufiger zur Erklärung vieler Phänomene herangezogen (natürlich unter Berücksichtigung der Kompressibilität der Luft im Gegensatz zum Ozean). Für einen fruchtbaren Erfahrungsaustausch beider geophysikalischer Disziplinen dürfte das vorliegende Buch einen wertvollen Beitrag leisten.

Die moderne Behandlung der Analysemethoden im zweiten Teil ist beispielhaft für die Aufbereitung vieler geophysikalischer Messungen, so daß nicht nur Ozeanographen daraus Gewinn ziehen können. Das Buch sollte daher in keiner geophysikalischen Bibliothek fehlen.

KURT SUCHY

H. ISRAËL: *Probleme der Gewitterforschung. I. Das Gewitter in heutiger Sicht*. Forschungsberichte des Landes Nordrhein-Westfalen Nr. 1408, Westdeutscher Verlag, Köln 1964, 60 S., DM 29,50.

Die Veröffentlichung soll als grundlegender erster Teil eines Berichtes über Arbeiten zur Gewitterforschung die vorhandenen Erfahrungen, Kenntnisse und Hypothesen zusammenfassen. Das Gewitter wird zunächst von drei Gesichtspunkten aus dargestellt, wobei 1. die turbulenten Strömungsvorgänge, 2. die Energieumsätze in thermodynamischer Hinsicht und 3. die elektrischen Erscheinungen im Vordergrund stehen. Mit den Abbildungen und Zahlenangaben ergibt sich ein klares Bild der wichtigsten Zusammenhänge. Eingeschoben sind Angaben über die räumliche und zeitliche Gewitter- und Blitzschlaghäufigkeit.

Im zweiten Hauptteil der Veröffentlichung werden die vorliegenden Beobachtungsergebnisse der elektrischen Eigenschaften der Gewitterwolken und des Niederschlags dargestellt und die sogenannten „Gewittertheorien“ ausführlicher behandelt. Es wird dabei von einer möglichen Beteiligung verschiedenartiger Prozesse an der Bildung der Gewitterelektrizität ausgegangen. Die große Zahl der innerhalb der letzten 80 Jahre aufgestellten Hypothesen über den Vorgang der Ladungstrennung wird in ein System gebracht und an Hand einiger Forderungen bewertet, die sich aus den Beobachtungsergebnissen ableiten lassen. Der Bericht schließt mit dem Hinweis auf den hypothetischen Charakter der angeführten Prozesse und gibt damit eine Zielsetzung für weitere Untersuchungen innerhalb der Gewitterwolken.

K. HÖSCHELE

A. RAEUBER und K. H. ENGEL: *Untersuchungen über den Verlauf der Massenzunahme bei Kartoffeln (Sol. tuberosum L.) in Abhängigkeit von Umwelt- und Erbguteinflüssen*. Abhandlungen des Meteorologischen Dienstes der Deutschen Demokratischen Republik, Nr. 76 (Band X). Akademie Verlag, Berlin 1966. 117 S., DM 31,50.

In einer gemeinsamen Habilitationsschrift behandelt einer der Verfasser den meteorologischen und mathematischen Teil, der andere den landwirtschaftlich-biologischen. Unter dem Stichwort „Phänometrie“ wird eine Übersicht der bis zum Jahr 1962 erschienenen Arbeiten gegeben, die sich mit der Messung des Wachstums von landwirtschaftlich, gärtnerisch oder forstlich genutzten Pflanzen und den Beziehungen zu den meteorologischen Umweltfaktoren befassen. Im Vordergrund der Arbeit steht die Diskussion der Methodik, der Auswahl geeigneter Größen, die eine Anwendung der Regressionsrechnung auf den Zusammenhang zwischen dem Wachstum und den meteorologischen Faktoren ermöglichen. Zu diesem Zweck werden die Wachstumswerte nach einer Gauß-Kurve transformiert. Die für das Wachstum der einzelnen Pflanzenteile optimalen Bereiche der untersuchten Faktoren „Lufttemperatur“ und „Bodenfeuchtigkeit“ können auf diese Weise ermittelt werden. Eine Unterteilung des Wachstumsverlaufs in Entwicklungsabschnitte ermöglicht eine Erfassung der zeitlich veränderlichen Beziehungen zwischen Wachstum und Umwelt.

Die Ergebnisse stammen aus Versuchen, die in den Jahren 1957 bis 1959 im Freiland durchgeführt wurden, ergänzt durch photoperiodische und Düngungsversuche im Frühbeet und Gewächshaus.

K. HÖSCHELE

G. FLEMMING: *Das Klima an Waldbestandsrändern*. Abhandlungen des Meteorologischen und Hydrologischen Dienstes der Deutschen Demokratischen Republik, Nr. 71 (Band IX). Akademie Verlag, Berlin 1964, 76 S., DM 23,—.

