

1 Z 22174 F

Dezember

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 32

1966

Sonderheft 



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

INHALTSVERZEICHNIS

SIEDLER, G.: Zum Mechanismus des Wasseraustausches zwischen dem Roten Meer und dem Golf von Aden	335
JACOBY, W.: Schweremessungen auf Helgoland — Auswertung mit Ausgleichsverfahren	340
PÍCHA, J.: Einige Ergebnisse der Erdzeitenbeobachtungen in der ČSSR	352
TOMCZAK, M., jun.: Über winderzeugte interne Wellen	357
HIRSCHLEBER, H. B. und H. MENZEL: Das Amplituden-Ladungs-Gesetz für Sprengungen im Kleinen Belt	365
GUTDEUTSCH, R.: Modellseismische Experimente über die Ausbreitung von Rayleighwellen an keilförmigen Schichten	372
SCHNEIDER, G., SCHICK, R. and H. BERCKHEMER: Fault-plane Solutions of Earthquakes in Baden-Württemberg	383
JAESCHKE, R.: Upper Atmosphere Winds Deduced from Vapour Trail Drifts	394
RAWER, K.: Ionosphären-Messungen bei zwei Raketen-Aufstiegen in der Sahara	409
MÜHLEISEN, R.: Sferiks von ozeanischen Gewittern und luftelektrische Feldstärke über dem Atlantik während der Expedition 1965 des deutschen Forschungsschiffes „Meteor“	419
STEVING, E.: Erdmagnetische Tiefsondierung mit 9 gleichzeitig registrierenden Pulsationsstationen zwischen Göttingen und Goslar	422
VOELKER, H.: Beobachtungen von pt's auf einer Stationskette von Nordskandinavien bis Deutschland	434
ZÜRN, V.: Statistische Untersuchungen über langperiodische Pulsationen des erdmagnetischen Feldes	448
SAXOV, S. and N. ABRAHAMSEN: Some Geophysical Investigations in the Faroe Islands	455
SEIDL, D., MÜLLER, ST. und L. KNOPOFF: Dispersion von Rayleigh-Wellen in Südwestdeutschland und in den Alpen	472
WANIEK, L. und V. SCHENK: Modellseismischer Beitrag zur Deutung des Krustenaufbaues in der bayerischen Molasse	482
GIESE, P.: Neue Gesichtspunkte zur Gliederung der Erdkruste auf Grund refraktionsseismischer Messungen	488
BERKTOLD, A.: Erste Auswertung von Messungen des zeitlich variablen erdmagnetischen Feldes entlang eines Profiles vom Oberpfälzer Wald bis zu den Kitzbüheler Alpen	492
SENGPIEL, K.-P.: Das induzierte erdelektrische Feld, beobachtet längs zweier Profile durch die bayerische Molasse	502
LATKA, R.: Modellrechnungen zur Induktion im elektrisch leitfähigen Untergrund	512
FRITSCH, V.: Geoelektrische Probleme der elektrischen Bodenverfestigung	518
SCHOPPER, J. R.: Untersuchungen über elektrische und hydraulische Eigenschaften poröser Gesteine	525
SOFFEL, H. und N. PETERSEN: Druckabhängigkeit der magnetischen Bereichsstrukturen von natürlichem Magnetit	531
RAMMNER, R.: Ausgewählte Beispiele geoelektrischer Meßtätigkeit	532
DAVID, E.: Großmeteoriteneinschläge und Tektite	539

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

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1966

Zum Mechanismus des Wasseraustausches zwischen dem Roten Meer und dem Golf von Aden

Von G. SIEDLER, Kiel¹⁾

Zusammenfassung: Es wird eine Beschreibung einiger Ergebnisse der Untersuchungen gegeben, die mit dem Forschungsschiff „Meteor“ im November und Dezember 1964 am Südausgang des Roten Meeres durchgeführt wurden. Das Auftreten einer Dreischichtung von Temperatur und Salzgehalt sowie einer Zweischichtung der Stromverteilung mit einem besonderen Maximum der Geschwindigkeit in der Unterschicht werden diskutiert. Die Beziehungen zwischen den Tiefenlagen von Dichtegrenzflächen und Stromgrenzflächen werden aufgezeigt. Die Existenz von internen Gezeitenwellen und das wahrscheinliche Auftreten von internen Kanaleigenschwingungen wird festgestellt. Anschließend wird der Zusammenhang zwischen der Windgeschwindigkeit, dem mittleren Einstrom in das Rote Meer und dem Wasserstand am Pegel Aden diskutiert.

Summary: A description is given of some results that have been received during the investigation in the Strait of Bab el Mandeb in November and December 1964 on R/V METEOR. The following problems are discussed: Three-layer-distribution of temperature and salinity and two-layer-distribution of current velocity with a special maximum in the lower layer, dependence of the depth of the current boundary layer on the depths of density boundary layers, existence of internal tides, probable existence of internal seiches in the channel, dependence of the inflow into the Red Sea and the water level in Aden on the wind velocity distribution.

Die physikalischen Vorgänge in Meeresstraßen haben in der Ozeanographie schon früh besonderes Interesse gefunden, denn sie bieten die Möglichkeit, die Wechselwirkungen von Ozeanen und Nebenmeeren zu untersuchen und die dabei auftretenden turbulenten Vermischungsvorgänge kennenzulernen. Nicht zuletzt stellen sie ausgezeichnete Beispiele für Gebiete mit einem starken Einfluß der Boden- und Küstengestalt auf die Bewegungsvorgänge im Meere dar. Die Meeresstraße von Bab el Mandeb zwischen dem Roten Meer und dem Indischen Ozean nimmt dabei noch insofern eine Sonderstellung ein, als das im Monsunrhythmus schwankende und über viele Monate jeweils sehr konstante Windsystem in der Umgebung dieser Straße leicht übersehbare Verhältnisse schafft.

Es ist seit den ersten englischen Untersuchungen (H. J. GEDGE 1898) bekannt, daß sich normalerweise bei Bab el Mandeb eine Zweischichtung der Stromverteilung mit einem Einstrom ins Rote Meer nahe der Oberfläche und einem Ausstrom in Bodennähe ergibt. Der Wind kommt in der Umgebung von Bab el Mandeb im Sommer aus

¹⁾ Dr. G. SIEDLER, Institut für Meereskunde der Universität Kiel, 23 Kiel, Niemansweg 11.

NNW und im Winter aus SSO. Man muß also erwarten, daß winderzeugte Strömungen den Einstrom im Winter verstärken und im Sommer abschwächen. Im Sommer beobachtet man sogar häufig eine Umkehr des mittleren Oberflächenstromes, so daß eine zeitweise Dreischichtung im Strom anzunehmen ist. Diese Annahme ist allerdings bis heute noch nicht durch direkte Strommessungen belegt worden.

Die Expedition von F. S. „Meteor“ in den Indischen Ozean diente unter anderem dem Zweck, in einer speziellen Untersuchung der Meeresstraße von Bab el Mandeb verschiedene Probleme des Wasseraustausches während des Winters zu klären. Es sollen hier einige der Ergebnisse beschrieben werden, die sich auf den Mechanismus des Wasseraustausches in der Meerenge selbst beziehen¹⁾.

Vor Beginn der Expedition waren vor allem aus italienischen Messungen der Jahre 1923—1924 (F. VERCELLI 1927, M. PICOTTI 1927) Angaben darüber bekannt, daß ein starker Gezeiteinfluß auf die Schichtungs- und Strömungsverhältnisse besteht. Eine wichtige Frage bei den Untersuchungen auf F. S. „Meteor“ bestand darin, die Natur und Größe dieser Variationen festzustellen. Dazu waren wiederholte Strom- und Dichtemessungen mittels verankerter Geräte und vom verankerten Schiff aus nötig. Die gerade in den letzten Jahren in der Ozeanographie erheblich weiterentwickelte Meßtechnik gab ferner die Möglichkeit, aus kontinuierlichen Messungen der vertikalen Verteilung von Temperatur, Salzgehalt und Strom Angaben über die Feinstruktur der Wassermassen und ihre kurzzeitigen Änderungen zu erhalten.

Eine Zusammenstellung der Bathysonden-Messungen für einen Längsschnitt vom südlichen Roten Meer zum inneren Golf von Aden ergab das im Prinzip vor allem von der „John Murray“-Expedition (E. F. THOMPSON 1939) bekannte Bild einer bodennahen Schicht salzreichen Wassers, die sich durch die Meerenge hindurch zum Golf von Aden hin verfolgen läßt.

Die für den Wasseraustausch entscheidende Schwelle von ca. 100 m Tiefe liegt in der Nähe der Hanish-Inseln, eine weitere wichtige Schwelle mit ca. 170 m Tiefe liegt etwa 10 sm nördlich der Meerenge.

Die stärkste Konzentration der Stromlinien tritt in der Meerenge bei Perim auf. Das Schwergewicht der Messungen wurde daher auf die Meerenge selbst gelegt. Das Forschungsschiff „Meteor“ war während 2½ Tagen dort auf Station 62 verankert. Im Abstände von 3 bzw. 1,5 Stunden wurden mit der Bathysonde die Vertikalverteilungen von Temperatur und elektrischer Leitfähigkeit und mit einem Savoniusrotorstrommesser die Vertikalverteilungen der Stromgeschwindigkeit gemessen.

Die Messungen ergaben im wesentlichen folgendes: Kennzeichnend sind das Auftreten einer Dreischichtung in der Temperatur- und Salzgehaltsschichtung mit weitgehend homogenen Deck- und Bodenschichten und einer Zwischenschicht, die eine starke Feinstruktur mit raschen zeitlichen Änderungen erkennen läßt. Die Zwischenschicht stellt offenbar den Vermischungsbereich der beiden Ausgangswasserarten aus

¹⁾ Die vollständige Veröffentlichung der Untersuchungsergebnisse ist in den „Meteor“-Forschungsergebnissen, Reihe A vorgesehen.

den mittleren Tiefen des Roten Meeres und dem oberflächennahen Bereich des Golfs von Aden dar. Besonders deutlich wird dieser Umstand, wenn man für eine Reihe von Stationen von der Meerenge aus in den Golf von Aden hinein die TS-Diagramme zusammenstellt.

In der Meerenge liegen alle Werte praktisch auf einer Geraden, kennzeichnen also Mischprodukte der beiden genannten Wasserarten. Beim Eintritt in den Golf von Aden zeigen sich Beimischungen des Golf von Aden — Wassers aus mittleren Tiefen, wobei jetzt eine starke Feinstruktur der TS-Kurven für mittlere Tiefen auftritt. Daraus läßt sich schließen, daß in der Vermischungszone Wasserelemente unterschiedlichen Vermischungsgrades mit beträchtlicher Ausdehnung auftreten. Die Feinstruktur der oben diskutierten Temperaturvertikalverteilungen ist daher als Ergebnis solcher Vermischungserscheinungen anzusehen. Die Messungen zeigen ferner eine deutliche Vertikalverschiebung der internen Dichte-Schichtgrenzen im eintägigen Gezeitenrhythmus.

Die Vertikalverteilungen der Stromgeschwindigkeit in der Meerenge zeigen die erwartete Zweiteilung mit Einstrom ins Rote Meer oben und Ausstrom unten. Die Grenzfläche zwischen einströmenden und ausströmenden Wassermassen ist größeren Vertikalverschiebungen ausgesetzt als die Dichtegrenzflächen.