Die Abweichungen des Randklimas von dem der Freiflächen und des Bestandsinnern wird, getrennt für die Klimatelemente Strahlung, Wind, Niederschläge, Temperatur, Luftfeuchte, Verdunstung, Staub- und Gasgehalt, untersucht. Dazu dienen rechnerische Abschätzungen auf Grund von Literaturangaben, die durch eigene $\frac{1}{2}$ - bis 3jährige Messungen im Bereich zweier Freiflächen von ungefähr 1 bzw. 5 ha Größe ergänzt werden. Die Streuungen und Differenzen der Meßergebnisse aus den verschiedenen exponierten Rändern werden mit Hilfe des *F*-Tests und des *t*-Tests beurteilt, deren Anwendbarkeit auf Beobachtungszeiten mit zeitlichen Korrelationen ausführlicher diskutiert werden müßte.

Im abschließenden Kapitel „Klima und Pflanze“ wird die Gesamtwirkung der Elemente des Randklimas, die an dieser Stelle inkonsequent als Klimafaktoren bezeichnet werden, auf die Pflanzen im Bestandsrand behandelt. Aus den Ergebnissen der Arbeit werden die Folgerungen gezogen, die sich insbesondere für die Forstpraxis ergeben.

K. HÖSCHELE

Soviet Antarctic Expedition. Information Bulletin, Vol. III. Elsevier, Amsterdam 1965, DM 45,—.

Auf 377 Seiten werden 109 Kurzberichte aus den Fachgebieten Flugnavigation (1), Astronomie (1), Polarlicht (5), Geodäsie (4), Geographie (3), Geologie (14), Geomagnetismus (4), Glaziologie (33), Meteorologie (20), Oceanographie (10), Radiowellenausbreitung (2), Transportfragen über Schnee (1), Biologie (3) und Allgemeines (8) veröffentlicht. Viele Berichte bringen kurzgefaßte, wertvolle technische Erfahrungen, andere theoretische Überlegungen und Hypothesen, die meisten die unmittelbar beobachteten Ergebnisse. So werden Schneountersuchungen (Dichte, Härte und Temperatur) an der Station Vostok bis 4 m Tiefe einschließlich des jährlichen Zuwachses in Schichtdicke und Wasserwert mitgeteilt oder die Kristallformen und -größen des Niederschlags in Abhängigkeit von Temperatur und Wind-

geschwindigkeit veröffentlicht. Karten der Lage der Polarlichtzonen, typische Wetterlagen, Strahlströme bis 400 km/Std., mittlere monatliche Werte der absoluten Feuchte werden durch Untersuchungen der Lage von Eisbergen mittels Radar, umfassende glaziologische Experimente und oceanographische Ergebnisse ergänzt. Es bleibt zu hoffen, daß die endgültigen Ergebnisse ebenfalls in englischer Übersetzung bald vorliegen.

M. DIEM

ROBERT BOWEN: *Paleotemperature Analysis. Methods in Geochemistry and Geophysics*, Band 2. Elsevier Publishing Company, Amsterdam/London/New York. 265 Seiten, 35 Abb., 26 Tab., 1966.

(Library of Congress Catalog Card Number: 65—20128)

Wenn bisher die Paläoklimatologie versuchte, aus Pflanzen, Tieren sowie aus Bodenarten der einzelnen Erdzeitalter Rückschlüsse auf die Temperaturen der geologischen Vorzeiten zu ziehen, so hat sie vor allem durch die Untersuchungen von Urey und seinen Schülern einen niegeahnten Aufschwung genommen und neue Erkenntnisse sammeln können.

In die Untersuchungspraxis der Geologie haben durch ihn Methoden Eingang gefunden, die aus der kernphysikalischen Verfahrenstechnik stammen. Das Prinzip beruht auf der Tatsache, daß geologische Prozesse die Isotopenzusammensetzung von Materien beeinflussen. Hierbei spielen die Sauerstoffisotopen in der Karbonatanalyse eine hervorragende Rolle. So untersuchte Urey rezente Meerestiere und ermittelte zugleich die isotopische Zusammensetzung des Sauerstoffs des Wassers und die Temperatur, in der sie aufwuchsen. Dieses Buch beschreibt die Entwicklung dieser Methoden bis zu den benutzten Instrumenten. Dabei behandelt der Verfasser ebenso die auftretenden Schwierigkeiten wie die praktische Anwendung der Verfahren. Schließlich gibt er uns Temperaturdaten aus verschiedenen geologischen Zeitaltern, vom DEVON bis zum HOLOZÄN. So konnte für Pliensbach, Württemberg, festgestellt werden, daß die Temperaturen vom Lias (30—26°C) zum Jura erheblich absanken (18—14°C) (Bild 22). Dagegen scheint im Jura Ostgrönland erheblich wärmer gewesen zu sein (um und über 20°C) (Tab. XVIII). Eine umfangreiche Bibliographie, in der die neueste Literatur bis Herbst 1965 verarbeitet ist (228 Titel), ist angefügt.

P. ZEDLER

ZENKER, H.: *Untersuchungen über Klima und Bioklima des Tals von Bad Berka*. Abhandlungen des Meteorologischen Dienstes der Deutschen Demokratischen Republik. Nr. 73 (Band X), 1964, 60 S., DM 13,80.

Fünffährige Registrierungen der Lufttemperatur und Luftfeuchtigkeit einer Tal- und einer Hangstation dienen als Grundlage für diese Untersuchung. Die horizontale Entfernung beträgt knapp 1 km, der Höhenunterschied 60 m. Aus den Registrierungen ergeben sich Einstundenmittel der Temperatur und der relativen Feuchtigkeit. Aus ihnen wird der zugehörige Dampfdruck berechnet. Wenn auch die Meßreihe für endgültige klimatische Aussagen noch nicht ausreicht, worauf der Verfasser hinweist, so können doch schon Eigenheiten des Lokalklimas gezeigt werden.

Nachdem die mittleren monatlichen Verhältnisse kurz gestreift werden, liegt der Schwerpunkt der Untersuchung auf dem täglichen Gang der obigen meteorologischen Größen. Hierbei werden die beiden Stationen stets miteinander verglichen. Tage mit einem Dampfdruck über 14,0 mm Hg werden besonders berücksichtigt und anhand einzelner ausgewählter Tage der Tagesgang des Dampfdrucks an diesen schwülen Tagen besprochen. Dem Kaltluftsee, der sich am Talboden bildet, wird besonderes Augenmerk gewidmet und seine Stärke und Andauer mittels Monatstabellen über das ganze Jahr verfolgt.

Anscheinend ist eine Windmeßanlage nicht vorhanden. Nur gelegentlich wird auf die Luftbewegung hingewiesen und die Windstärke wird in Beaufort angegeben. So kann über den Einfluß des Berg- und Talwindes auf die vertikale Temperaturverteilung in dem Tal nichts ausgesagt werden.

P. ZEDLER

Earth Science and Meteoritics. Dedicated to F. G. HOUTERMANS on his sixtieth birthday. Compiled by J. GEISS (University of Berne) and E. D. GOLDBERG (University of California, La Jolla). 312 Seiten, zahlreiche Tabellen und Abbildungen. North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1963.

Inhalt: G. GAMOW: My early memories of FRITZ HOUTERMANS. — E. D. GOLDBERG, J. GEISS: Preface; Contents. — W. M. ELSASSER: Early history of the earth. — G. R. TILTON, G. W. REED: Radioactive heat production in eclogite and some ultramafic rocks. — R. D. RUSSELL: Some recent researches on lead isotope abundances. — M. TATSUMOTO, C. C. PATTERSON: The concentration of common lead in sea water. — E. D. GOLDBERG, M. KOIDE: Rates of sediment accumulation in the Indian Ocean. — H. CRAIG: The natural distribution of radiocarbon: mixing rates in the sea and residence times of carbon and water. — D. LAL: On the investigations of geophysical processes using cosmic ray produced radioactivity. — P. EBERHARDT, J. GEISS, H. LUTZ: Neutrons in meteorites. — F. BEGEMANN: The tritium content of atmospheric hydrogen and atmospheric methane. — H. v. BUTTLAR: Tritium in rainwater. — M. M. BISWAS, C. MAYER-BÖRCKE, W. GENTNER: Cosmic ray produced Na^{22} and Al^{26} activities in chondrites. — G. J. WASSERBURG, E. MAZOR, R. E. ZARTMAN: Isotopic and chemical composition of some terrestrial natural gases. — P. SIGNER, H. E. SUESS: Rare gases in the sun, in the atmosphere and in meteorites. — B. HIRT, G. R. TILTON, W. HERR, W. HOFFMEISTER: The half-life of ^{187}Re . — E. J. ZELLER, L. B. RONCA: Reversible and irreversible thermal effects on the thermoluminescence of limestone. — Author Index — Subject Index — List of elements and isotopes — Some chemical compounds.

Wie aus dieser Zusammenstellung hervorgeht, muß man den Titel des Buches sehr weit auffassen. Die Gesamtheit der Beiträge gibt einen guten Eindruck von den vielfältigen Beziehungen, neuen Methoden und Ergebnissen der Isotopen-Geophysik. Für die Physik des Erdkörpers sind die ersten beiden Beiträge besonders wichtig.