Die wiederholten Messungen gestatten es nun, die mittleren Vertikalverteilungen für die verschiedenen Größen, bezogen auf den Zeitraum der Verankerung des Schiffes, anzugeben. Nach Modellrechnungen von A. DEFANT (1930) sind für Ober- und Unterstrom je ein etwa parabolisches Profil zu erwarten. Die mittlere Stromverteilung bestätigt das für die Oberschicht, zeigt aber ein Zwischenmaximum im oberen Teil der Unterschicht. Eine Erklärung für diese Erscheinung findet man bei der Betrachtung der Bodengestalt in der Nähe der Meerenge. Die Ankerstation lag ca. 10 sm südlich des Abfalls der 170 m tiefen Schwelle. Offenbar breitet sich der Unterstrom hier zunächst mehr oder weniger als Freistrah aus und bedingt damit ein Maximum der Stromstärke im oberen Teil des Ausstrombereichs.

Die Messungen der Dichte- und Stromverteilung waren auch im Hinblick auf eine spezielle Fragestellung durchgeführt worden. Es ist von verschiedenen Meeresstraßen bekannt, daß die Tiefenlage der Wasserartgrenzen nicht mit derjenigen der Stromgrenzen übereinstimmt. Für den Fall ausschließlich durch das Druckfeld bestimmter Strömungen lassen sich die relativen Tiefenlagen dieser Grenzflächen bei Annahme eines ebenen Dreischichtenmodells und konstantem virtuellem Zähigkeitskoeffizienten berechnen, wobei eine ebene Oberfläche und entgegengesetzt geneigte, ebene und parallele interne Grenzflächen vorausgesetzt werden.

Die Dichte wird in Ober- und Unterschicht konstant, in der Zwischenschicht nach einer e -Funktion ansteigend angesetzt. Folgende Voraussetzungen sollen gelten: Stationäre Verhältnisse, vernachlässigbare Corioliskraft, vernachlässigbare Vertikalgeschwindigkeit, vernachlässigbare Horizontalbeschleunigung, konstanter Oberflächendruck, keine äußeren Kräfte, vernachlässigbare Kompressibilität des Meerwassers.

Berechnet man nun für die angenäherte spezielle Dichteverteilung in der Meerenge von Bab el-Mandeb nach diesem Modell die Tiefenlage Z der Stromgrenze für den Fall des Gleitens bzw. Haftens am Boden, so erhält man:

$$Z_G = 158 \text{ m} \quad Z_H = 135 \text{ m}$$

Der gemessene Wert liegt jedoch bei $Z = 77 \text{ m}$, also erheblich höher. Das Ergebnis zeigt, daß in der Meerenge noch kein Ausgleich der Stromverteilung in der Form stattgefunden hat, wie sie als Folge einer ausschließlichen Wirkung des Druckfeldes auf die Tiefenlage der Stromgrenze bei konstanter Bodentiefe zu erwarten wäre. Das stützt die anfangs geäußerte Annahme, daß in diesem Gebiet mit einem Feinstrahlverhalten des ausströmenden Rot-Meer-Wassers zu rechnen ist.

Es wurde zu Beginn gesagt, daß periodische Variationen der Schichtung und Strömung im Gezeitenrhythmus in der Meeresstraße auftreten. Ein Teil der Untersuchungen befaßte sich damit, diese periodischen Variationen mit Hilfe verankerter, automatisch registrierender Strommesser zu erfassen und im Hinblick darauf zu analysieren, welche Gezeitenperioden eine Rolle spielen und ob neben den normalen Gezeitenwellen und internen Gezeitenwellen auch interne Querschwingungen der Meeresstraße auftreten.

W. KRAUSS (1966) hat für rechteckige Becken mit einer Dreischichtung der Dichte nach Art des vorhin beschriebenen Modells eine allgemeine Lösung der Bewegungsgleichungen bzw. eine Bedingungsgleichung für die Perioden interner Eigenschwingungen angegeben. Die Kanalquerschnitte in der Meerenge und über der nördlich gelegenen 170-m-Schwelle wurden durch Rechteckprofile angenähert, wobei als Kanalbreite die mittlere Breite der für die Entstehung interner Querschwingungen entscheidenden inhomogenen Zwischenschicht angesetzt wurde. Die berechneten Amplitudenspektren konnten mit den so vorausberechneten Perioden verglichen werden.

Die Amplitudenspektren z. B. der Strommessungen über der 170-m-Schwelle lassen die eintägige und halbtägige Gezeitenperiode erkennen, ferner Flachwassergezeiten mit Perioden bei 8 und 6 Stunden. Ein deutliches Maximum erscheint bei 5 Stunden, einer Periode, die sich aus den obengenannten Berechnungen hier als Lösung 1. Ordnung des berechneten Modells ergibt. Es ist allerdings nicht völlig sicher, ob es sich hier tatsächlich um eine Eigenschwingung des Kanals oder um die 4. Oberwelle der eintägigen Gezeit handelt. Da dies Maximum aber so eindeutig nur dort auftritt, wo eine interne Eigenschwingung dieser Periode berechnet wurde, ist eine interne Querschwingung des Kanals wahrscheinlich.

Die besonderen Windverhältnisse zur Zeit der „Meteor“-Untersuchungen gestatten die zumindest qualitative Beantwortung der Frage nach dem Windeinfluß auf die Stärke des Einstroms in das Rote Meer. Während des zweiten Teils der Messungen, also zu einem Zeitpunkt, an dem bereits verankerte Strommesser seit längerer Zeit registrierten, trat ein erheblicher Anstieg der Windstärke auf. Während etwa 10 Tagen lagen die Windstärken um 1–2 Bft über den mittleren Werten dieser Jahreszeit. Um festzustellen, ob zwischen den Reststromdaten und der Windstärke eine Korrelation

besteht, wurden die 25stündig übergreifenden Mittel der Stromkomponenten in Kanalrichtung berechnet und mit den auf „Meteor“ gemessenen Windstärken, außerdem aber auch mit den ebenso gemittelten Pegelwerten von Aden verglichen.

Als Ergebnis erhält man einen mit den erhöhten Windstärken verknüpften erheblich verstärkten Einstrom in das Rote Meer bei gleichzeitiger Abnahme des Wasserstandes am Pegel Aden. Offenbar wirken dabei direkter Windschub in der Meeresstraße und Windstau im westlichen Golf von Aden zusammen.

Die Ergebnisse der Messungen zum Wasseraustausch in der Meerenge von Bab el Mandeb lassen sich also in folgender Weise zusammenfassen:

1. Es besteht eine Dreischichtung der Dichte mit einer rasch veränderlichen, stark strukturierten Vermischungszone.
2. Es besteht, zumindest während des Winters, eine Zweischichtung der Strömung mit einem relativ hoch liegenden Maximum der Ausstromgeschwindigkeit als Folge der der Schwellenüberströmung.
3. Es existieren interne Gezeitenwellen ein- und halbtägiger Periode, aber auch mit Flachwasserzeitenperioden. Auch interne Querschwingungen im Kanal treten mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit auf.
4. Erhöhte Windstärken im Winter verursachen durch Windschub in der Meeresstraße, vor allem aber durch Windstau und eine resultierende Niveaueverschiebung der Dichteflächen eine Zunahme des Einstroms in das Rote Meer.

Die beschriebenen Untersuchungen wurden mit Mitteln der Deutschen Forschungsgemeinschaft durchgeführt.

Literatur

- DEFANT, A.: Die Bewegungen und der thermohaline Aufbau der Wassermassen in Meeresstraßen. Sitzungsberichte der Preußischen Akademie der Wissenschaften, Phys.-Math. Klasse, XIV, 1930.
- GEDGE, H. J.: Report on the undercurrents in the Straits of Ba-el-Mandeb from observations by Lieutenant and Commander H. J. GEDGE, R. N. H. M. S. STORK. London, 1898.
- KRAUSS, W.: Methoden und Ergebnisse der Theoretischen Ozeanographie, Bd. II. Interne Wellen. Berlin, 1966.
- PICOTTI, M.: Campagna idrografica nel mar rosso della R. N. „Ammiraglio Magnaghi“ 1923—23, Ricerche di oceanografia chimica. Annali Idrografici 11, Genova, Istituto Idrografico della Regia Marina, 1927.
- THOMPSON, E. F.: Chemical and physical investigations. The exchange of water between the Red Sea and the Gulf of Aden over the „Sill“. John Murray Expedition 1933—34, Scientific Reports, 2 (4), 105—119, 1939.
- VERCELLI, F.: Campagna idrografica della R. N. „Ammiraglio Magnaghi“ 1923—24, Ricerche di oceanografia fisica. Annali Idrografici 11, Genova, Istituto Idrografico della Regia Marina, 1927.

Schweremessungen auf Helgoland — Auswertung mit Ausgleichsverfahren

Von W. JACOBY, Kiel¹⁾

Zusammenfassung: Ein dichtes Stationsnetz und möglichst genaue Reduktionen (mit Hilfe digitaler Rechenanlagen) bilden die Grundlage verschiedener Ausgleichungen. Dabei werden folgende Ziele angestrebt:

1. Darstellung der Schwereanomalie im Meeresniveau,
2. Bestimmung des vertikalen Störgradienten und der Gesteinsdichte (der topogr. Massen) und
3. Verbesserung eines geologischen Modells und Berechnung der Dichten seiner Teilkörper.

Summary: The least squares method is used to separate different influences on gravity distribution on Heligoland:

- 1) the effect of bodies at depth, i. e. the anomaly at sea level,
- 2) influence of altitude or vertical gradient, and effect of topography or rock density,
- 3) the influence of different units in the buried geology (treated in another way) with reference to densities.

A model is derived for the geology at depth.

In 227 Punkten wurde die Schwere auf Helgoland und der Düne z. T. mit einem ASKANIA-Gravimeter GS11, teilweise mit einem WORDEN-Gravimeter (Typ Master) gemessen. Das Ergebnis ist mit Isogammen der BOUGUER-Anomalie wiedergegeben (Abb. 1). Ihre Beträge von 1,5 bis 5,5 mgal beziehen sich auf einen willkürlich gewählten Nullpunkt. (Es interessiert bei der Auswertung nur die relative Schwereverteilung.) Die Anomalie gegen das Potsdamer Schweresystem erreicht —24 mgal im SW des Meßgebietes.

Abgesehen von einer gewissen Unruhe in der Umgebung des Felsens ist das **Schwerefeld** einfach: Von der SW-Küste Helgolands steigt die Schwere um 4 mgal zur Düne hin an. Die geologisch-morphologische Karte (Abb. 2) aus einer Arbeit von P. WURSTER [1962] zeigt, daß die Isogammen dem umlaufenden geologischen Streichen weitgehend ähneln. Es steht Buntsandstein, Muschelkalk und Kreide an. Die Schichten tauchen nach NE zur Düne hin ein. Im SW verläuft eine große Verwerfung, die sog. Hauptverwerfung, jenseits der wieder Kreide ansteht.

Bei der **Auswertung** lag das Schwergewicht in dem Versuch, dem Gedanken NETTLETONS [1939] folgend, aus dem gemessenen Schwerefeld die Gesteinsdichte der topo-

¹⁾ Dr. W. JACOBY, Institut für Geophysik der Christian-Albrechts-Universität, 23 Kiel, Olshausenstraße 40.



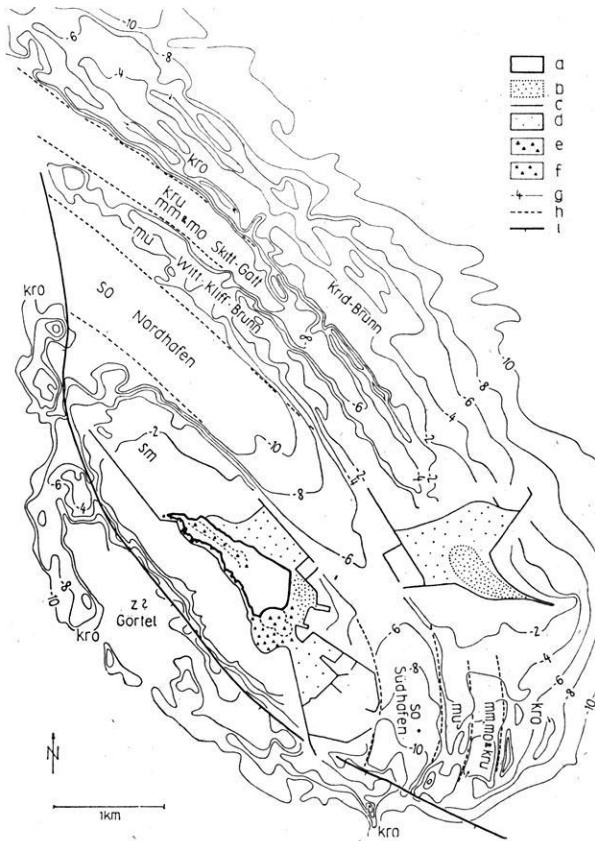


Abb. 2: Morphologische und geologische Gliederung Helgolands und der umgebenden Meeresgründe — aus P. WURSTER [1].

a = Felsinsel, b = alte Sandflächen, c = Schutzmauern, d = künstlich aufgespülte Sandflächen, e = Sprengtrichter, f = Sprengschutt, g = Tiefenlinien, h = Schichtgrenzen, i = Hauptverwerfung, z = Zechsteinsalz, in geringer Tiefe anstehend, sm = Mittlerer, so = Oberer Buntsandstein, mu = Wellenkalk, mm = Mittlerer, mo = Oberer Muschelkalk, kru = Unterkreide, kro = Oberkreide.

graphischen Massen und auch den Vertikalgradienten der Schwere zu bestimmen — oder anders ausgedrückt, das Schwerefeld möglichst gut in seine Teile zu zerlegen — und zwar mit Hilfe der Ausgleichsrechnung. Daß es sich dabei nur um einen Versuch handeln kann, liegt an der grundsätzlichen Vieldeutigkeit möglicher Massenverteilungen zu einem gegebenen Schwerefeld. Das Ausgleichsverfahren sei kurz behandelt, da ich dabei einen etwas anderen Weg gegangen bin, als er in verschiedenen Arbeiten über diesen Themenkreis beschrieben wird [JUNG 1943, JUNG 1953, BARANOV 1944, JUNG 1955, JUNG 1959, GASSMANN 1960, GASSMANN u. MÜLLER 1962].

Der mit dem Gravimeter gemessene Schwereunterschied δg gegen einen Basispunkt setzt sich im wesentlichen zusammen aus dem Einfluß des normalisierten Erdellipsoids δg_{norm} , dem Einfluß der Höhe über NN oder der Niveaue Wirkung δg_{ni} , der Wirkung der topographischen Massen (Insel und Meer) δg_{top} und der Wirkung von Störkörpern im Untergrund δg_s :

$$\delta g = \delta g_{\text{norm}} + \delta g_{\text{ni}} + \delta g_{\text{top}} + \delta g_s. \quad (1)$$

Für die Niveaue Wirkung gilt genau genug:

$$\delta g_{\text{ni}} = \left. \frac{\partial g}{\partial h} \right|_{h=0} \cdot h. \quad (2)$$

Die Wirkung der topographischen Massen ist etwa $\sigma \cdot t$, wobei t die mit der Dichte 1 berechnete Schwerewirkung der topographischen Massen ist.

$$\delta g_{\text{top}} = \sigma \cdot t, \quad \sigma = \text{mittlere Gesteinsdichte}. \quad (3)$$

Bei Teilkörpern unterschiedlicher Dichte σ_j kann man $\sigma \cdot t$ durch $\sum \sigma_j t_j$ ersetzen.

Eine kurze Zwischenbemerkung zur Berechnung der Schwerewirkung t der topographischen Massen mit der Dichte 1: Grundlage war eine Karte 1:5000 mit Höhenlinien (die ich mir selbst herstellen mußte). Da hohe Anforderungen an die Genauigkeit gestellt waren, habe ich mehrere Verfahren verglichen und hatte den besten Erfolg mit einer Zerlegung der Insel in horizontale Schichten¹⁾. Die Durchführung geschah mit der digitalen Rechenanlage X1. Die Programme sind in ALGOL geschrieben [BAUMANN 1962].

Es ist vorteilhaft, den Vertikalgradienten in seinen Normalanteil und eine zu bestimmende Störung g_h zu zerlegen, ebenso die Dichte in einen geschätzten Wert σ_0 und g_t .

$$\delta g_{\text{ni}} = \left(\left. \frac{\partial g_{\text{norm}}}{\partial h} \right|_{h=0} + g_h \right) \cdot h, \quad \delta g_{\text{top}} = (\sigma_0 + g_t) \cdot t. \quad (4)$$

Zieht man nun die normalen Anteile von der gemessenen Schwere ab, so erhält man die vorläufig reduzierte Schwere, die ich der Einfachheit halber g genannt habe:

$$g = g_h h + g_t \cdot t + \delta g_s. \quad (5)$$

δg_s wird in eine Reihe entwickelt, deren Koeffizienten ebenfalls die Ausgleichung zu liefern hat:

$$\sum_{u=0}^r g_u f_u(x, y) - v(x, y).$$

¹⁾ Es ist geplant, demnächst dieses Verfahren ausführlich zu veröffentlichen.

Die f_u sind Funktionen eines vollständigen Funktionensystems: z. B. Potenzprodukte von x und y , also ein Polynom $P(x, y)$, (die numerische Behandlung wird damit am einfachsten). g_u , g_h und g_t sind konstante Koeffizienten. Das Restglied ($-v$) soll sich wie ein zufälliger Fehler verhalten.

Wenn die Annahmen über die Konstanz von g_h und g_t im Meßgebiet und den Zufallscharakter von v erfüllt sind, was nach der Rechnung zu prüfen ist, so ist der Ausdruck für g (als Funktion der Koordinaten geschrieben) die Fehlergleichung, die der Ausgleichung nach vermittelnden Beobachtungen zugrunde liegt und auf die wahrscheinlichsten Ergebnisse führt:

$$g(x, y) = g_h \cdot h(x, y) + g_t \cdot t(x, y, h) + \sum_{u=0}^r g_u f_u(x, y) - v(x, y) \quad (6)$$

oder abgekürzt:

$$g = g_u f_u + g_h \cdot h + g_t \cdot t - v. \quad (7)$$

Der obige Ansatz führt aber auf falsche Ergebnisse, wenn eine zufällige Beziehung zwischen der Schwereverteilung $\delta g_s(x, y)$, der Verteilung der Höhen $h(x, y)$ und der Werte $t(x, y)$ besteht. Man kann sich helfen, indem man die Entwicklung von g statt mit h und t mit Restfunktionen $H(x, y)$ und $T(x, y)$ durchführt, die von den Funktionen f_u und untereinander unabhängig sind. Diese Restfunktionen ergeben sich aus den Entwicklungen von h bzw. t nach den f_u :

$$h = h_u f_u + H, \quad t = \tau_u f_u + \tau_h \cdot H + T. \quad (8)$$

Hier ist berücksichtigt, daß t auch von der Höhe abhängen kann. Wenn man diese Ausdrücke in die Fehlergleichung für g einsetzt, so erhält man eine neue Fehlergleichung:

$$g = \gamma_u f_u + \gamma_h \cdot H + \gamma_t \cdot T - v, \quad (9)$$

deren Koeffizienten Linearkombinationen der ursprünglichen Koeffizienten sind:

$$\gamma_u = g_u + g_h h_u + g_t \tau_u, \quad \gamma_h = g_h + g_t \tau_h, \quad \gamma_t = g_t. \quad (10)$$

Die gesuchten Koeffizienten g_u , g_h und g_t lassen sich aus den γ berechnen.

Nur wenn sich die Schwereverteilung hinreichend gut mit diesem Ansatz darstellen läßt und wenn die Produkte:

$$\left. \frac{\partial g}{\partial h} \right|_{h=0} \cdot H \quad \text{und} \quad \sigma \cdot T$$

Beträge erreichen, welche die Fehlerbeträge v hinreichend übersteigen, können Vertikalgradient und Dichte zuverlässig bestimmt werden.

Die Restfunktionen erreichen übrigens dort hohe Werte, wo sich die Höhen örtlich stark verändern, in Helgoland also dicht am Felsrand — im Gegensatz zur üblichen Forderung in der Gravimetrie, die Meßpunkte möglichst fern von unruhiger, störender Topographie anzulegen. (Deshalb auch war es nötig, die Werte von t besonders genau berechnen zu können.)

Für die Anwendung der Ausgleichsmethode nach vermittelnden Beobachtungen sind mehr als $r + 3$ Meßstationen nötig, wenn r den Grad des Funktionensystems bedeutet. Die gesuchten Koeffizienten erhält man nach der klassischen Gaußschen Methode mittels Auflösung des linearen Normalgleichungssystems. Der Aufwand an Rechenarbeit ist beträchtlich, kann aber mit Hilfe einer digitalen Rechenanlage gut bewältigt werden.

Man darf die Ausgleichung nicht schematisch anwenden, da systematische Dichtestörungen in den topographischen Massen die Ergebnisse verzerren. Andererseits kann man solche Dichtestörungen aufdecken. So ergab sich bei den ersten Ausgleichungen der Helgoländer Messungen, daß der Einfluß von Schuttmassen berücksichtigt

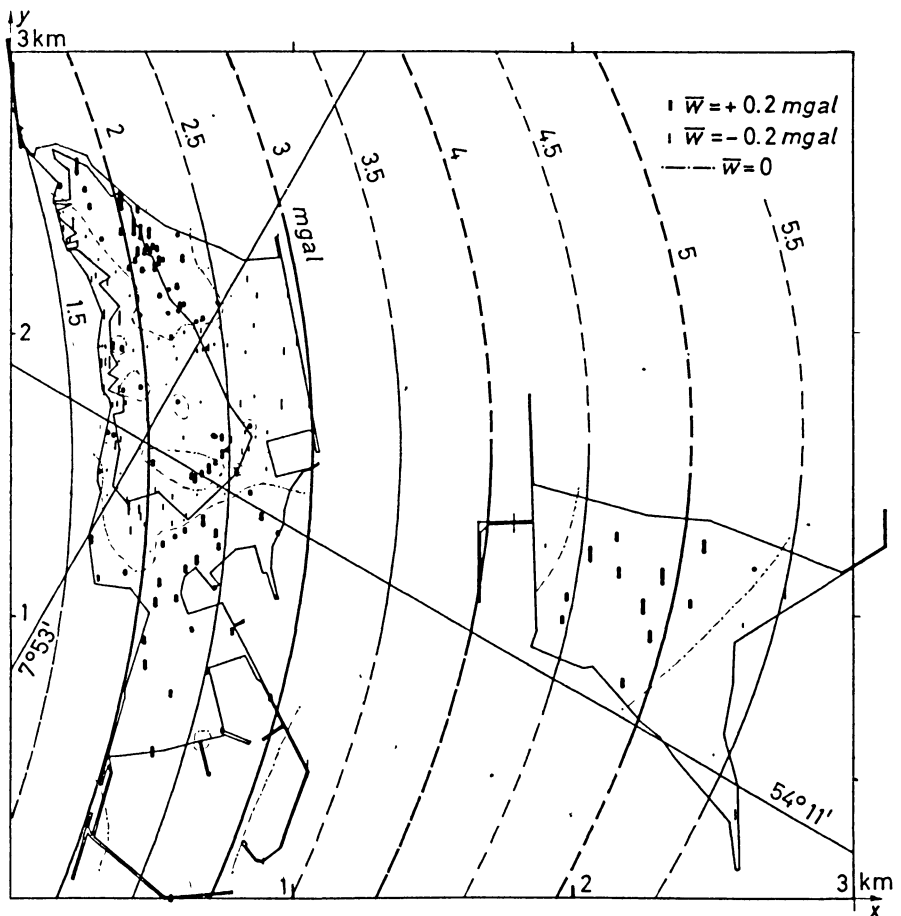


Abb. 3: Isogammen der ausgeglichenen Schwereanomalie $\overline{\delta g_{s_2}}(x, y)$ und Restfeld $\overline{w_2}(x, y)$.

werden mußte, die den Helgoländer Felsen überdecken und z. T. große Halden bilden.