K. JUNG (Kiel)

D. H. GRIFFITHS und R. F. KING: *Applied Geophysics*. Pergamon Press; Oxford, London, Edinburgh, New York, Paris, Frankfurt. 223 S., 1965.

Das vorliegende Buch eignet sich nicht nur, wie im Vorwort angegeben für Ingenieure und Geologen, die sich praktisch in der angewandten Geophysik betätigen wollen, sondern vornehmlich auch für Studenten der Fachrichtungen Physik, Geophysik und Geologie, die sich über dieses heute sehr wichtige Gebiet informieren wollen ohne damit beruflich beschäftigt zu sein.

Mit Rücksicht auf den begrenzten Umfang des Buches wurde offensichtlich weniger auf detaillierte Ausführlichkeit als auf optimale Übersichtlichkeit Wert gelegt. Trotzdem erhält man aber einen fast lückenlosen Einblick in die Arbeitsweise der angewandten Geophysik. Sämtliche klassische Methoden wie Geoelektrik, Seismik, Geomagnetik und Gravimetrie werden ausreichend behandelt. Neben den notwendigsten theoretischen Grundlagen werden auch die apparativen Erfordernisse sowie die Auswertung und Deutung der Meßergebnisse, unterstützt durch gute Abbildungen, klar hervorgehoben. Die Anwendung kernphysikalischer Methoden, elektromagnetische Prospektion, Bohrlochmessungen und elektrische Impulsverfahren werden ebenfalls in einem Kapitel beschrieben, stehen allerdings gegenüber den klassischen Verfahren etwas im Hintergrund. Eine gute Hilfe für weitergehende Interessen bildet ein für jedes Gebiet gesondert aufgeführtes Literaturverzeichnis.

Für den deutschen Leser mit normalen englischen Sprachkenntnissen bieten sich keinerlei Schwierigkeiten. Man spürt in jedem Abschnitt die pädagogische Erfahrung der Verfasser, was sich in einer erfreulichen Klarheit des Textes und des Aufbaus ausdrückt. Da dies ohne Verzicht auf wesentliche Einzelheiten möglich war, verdient das Buch unter der Vielzahl ähnlicher Veröffentlichungen eine Sonderstellung.

D. MAYER-ROSA

SEISMOS



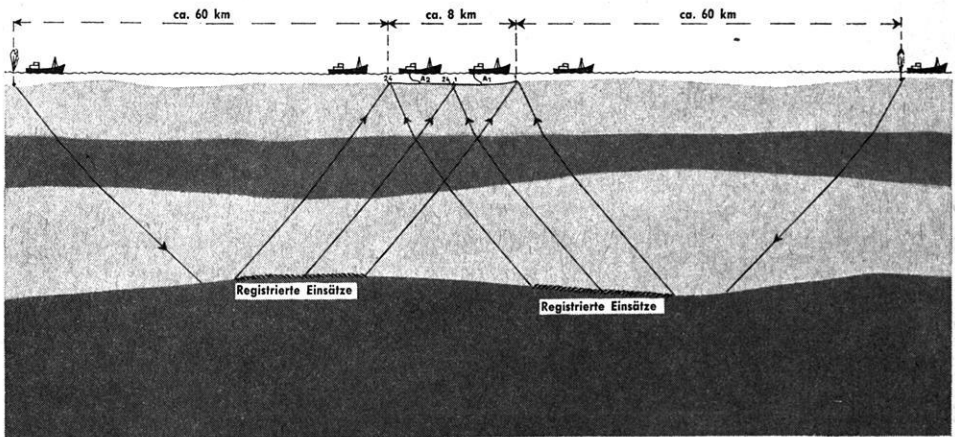
die älteste bestehende
geophysikalische Firma der Welt

modern in ihren Methoden und
Geräten

Analog- und Digitalseismik

erforscht den tiefen Untergrund bis
zur Moho-Diskontinuität

mit
Refraktionsseismik in der Nordsee



SEISMOS

Von der Messung bis zum Endbericht

Integrierte Datenverarbeitung in der angewandten Geophysik

Mit problemorientierten Programmsystemen



PRAKLA-SEISMOS · RECHENZENTRUM

CONTROL DATA 3300



plant
untersucht
schafft Grundlagen

GEOPHYSIK IN ALLER WELT

3000 HANNOVER 1 · POSTFACH 4767 · RUF: 8 07 21 · FERNSCHREIBER: 92 2847 · DRAHT: PRAKLA
Amsterdam · Ankara · Brisbane · Djakarta · Kuala-Belait · Madrid · Rio de Janeiro · Tripolis · Wien