Die **Ergebnisse der Rechnung** sind von den wirklichen Größen deutlich zu unterscheiden und werden deshalb mit einem Querstrich gekennzeichnet.

Zunächst seien die ausgeglichenen Störfelder $\overline{\delta g_{s_2}}$ und $\overline{\delta g_{s_6}}$ mit den zugehörigen Restfeldern $-v(x, y) = \overline{w}(x, y)$ wiedergegeben (Abb. 3, 4). Die Indizes 2 und 6 bedeuten den Grad der benutzten Polynome. Die Abweichungen \overline{w}_i der reduzierten von der ausgeglichenen Schwere in den Meßpunkten (i) sind mit Strichen dargestellt (dicker Strich: $w > 0$, dünner Strich: $w < 0$). Die Nullisogamme des Restfeldes ist strichpunktiert eingetragen. In den Eingangsdaten der Ausgleichung war der Einfluß der Schuttmassen schon berücksichtigt.

Das Störfeld 2. Grades $\overline{\delta g_{s_2}}$ (Abb. 3) macht nochmals die enge Beziehung der Schwere mit dem geologischen Untergrund deutlich. Das Restfeld hat offensichtlich keinen Zufallscharakter, d. h. $\overline{\delta g_{s_2}}$ stellt die Anomalie nicht gut genug dar.

Das Störfeld 6. Grades $\overline{\delta g_{s_6}}$ (Abb. 4) paßt sich der Anomalie schon besser an. Es bleibt aber auch hier ein deutliches Restfeld positiver und negativer Streifen etwa im geologischen Streichen übrig. Mit sinnvollem Aufwand war die Rechnung mit Feldern noch höheren Grades nicht möglich, doch sind die Restfeldbeträge nur noch klein. Lücken im Meßgebiet werden mit der Ausgleichung einigermaßen gut interpoliert; extrapolieren über die Grenzen des Meßgebietes kann man das Schwerfeld aber nicht. Bei $\overline{\delta g_{s_6}}$ (Abb. 4) sind einige Punkte mit geschätzten Schwerewerten außerhalb der Inseln hinzugenommen. Ohne diese Hilfsmaßnahme wäre der Isogammenverlauf schon am Rande des Meßgebietes gestört.

Die Isogammen der Abb. 3 und 4 sind übrigens mit einem Programm berechnet und auf dem Graphomaten Z 64 gezeichnet.

Die besten Ergebnisse für die **Dichte und den Vertikalgradienten** liefert die Ausgleichung mit dem Störfeld 6. Grades, da es sich der Anomalie am besten anpaßt.

Der errechnete Vertikalgradient ist:

$$-0,307 \pm 0,007 \text{ mgal/m.}$$

Der große mittlere Fehler deutet darauf hin, daß der Vertikalgradient im Meßgebiet nicht konstant ist, zumal $\left. \frac{\partial g}{\partial h} \right|_{h=0} \cdot H$ hinreichend große Beträge erreicht. Der normale Gradient nach der Formel für das Internationale Ellipsoid beträgt $-0,3085 \text{ mgal/m.}$

Für die Dichte ergaben sich mehrere ungewöhnlich gut übereinstimmende Werte. Die Ausgleichung lieferte:

$$2,36 \pm 0,02 \text{ g/cm}^3.$$

Eine Dichtebestimmung an Handstücken führte auf den Wert $2,36 \pm 0,01 \text{ g/cm}^3$. Es waren 36 Handstücke von zusammen 110 kg in Luft und Wasser gewogen worden.

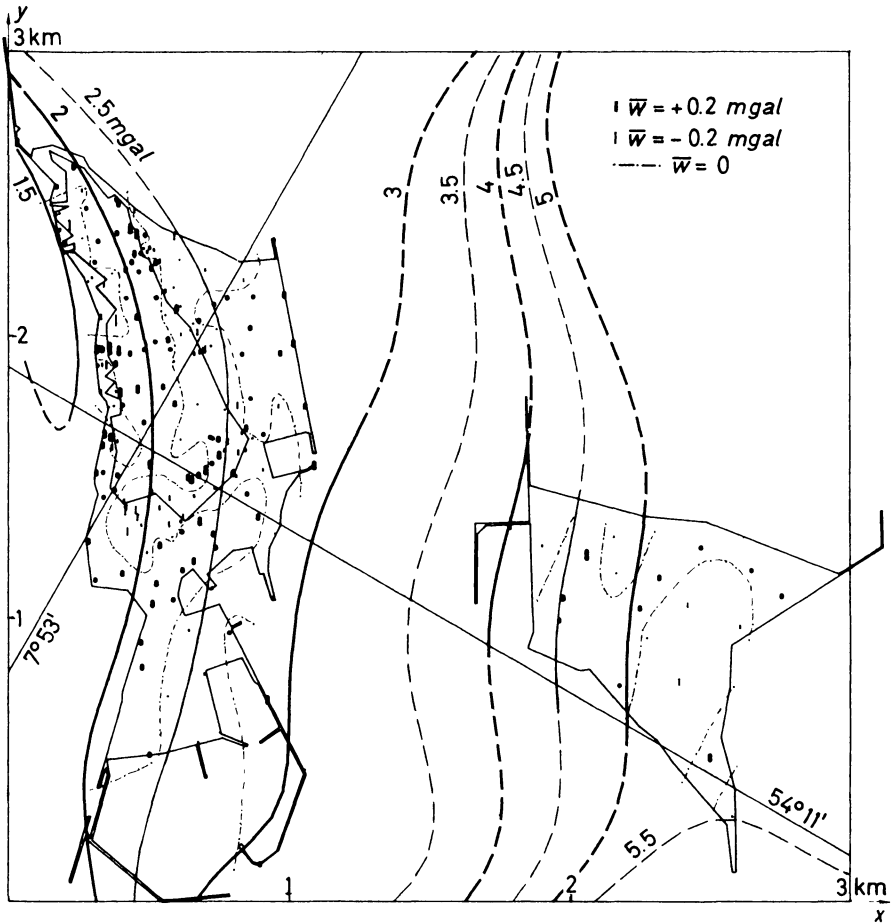


Abb. 4: Isogammen der ausgeglichenen Schwereanomalie $\overline{\delta g_{s6}}(x, y)$ und Restfeld $\bar{w}_6(x, y)$.

Außerdem habe ich für ein Teilgebiet die Ausgleichung mit zwei Teilkörpern der topographischen Massen, dem Felsen und dem Schutt, durchgeführt und kam auf:

$$\begin{aligned} 2,36 \pm 0,06 & \quad \text{für den Felsen und} \\ 2,00 \pm 0,06 & \quad \text{für den Schutt.} \end{aligned}$$

Die Ergebnisse einer Reihe anderer Ausgleichungen (ohne Restfunktionen, ohne Berücksichtigung des Vertikalgradienten, mit Schwerewerten ohne Berücksichtigung der Wirkung der Schuttmassen) weichen etwas voneinander ab. Es zeigte sich, daß der Aufwand an Rechenarbeit bei der Ausgleichung mit Restfunktionen gerechtfertigt ist.

Deutung der Schwereanomalie

Das geologische Bild (Abb. 2) läßt erkennen, daß die Helgoländer Gesteinsschichten eine große Beule bilden, die von Zechsteinsalz emporgewölbt und von der Hauptverwerfung in zwei ungleiche Teile zerlegt wird. Das Salz hat man 1938 in 718 m Tiefe erbohrt. Das Abtauchen der Salzoberfläche nach NE erklärt den Schwereanstieg zur Düne hin.

Zur genaueren Untersuchung wurde aus Streichen und Fallen der geologischen Schichten an der Oberfläche und den Ergebnissen der Tiefbohrung ein räumliches Modell der dem Salz auflagernden Gesteinsscholle konstruiert. Dieses besteht aus folgenden Teilkörpern: 1. Unterer und Mittlerer Buntsandstein (su/sm), 2. Oberer Buntsandstein (so), 3. Muschelkalk (m), 4. Kreide (kr), 5. der als ungestört angenommenen Gesteinsschicht (u) außerhalb der Grenzen der gehobenen Scholle (s. Abb. 5) und 6. einer hypothetischen Stufe (st) im Liegenden des Salzes in etwa 4000 m Tiefe. (Modell A: 1. bis 6., Modell B: 1. bis 5.)

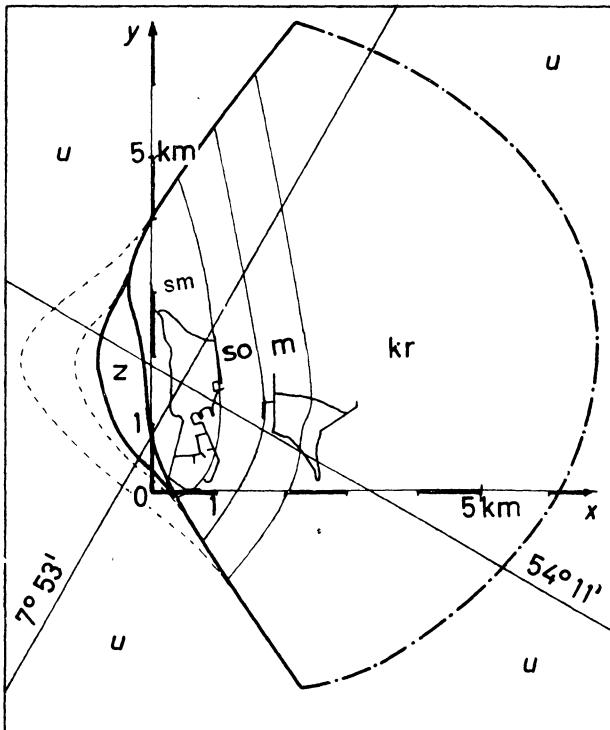


Abb. 5: Übersichtskarte des geologischen Modells.

Die Schwerewirkung des Modells wurde mit dem Schichtenverfahren (s. oben) berechnet und mit der gemessenen und reduzierten Schwere verglichen.

Die Form der Teilkörper habe ich, wie üblich, mit systematischem Probieren verbessert; die Dichten oder besser Dichtedifferenzen σ_j^* der Teilkörper (j) gegen das Salz habe ich mit einer weiteren Ausgleichung bestimmt. Wenn gilt: $\sigma_j^* = \text{const.}$, ist die reduzierte Schwereanomalie $g(x, y)$ eine lineare Funktion der Wirkungen $t_j(x, y)$ der Teilkörper mit der Dichte 1. Der Ansatz:

$$g = g_0 + \sum_{j=1}^p \sigma_j^* t_j - v \quad (11)$$

führt mit Ausgleichung nach vermittelnden Beobachtungen auf die gesuchten Dichteunterschiede gegen Salz. Die Resultate sind in einer Tabelle zusammengefaßt.

Modell A			Modell B		
Störkörper	σ_j^*	σ_j	σ_j^*	$\sigma_{j(1)}$	$\sigma_{j(2)}$
Salz		2.2		2.2	2.17
su/sm	$\pm 0.162 \pm .006$	2.36	$- 0.193 \pm .008$	2.39	2.36
so	$+ 0.081 \pm .006$	2.28	$+ 0.121 \pm .007$	2.32	2.29
m	$+ 0.211 \pm .006$	2.41	$+ 0.259 \pm .005$	2.46	2.43
kr	$\pm 0.105 \pm .013$	2.30	$+ 0.148 \pm .016$	2.35	2.32
u	$\pm 0.143 \pm .004$	2.34	$+ 0.133 \pm .005$	2.33	2.30
st	$+ 0.357 \pm .089$	2.6	—	—	—

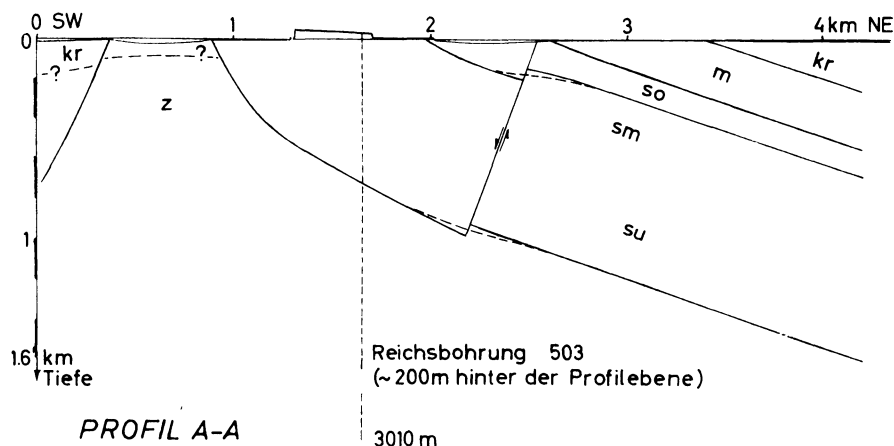


Abb. 6: Geologisches Profil von Helgoland (Lage s. Abb. 7).

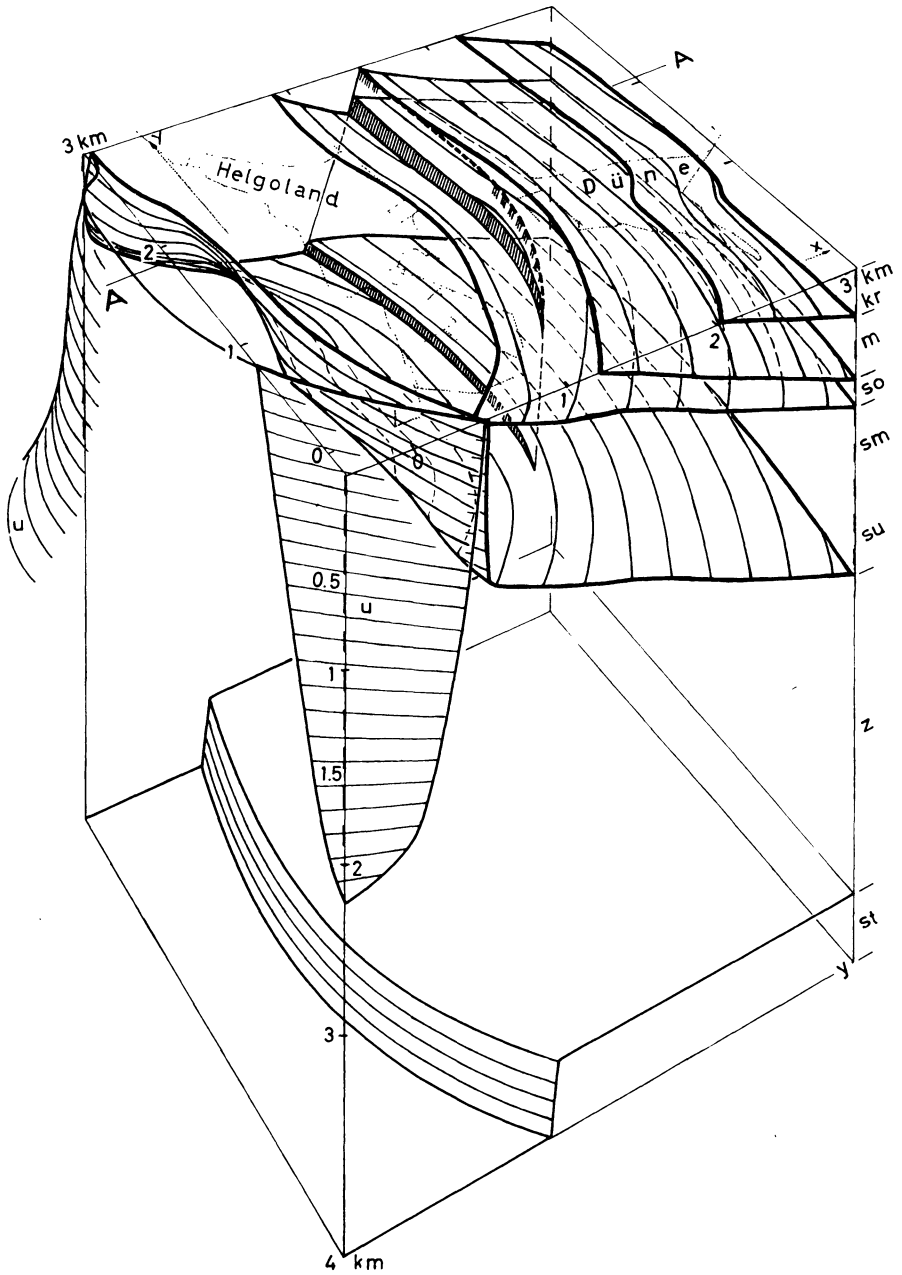


Abb. 7: Blockbild des geologischen Untergrundes von Helgoland (Blick nach N).

Bemerkenswert ist das Ergebnis 2,36 für den Unteren und Mittleren Buntsandstein, der im Helgoländer Felsen zutage tritt, wenn das Salz die Dichte 2,2 hat. Allerdings ist dieser Wert mit der Unsicherheit behaftet, mit der die Dichte des Salzes bekannt ist. Auch die übrigen Werte entsprechen den Erwartungen. Die mittleren Fehler sind ungewöhnlich klein und zeigen, daß beide Modelle ungefähr zutreffen und daß Modell A mit der Stufe (st) die Messungen etwas besser befriedigt als Modell B.

Die Ergebnisse der Modellrechnung werden mit einem Profil (Abb. 6) und einem räumlichen Blockbild (Abb. 7) wiedergegeben.

Die wichtigsten Resultate sind:

1. Das Salz ist längs der Hauptverwerfung im SW Helgolands bis nahe an die Oberfläche mehrere hundert Meter breit aufgestiegen.
2. Zwischen Helgoland und der Düne scheint eine Störung zu verlaufen, die denselben Richtungs- und Hebungssinn wie die Hauptverwerfung hat.
3. Die Annahme einer Stufe im Liegenden des Salzes gleichsinnig mit der Hauptverwerfung in den Deckschichten ist recht wahrscheinlich.

Abschließend kann man, glaube ich, sagen, daß das Ausgleichsverfahren, mit der notwendigen Vorsicht angewandt, eine gute Analyse des gemessenen Schwerfeldes ermöglicht und damit auch die Aussagen über den Untergrund zuverlässiger macht.

Literatur

- BARANOV, V.: Mesure indirecte de la densité des roches a l'aide du gravimètre. Annales de Geophys. 1, 18—24, 1944.
- BAUMANN, R.: ALGOL-Manual der ALCOR-Gruppe. Elektron. Rechenanlagen, H. 5/6, 1961 und H. 2, 1962.
- GASSMANN, F.: Zur gravimetrischen Bestimmung von Gesteinsdichte und Lotkrümmungen in der Erdkruste. Mitteilungen aus d. Inst. f. Geophysik, Nr. 37, Zürich 1960, 1—11.
- GASSMANN, F. u. P. MÜLLER: Gravimetrische Bestimmung der Gesteinsdichte und der Lotkrümmungen für den Punkt St. Anton des Basis-Vergrößerungsnetzes Heerbrugg. Mitteilungen aus d. Inst. f. Geophysik, Nr. 40, 1—20, Zürich 1962.
- JUNG, K.: Über die Bestimmung der Bodendichte aus den Schweremessungen. Beitr. z. angew. Geophysik 10, 154—164, 1943.
- , Zur Bestimmung der Bodendichte nach dem Nettleton-Verfahren, Z. f. Geoph. 19 (Sonderbd.), 54—58, 1953.
- , Zur Dichtebestimmung nach dem Nettleton-Verfahren. Erdöl und Kohle 8, 401—402, 1955.
- , Zur gravimetrischen Bestimmung der Bodendichte. Gerlands Beitr. 68, 268—279, 1959.
- NETTLETON, L. L.: Determination of density for reduction of gravity observations. Geophys. 4, 176—183, 1939.
- WURSTER, P.: Geologisches Portrait Helgolands. Die Natur, Jg. 70, H. 7/8, 135—150, 1962.

Einige Ergebnisse der Erdzeitenbeobachtungen in der ČSSR

Von J. PÍCHA, Praha¹⁾

Zusammenfassung: Bei dem Erdzeitenstudium in der ČSSR wurde die Aufmerksamkeit den verschiedenen Teilproblemen gewidmet. In diesem Referat wird über einige unseren bisherigen Ergebnisse kurz berichtet. Es handelt sich um folgende Probleme:

1. Nullpunktsgänge der einfachen Horizontalpendel und ihre Analysen.
2. Bestimmung der Empfindlichkeit des Horizontalpendels.
3. Vergleich der verschiedenen Methoden der harmonischen Analysen.
4. Ausnutzung der Effekte auf den Aufzeichnungen, die nicht vom Gezeitenursprung sind, bei dem Studium der Bergschläge und der rezenten Krustenbewegungen.
5. Vergleichsmessungen an derselben Gezeitenstation zwischen verschiedenen Gerätetypen zur Feststellung der eventuellen systematischen Gerätefehlern.

Summary: During the study of the Earth's tides in Czechoslovakia, attention was paid to various partial problems. This paper will give brief information on some of the results obtained so far. The following problems are treated:

1. Drift of the zero-position of simple horizontal pendulums and their analyses.
2. Determination of the sensitivity of horizontal pendulums.
3. Comparison of the various methods of harmonic analysis.
4. Utilization of the non-tidal effects on registrations during the study of rockbursts and recent movements of the Earth's crust.
5. Comparative measurements on the same tidal station with various types of apparatuses for the purpose of determining eventual systematic instrumental errors.

In diesem Referat will ich eine kurze und möglichst schnelle Übersicht über die Erdzeitenarbeiten auf unserem Staatsgebiet geben.

Die Gezeitenbeobachtungen mit ZÖLLNERSchen Horizontalpendeln auf unserem Staatsgebiet haben große Tradition. Es war schon im Jahre 1910, als KÖHLER (Bergakademie Příbram) die ersten Beobachtungen in den Gruben von Březové Hory in der Tiefe von 1100 m durchführte. Die Beobachtungen wurden aber nach kurzer Zeit unterbrochen, weil eines der Pendel sehr große Nullpunktsbewegung aufwies, die der

¹⁾ RNDr Jan Pícha, C. Sc., Geophysikalisches Institut der Tschechoslovakischen Akademie der Wissenschaften, Boční II, Praha 4 — Spořilov, ČSSR.

tektonischen Bewegung entlang der sogenannten großen Lettenklufft zuerkannt wurde [PÍCHA 1957]. Die Teilanalyse dieser Messungen wurde vom HECKER durchgeführt und veröffentlicht [HECKER 1914].

Auf Anregung von SCHWEYDAR hat ČECHURA in denselben Gruben, aber in der Tiefe 1009 m, die Gezeitenbeobachtungen wiederaufgenommen. Das Beobachtungsmaterial aus den Jahren 1926—1928 und 1936—1939 wurde erst nach dem zweiten Weltkrieg in unserem Institut analysiert. Zur Berechnung der Charakteristiken der Hauptgezeitenwellen M_2 , S_2 , N_2 , O_1 und K_1 (d. h. also der Amplituden und Phasen bzw. der Verminderungsfaktoren und Phasenverspätungen) wurden zuerst die Methoden der Harmonischen Analyse von BÖRGEN und DARWIN und später die Methode von PERCEV verwendet [PÍCHA 1957, PÍCHA 1958, PÍCHA 1965]. Außerdem war die Feststellung der Nullpunktsgangperiodizität beider Pendel interessant. Darum haben wir die Methode der Ganganalyse ausgearbeitet und die beobachteten Gänge unter der Voraussetzung, daß sie nur aus 2 periodischen und einer linearen Komponente zusammengesetzt sind, analysiert [PÍCHA 1957a, PÍCHA u. SKALSKÝ 1958]. Von den beiden periodischen Komponenten haben wir nur die genau einjährige und halbjährige Periode in Betracht gezogen. Als Resultat aus den 4 analysierten Jahresserien haben wir folgendes erhalten: Die einjährige Gangkomponente hat die Amplituden der Größenordnung von 1'' bis 2'' mit den Extremwerten im Frühling und Herbst (ungefähr im April und Oktober mit der größten Abweichung von etwa 30 Tagen). Es scheint sehr wahrscheinlich zu sein, daß die Extrema mit den Temperaturschwankungen während eines Jahres zusammenhängen (Wechsel der Jahreszeiten). Die Amplitude der halbjährigen Komponente ist viel kleiner und aus der Verschiebung der Extrema zwischen einzelnen Serien kann geschlossen werden, daß ihre Periode etwas länger ist, vielleicht 6,5 bis 7 Monate, als wir angenommen haben. Der Verlauf der linearen Komponenten führt noch zu der Vermutung, daß wahrscheinlich eine weitere Komponente mit der Periode von etwa 20 Jahren existiert. Das muß aber noch aus langjährigen Beobachtungsserien bestätigt werden. Hier muß ich auch bemerken, daß die Existenz noch anderer periodischer Komponenten (z. B. mit der Periode 3 Monate usw.), die wir bei der Analyse vernachlässigt haben, nicht ausgeschlossen ist. In dieser Zeit ist bei uns die Methode der Frequenzganganalyse ausgearbeitet, aus der alle vernachlässigte Frequenzen ersichtlich werden.

Jetzt sind in den Gruben von Březové Hory (Příbram) zwei Gezeitenstationen des Geophysikalischen Instituts der Tschechosl. Akad. d. Wiss. tätig. Eine von diesen Stationen [begründet im Jahre 1952] befindet sich in der Tiefe 1000 m, die andere [vom 1957] in 1300 m. Das sind die tiefsten Stationen dieser Art an der Welt.

Das erste Problem, das nach der Gründung der Stationen auftauchte, war die hinreichend genaue Bestimmung der Horizontalpendelempfindlichkeit. Die laufend benützte Methode der Berechnung der Eichwerte mit Hilfe der Perioden des Pendels in der vertikalen und horizontalen Lage ist nicht ausreichend. Das zeigte unsere Feststellung der Abhängigkeit der Pendelperiode in der Arbeitslage von der Pendelauslenkung [PÍCHA u. SKALSKÝ 1960]. Der so entstehende Fehler in den Eichwerten kann

etwa 6% ausmachen. Um diesen Fehler zu vermindern, haben wir einesteils eine verbesserte Methode der visuellen Periodenmessung, andernteils eine Methode, die Schnellaufzeichnungen der Pendelbewegung ausnützt, entworfen. Für die ständige Kontrolle der von selbst auftretenden Empfindlichkeitsänderungen werden an unseren Stationen künstliche kurzdauernde Neigungsimpulse benutzt, die wir mit Hilfe von einem kleinen Gewicht alle 12 Stunden automatisch erregen. Aus der Größenänderung der Auslenkungen des Pendels während dieser Impulse können dann Schlüsse über die Empfindlichkeitskonstanz gezogen werden [PÍCHA u. SKALSKÝ 1963].

Die Frage der Auswahl einer geeigneten Methode der harmonischen Analyse des Gezeitenbeobachtungsmaterials ist auch sehr wichtig. Heute werden schon verschiedene Analysenmethoden ausgearbeitet und verwendet. Zur Feststellung eventueller Methodenfehler haben wir immer am demselben Beobachtungsmaterial die alten Methoden von BÖRGEN und DARWIN, weiter die neue Methoden von DOODSON-LENNON, LECOLAZET und PERCEV und endlich die Methoden von PERCEV und VENEDIKOV, verglichen [PÍCHA 1957, PÍCHA 1960, PÍCHA u. VENEDIKOV 1965]. Es zeigte sich, daß von kleineren Differenzen abgesehen, alle die neuen Methoden praktisch gleichwertig sind. Trotzdem kann nach unserer Meinung die Methode von LECOLAZET als eine der besten bezeichnet werden.

Weiter widmeten wir unsere Aufmerksamkeit den auf den Gezeitenaufzeichnungen auftauchenden Effekten die nicht vom Gezeitenkräften bedingt sind [SKALSKÝ u. PÍCHA 1965]. Diese Effekte haben wir nach unseren Erfahrungen in 3 Typen eingeteilt:

Typ 1. Stätige Änderung die Gleichgewichtslage des Pendels (sogenannter Gang), der nicht die Gezeitenperioden aufweist. Er ist mit tektonischen Bewegungen, mit Neigungen vor den Erdbeben oder Bergschlägen, mit Temperatur- und Luftdruckänderungen, mit der Menge der Niederschläge und mit anderen Störungseffekten in der Nähe der Station verbunden.

Typ 2. Pendelschwingungen ohne Änderung der Gleichgewichtslage, die durch Erdbeben, Mikroseismen, entfernte Bergschläge oder Sprengungen, Durchfahrten der Förderschale durch entsprechende Sohlen, Bohrarbeiten in unmittelbarer Nähe der Station usw. verursacht sind.

Typ 3. Plötzliche Gleichgewichtslageänderung (Sprung des Pendels) auf der Aufzeichnung, z. B. bei Bergschlägen, Sprengungen in der Grube, Gerätefehlern usw.

Die Klassifikation praktisch aller „Störungseffekte“ in diese 3 empirische und allgemein gültigen Typen ist möglich, aber die Feststellung der Ursache des Effekts innerhalb jeden Typs nicht ganz eindeutig, weil sie von den verschiedenen lokalen Bedingungen abhängt. Man kann Störeffekte aller 3 Typen zum Studium der Bergschläge verwenden. Wir haben z. B. in einigen Fällen Gangänderungen einige Stunden vor dem Bergschlag beobachtet [SKALSKÝ 1963]. Es gibt aber auch Bergschläge ohne vorherige Gangänderung und umgekehrt. Darum haben wir bis jetzt die größte Aufmerksamkeit den Pendelsprüngen an beiden unseren Gezeitenstationen gewidmet, von denen wir in den Jahren 1958—1961 insgesamt 1088 registriert haben.

Nach der sinkenden Wahrscheinlichkeit, daß es sich um einen Bergschlag handelt, haben wir die Pendelsprünge empirisch in 5 Gruppen eingegliedert und für jeden Sprung die Zeitangabe, die Größe in Bogensekunden und das Azimut bestimmt. Diese Angaben haben wir dann statistisch untersucht. Die Feststellung, daß die größte Anzahl der sicheren Bergschläge im Januar und Juli entsteht, ist interessant. Das ist gerade in der Zeit des größten Gradienten der Pendelgangkurven, die wir, wie ich schon sagte, früher analysiert haben [PÍCHA et.al. 1958]. Die Minima der Bergschläge fallen in die Monate April und Oktober, daß heißt also in die Zeit der Gangkurvenextrema. Bezüglich der Azimute der Neigungen, die den Pendelsprüngen entsprechen, haben wir für jede der beiden Stationen Richtungszonen von überwiegenden Neigungen gefunden. Diese Zonen sind in keinem Zusammenhang mit den Epizentren der Bergschläge oder mit den Sprengungsstellen in der Grube. Die gefundene Neigungszonen stimmen gut mit den Neigungen, die dem früher analysierten Pendelgängen entsprechen [PÍCHA et.al. 1958], als auch mit den Richtungen der geologisch festgestellten Störungen, überein. Weitere Bestätigung der Bewegungen in den gefundenen Neigungszonen gaben wiederholte präzise hydrostatische Nivellements, die in der Grube durchgeführt wurden [ŠVAGR 1964]. Daraus folgt also, daß als Nebenprodukt der Gezeitenbeobachtungen in den Gruben Schlüsse über Bergschläge und rezente Krustebewegungen gemacht werden können.

Ein weiteres wichtiges Problem ist der Vergleich von Neigungsmessern verschiedener Typen auf derselben Station. Bis jetzt existieren sehr viele Ergebnisse der Gezeitenbeobachtungen, die mit verschiedenen Gerätetypen und nach verschiedenen Methoden der harmonischen Analyse erhalten worden sind und es ist uns nicht bekannt, wie wir diese Ergebnisse untereinander vergleichen können. Was die Methoden der harmonischen Analyse betrifft, waren schon bei uns und auch von anderen Autoren einige Vergleiche gemacht. Bezüglich der verschiedenen Gerätetypen, können wir bis jetzt praktisch nichts über mögliche Gerätefehler sagen. Darum haben wir schon im Jahre 1960 einen solchen Vergleich zwischen SCHWEYDARpendeln und OSTROVSKIJ-photoelektrischen Neigungsmessern an unserer Station durchgeführt. Die Ergebnisse zeigten damals große systematische Differenzen hauptsächlich in den Phasen [OSTROVSKIJ, PÍCHA, SKALSKÝ, MIRONOVA u. VITMAN 1964]. Voriges Jahr im Mai haben wir mit einem neuen Vergleich begonnen. An unserer „Anna“-Station in Příbram wurden 4 verschiedene Gerätepaare installiert und zwar: Quarzpendel VERBAANDERT-MELCHIOR aus Brüssel, TOMASCHEK-ELLENBERGER Pendel aus Potsdam, OSTROVSKIJ-photoelektrische Neigungsmesser aus Moskau und unser altes SCHWEYDARGERät. Die Vergleichsmessung soll ungefähr ein Jahr dauern und die Analysen sollen einheitlich nach der Methode von LECOLAZET in Brüssel durchgeführt werden. Wir hoffen, daß die so erhaltenen Ergebnisse ein wenig Licht in die Frage des Verhaltens der verschiedenen Gerätetypen bringen.

Literatur

- HECKER, O.: „Deformationsbeobachtungen“ in Příbram in Böhmen. *Gerl. Beitr. z. Geoph.*, 13, 5—6, *Mitteil. des Zentralbureaus d. Internat. Seismolog. Assoz.* Nr. 5, 107, 1914.
- OSTROVSKIJ, A. E., J. PÍCHA, L. SKALSKÝ, L. I. MIRONOVA u. N. G. VITMAN: *Inclinaisons de marées d'après les observations avec le clinomètre photoélectrique à Příbram (près de Prague)*. BIM, No 35, Bruxelles 1964.
- PÍCHA, J.: *Ergebnisse der Gezeitenbeobachtungen der festen Erdkruste in Březové Hory in den Jahren 1936—1939*. *Travaux Inst. Géophys. Acad. Tchécosl. Sci.* No 42, *Geofysikální sborník 1956*, NČSAV, Praha 1957.
- , *Annähernde Analyse des Nullpunktsganges der Horizontalpendel aus den Jahren 1936 bis 1939 für die Gezeitenstation Březové Hory*. *Communication Obs. Royal de Belgique* No 114, *Sér. Géophys.* No 39, 26, Bruxelles 1957a.
- , *Gezeitenbeobachtungen in Březové Hory aus den Jahren 1926—1928*. *Travaux Inst. Géophys. Acad. Tchécosl. Sci.* No 64, *Geofysikální sborník 1957*, NČSAV, Praha 1958.
- , *Vergleich der Methoden harmonischer Analyse und einige Bemerkungen zu den Kontrollen der Berechnungen*. *Studia geoph. et geod.*, 4, 85, 1960.
- , *Ergebnisse der neuen Bearbeitung der Erdgezeitenbeobachtungen aus den Jahren 1927 bis 1928 und 1936—1939 in Březové Hory (Příbram) nach der Methode von Perceval*. *Travaux Inst. Géophys. Acad. Tchécosl. Sci.* No 198, *Geofysikální sborník 1964*, NČSAV, Praha 1965.
- PÍCHA, J. und L. SKALSKÝ: *Beitrag zum Studium des Nullpunktsganges der Horizontalpendel*. *Studia geoph. et geod.*, 2, 243, 1958.
- , —, *Eine Bemerkung zu den Gezeitenbeobachtungen*. *Studia geoph. et geod.*, 4, 285, 1960.
- , —, *Determination of Period of Oscillation and Sensitivity of Simple Horizontal Pendulums for Tidal Measurements*. *Studia geoph. et geod.*, 7, 156, 1963.
- PÍCHA, J. und A. P. VENEDIKOV: *Comparaison des méthodes de Pertsev et Vénédikov pour l'analyse harmonique des observations de marées*. BIM, No 42, Bruxelles 1965.
- SKALSKÝ, L.: *Tilt Observation before Rockburst*. *Studia geoph. et geod.*, 7, 396, 1963.
- SKALSKÝ, L. und J. PÍCHA: *Evaluation of Rockbursts Observed in 1958—1961 at Tidal Stations of Březové Hory (Příbram)*. *Travaux Inst. Géophys. Acad. Tchécosl. Sci.* No 199, *Geofysikální sborník 1964*, NČSAV, Praha 1965.
- ŠVAGR, V.: *Měření pohybů pohoří v příbramských dolech hydrostatickou nivelací. Horské tlaky a mechanika pohoří*, NČSAV, Praha 1964.

Über winderzeugte interne Wellen

Von M. Tomczak jun., Kiel¹⁾

Zusammenfassung: Die Reaktion eines stetig geschichteten Ozeans (mit exponentieller Dichtezunahme) auf ein zeitlich und räumlich variables Windfeld wird untersucht. Die Amplituden der internen Wellen, deren Periode von der Trägheitsperiode abweicht, werden angegeben. Es zeigt sich, daß auch interne Wellen mit größerer als der Trägheitsperiode, die in der linearen Theorie bisher nicht erhalten werden konnten, obwohl sie durch Beobachtungen belegt sind, möglich sind. Die damit aufgeworfenen Fragen der Einwirkung des Windes im langperiodischen Bereich und des räumlichen Windspektrums werden in Hinblick auf zukünftige Messungen diskutiert.

Summary: The response of continuously stratified ocean (with density increasing exponentially) to a windfield which varies in space and time has been studied. For internal waves with periods different from inertia period the amplitudes have been determined. Internal waves with periods larger than inertia period which—although being observed—could not yet be obtained from linear theories are possible in this linear model. The questions which arise in connection with the effect of wind in the long-period range and with the spatial wind spectrum are discussed.

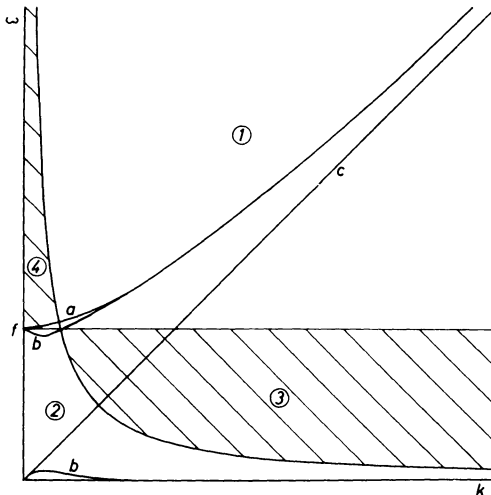
Interne Wellen sind bekanntlich Wellenlösungen der hydrodynamischen Bewegungsgleichungen. Die meisten der heute bekannten Lösungen sind linear, das heißt, sie befriedigen die Bewegungsgleichungen, wenn man in ihnen die konvektiven Terme vernachlässigt. Bei ebenem Meeresboden kann man dann die zeitliche und die horizontale Abhängigkeit der Variablen als periodische Funktionen ansetzen und erhält eine Differentialgleichung zweiter Ordnung für die Abhängigkeit von der vertikalen Koordinate z , die im Fall einer exponentiell mit der Tiefe zunehmenden Dichte eine besonders einfache Form annimmt. Lösungen, die die Randbedingungen — nämlich verschwindende Vertikalgeschwindigkeit an der Oberfläche und am Boden — befriedigen, besitzt diese Differentialgleichung nur, wenn die Frequenz der internen Welle größer ist als die von der jeweiligen geographischen Breite bestimmte Frequenz f der Trägheitsschwingung. Gibt es eine anregende äußere Kraft, deren Frequenz kleiner ist als f , so kann man eine Reaktion des Systems erhalten, wenn man die Breitenabhängigkeit des Coriolisparameters f berücksichtigt. Setzt man die Änderung von f mit der geographischen Breite konstant gleich β , so erhält man die im ersten Bild dargestellte Situation: Auf der Abszisse ist die Wellenzahl k in Ost-West-Richtung aufgetragen (wir sehen hier von der Veränderlichkeit in Nord-Süd-Richtung ab), auf der Ordinate die Frequenz ω . W ist die Vertikalverteilung der Vertikalgeschwindigkeit, N die Väisälä-Frequenz, die die Stabilität der Schichtung charakterisiert und für die

¹⁾ M. TOMCZAK, jun., Ozeanogr. Forschungsanst. d. Bundeswehr Kiel, 23 Kiel, Lornsenstr. 7.

folgenden Betrachtungen stets wesentlich größer als ω sein soll. Existierten vorher Wellenlösungen nur für Frequenzen größer als f , also in den Gebieten (1) und (4), so erhält man jetzt Lösungen in den Gebieten (1) und (2), also auch für kleinere Frequenzen als f . In diesen Gebieten müssen k und ω zur Befriedigung der Randbedingungen so gewählt werden, daß sie auf einer der Dispersionskurven liegen, deren Form von der Ordnung der internen Welle abhängt.

Eine äußere Kraft mit einer Frequenz kleiner als f kann also im Gebiet (2) eine Reaktion hervorrufen. Dabei ist aber zu beachten, daß die Abbildung nicht quantitativ gilt; die Abszissen der Schnittpunkte der Kurven b und c mit der Geraden $\omega = f$ verhalten sich in Wahrheit etwa wie 10^{-2} bis 10^{-4} zu 1. Die Gebiete (2) und (4) sind also sehr schmal, und die Perioden, die in (2) bei einigermaßen sinnvollen Wellenzahlen möglich sind, sind deshalb sehr groß (etwa 10 bis weit über 100 Tage). Die Lösungen des Gebietes (2) sind quasigeostrophische Schwingungen, die auch als „Rossby-Wellen“ bezeichnet werden.

In dem bisher Gesagten ist die Reibung außer acht gelassen worden. Will man windbedingte interne Wellen betrachten, so muß sie mit berücksichtigt werden. Das einfachste Modell ist das folgende:



$$\text{Verhalten von } (\omega^2 - f^2) \frac{d^2 W}{dz^2} + N^2 (k^2 + \frac{k\beta}{\omega}) W = 0$$

- elliptisch in 1 und 2
- hyperbolisch in 3 und 4

Eigenwertgleichung (Dispersionsgl.) interner Wellen

- a) für $\beta = 0$
- b) für $\beta = \text{const.}$
- c) Asymptote für $\omega \rightarrow \infty$ (keine Dispersion)

Abb. 1.

Konstante Wassertiefe, konstanter Coriolisparameter, exponentielle Dichteschichtung, Windschub proportional der Stromscherung an der Oberfläche, konstanter Reibungskoeffizient, keine Küsten. Da die äußere Kraft tangential an der Oberfläche angreift, ist zu erwarten, daß sich eine Grenzschicht mit relativ hohen Horizontalgeschwindigkeiten ausbildet, unter der sich eine innere Region befindet, die von internen Wellen beherrscht wird. Man kann das Problem also formal so behandeln, daß man in den Bewegungsgleichungen einmal die Reibung vernachlässigt und damit eine Lösung für die innere Region erhält, zum anderen die Druckgradienten vernachlässigt, um eine Lösung für die Grenzschicht zu erhalten, und beide Lösungen so kombiniert, daß sie die Randbedingungen befriedigen. Mit anderen Worten: Man benutzt die üblichen reibungsfreien Gleichungen im Inneren des Ozeans und Gleichungen des Typs, die den EKMANSchen Triftstrom beschreiben, in der Nähe der Oberfläche. Dies führt zu einer Näherungslösung, die zur Voraussetzung hat, daß die Gesamtwassertiefe wesentlich größer ist als die Grenzschicht an der Oberfläche.

Die ausführliche Rechnung kann in der gebotenen Kürze hier nicht dargelegt werden; sie wird in der am Schluß angegebenen Arbeit vollständig mitgeteilt. Ich beschränke mich deshalb an dieser Stelle auf die Diskussion der wesentlichen Resultate. Um das Ergebnis möglichst einfach zu gestalten, betrachten wir den Spezialfall eines Windfeldes, dessen Rotation verschwindet. (Für Frequenzen größer als f zeigt die Theorie, daß ein solches Windfeld die größten internen Wellen erzeugt.) Das zweite Bild gibt dafür die Vertikalverteilung der Vertikal Komponente w der Geschwindigkeit wieder. Dargestellt ist eine Welle, deren Frequenz das Fünffache der Trägheitsfrequenz beträgt. (Es handelt sich also um das Gebiet (1) der ersten Abbildung, in welcher grundsätzlich Wellenlösungen existieren.) Die Rechnung zeigt, daß zwei verschieden dicke Grenzschichten, d_I und d_{III} an der Oberfläche entstehen, deren Quadrat umgekehrt proportional ist zur Summe bzw. Differenz aus Frequenz ω und Trägheitsfrequenz f . Damit die Näherungslösung gilt, wurde die Wassertiefe deshalb als das Zehnfache von d_{III} , der dickeren der Grenzschichten angenommen. Die Zeit- und Ortsabhängigkeit wurde zusammengefaßt in kh ; für einen festen Ort (x_0, y_0) zeigt die Darstellung also Verteilungen, die im zeitlichen Abstand von $1/8$ der Periode aufeinander folgen. Die Vertikalgeschwindigkeit setzt sich zusammen aus zwei im Hinblick auf die Tiefe z stehenden Kosinusschwingungen mit einem Knoten am Boden und einem Schwingungsbauch an der Oberfläche, die die Lösung für die innere Region darstellen, und zwei exponentiell mit der Tiefe gedämpften, von oben nach unten wandernden Wellen, den Lösungen der Grenzschicht. Alle vier Komponenten sind gestrichelt dargestellt. Ihre Summe ergibt die mit „ w “ bezeichnete Kurve, die an der Oberfläche den Wert Null annimmt und damit die Randbedingung erfüllt.

Die nicht dargestellten Horizontalkomponenten nehmen, wie zu erwarten war, mit der Tiefe sehr schnell ab und bleiben dann klein. Bemerkenswert ist, daß die Vertikalgeschwindigkeit im inneren Bereich durch eine Kosinusfunktion beschrieben wird, während alle internen Wellen, bei denen die Reibung keine Rolle spielt, eine Sinus-Verteilung für w besitzen, da ja ohne die überlagerten exponentiell abnehmenden

Grenzschichtwellen die Randbedingung an der Oberfläche nicht anders erfüllt werden kann. Man hat deshalb bei der Analyse beobachteter Vertikalgeschwindigkeiten nach Eigenfunktionen bisher stets Sinus-Verteilungen zugrunde gelegt. Dieses Verfahren ist bei winderzeugten Wellen nicht gerechtfertigt. Bevor man an die Zerlegung in Eigenfunktionen geht, muß man daher die Frage nach den Ursachen der beobachteten Wellen in Zukunft noch dringlicher stellen als bisher.

Geht man von Frequenzen größer als f zu Frequenzen kleiner als f über, so erhält man statt der Kosinus- oder Sinusfunktionen für w Exponentialfunktionen, die an der Oberfläche und am Boden nicht gleichzeitig den Wert Null annehmen können. So entstehen die schraffierten Gebiete der ersten Abbildung, in denen keine Lösungen

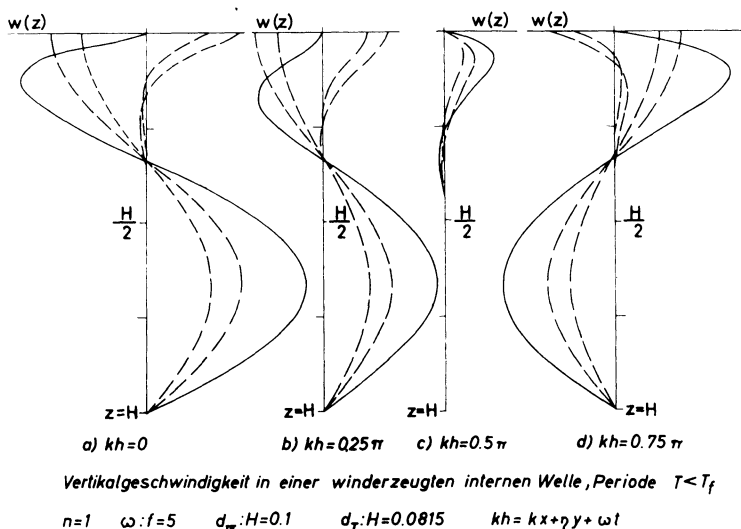


Abb. 2.

existieren. Bei windbedingten internen Wellen erreicht man aber auch hier durch Addition der Grenzschichtlösungen, daß die Vertikalgeschwindigkeit an der Oberfläche verschwindet. Dies zeigt das dritte Bild am Beispiel einer 24-Stunden-Welle bei einer geographischen Breite von 35° , wo die Periode der Trägheitsschwingung etwa 18,7 Stunden beträgt, so daß $\omega:f \approx 0,87$ ist. Mit einem Reibungskoeffizienten von $300 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ erhält man für die beiden Grenzschichtdicken 20 m und etwa 75 m. Die Gültigkeit der Näherungslösung wird hier durch das Verhältnis der Grenzschichtdicke zu der Tiefe, bis zu welcher die Exponentiallösung der inneren Region auf den e^{-1} -ten Teil des Oberflächenwertes zurückgegangen ist, bestimmt; es wurde wieder als 1:10 angenommen. Die Annahme ist unabhängig von der Wassertiefe, solange diese mehr als das Zehnfache der Grenzschichtdicke beträgt, das heißt, es gibt in diesem Fall keine

Eigenwert- oder Dispersionsgleichung; ω und k sind beliebig wählbar. Dies ist verständlich, denn die Lösungen sind prinzipiell vom selben Typ wie bei Oberflächenwellen, die ein kontinuierliches Spektrum besitzen.

Wie eine solche interne Welle für einen Beobachter in Erscheinung tritt, zeigt das vierte Bild. In ihm ist der zeitliche Verlauf der Vertikalgeschwindigkeit in willkürlichem Maßstab — und damit die Lage eines Teilchens im Laufe der Zeit — für verschiedenen Tiefen dargestellt. Unmittelbar unter der Oberfläche, wo die Bewegung rein horizontal verläuft, nimmt die Vertikalgeschwindigkeit sehr schnell zu und erreicht zwischen 100 und 150 m ihr Maximum, um dann langsam wieder abzunehmen. Die dicke vertikale Linie verbindet die Zeiten des Durchgangs durch die Ruhelage; man

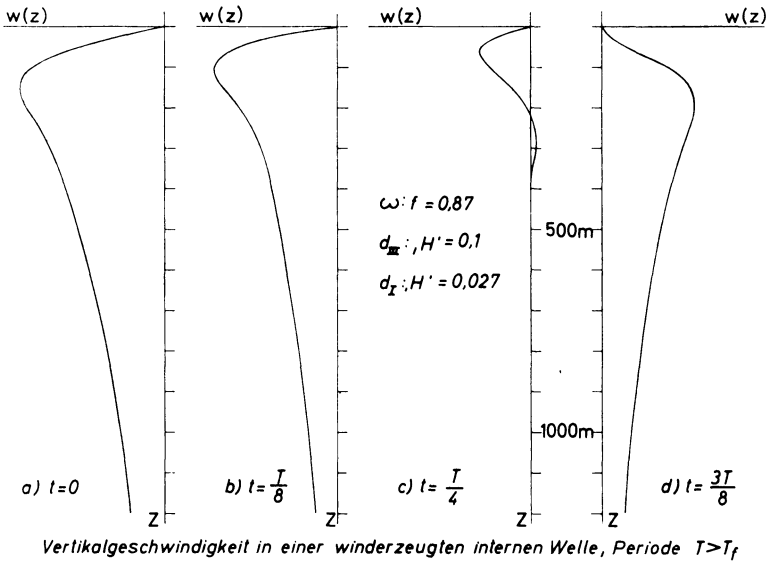


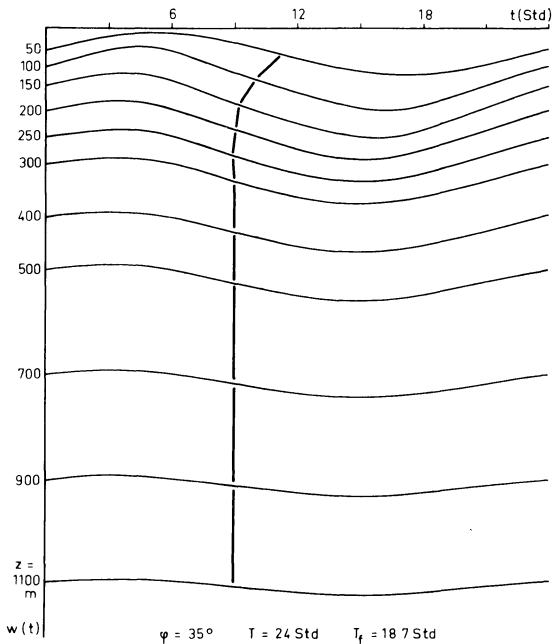
Abb. 3.

erkennt die Phasenverschiebung innerhalb der Welle nahe der Oberfläche. Sie wird durch die in z -Richtung wandernden gedämpften Grenzschichtwellen hervorgerufen und tritt deshalb auch bei Frequenzen größer als f auf. Ob damit eine Möglichkeit gegeben ist, zu entscheiden, ob interne Wellen vom Wind oder von anderen Kräften angeregt worden sind, ist allerdings fraglich; zahlreiche Beobachtungen interner Gezeitenwellen zeigen ebenfalls Änderungen der Phase mit der Tiefe, die nicht immer theoretisch erklärt werden können, aber eindeutig vorhanden sind. Bei winderzeugten internen Wellen müßte man jedenfalls eine monotone relativ schnell gegen Null gehende Änderung der Phase mit der Tiefe beobachten.

Die Lösung für allgemeinere Windfelder und unter Berücksichtigung der Breitenabhängigkeit des Coriolisparameters anzugeben, bereitet keine prinzipiellen Schwierig-

keiten. Die charakteristischen Eigenschaften — Überlagerung von stehenden Wellen der inneren Region und wandernden Wellen der Grenzschicht und die dadurch bedingte Phasenverschiebung mit der Tiefe — bleiben dieselben. Bei Vorgabe eines zeitlich und räumlich konstanten Windfeldes erhält man dieselbe Strömungsverteilung, die EKMAN ableitete: Keine Druck- und Dichteänderungen, keine Vertikalgeschwindigkeit, und horizontale Strömungen nur in der Grenzschicht als stationärer Triftstrom.

Kommen wir noch einmal zum ersten Bild zurück. Eine Voraussetzung der Rechnung ist konstantes f , also $\beta \equiv 0$, so daß die Gebiete (2) und (4) verschwinden und das Gebiet (1) den gesamten Bereich $\omega > f$, das Gebiet (3) den Bereich $\omega < f$ einnimmt.



Vertikalgeschwindigkeit in einer winderzeugten internen Welle mit einer Periode $T > T_f$

Abb. 4.

Im Gebiet (1) gilt der erste Lösungstyp mit Kosinus-Abhängigkeit, im Gebiet (3) der zweite mit exponentieller Abhängigkeit in der inneren Region. Da eine der Grenzschichtdicken zur Wurzel aus der Differenz $\omega - f$ umgekehrt proportional ist, nimmt sie für $\omega = f$ den Wert ∞ an. Die Voraussetzung der Näherungslösung, daß die Wassertiefe wesentlich größer ist als die Dicke der Grenzschichten, ist dann nicht mehr erfüllt, so daß die Lösung in einer Umgebung der Geraden $\omega = f$ nicht gilt. Die

Singularität hat den Charakter einer ungedämpften Resonanz und entsteht dadurch, daß in der inneren Region die Reibung vernachlässigt worden ist.

Bei sehr kleinen Frequenzen gilt die Näherung ebenfalls nicht. Nähert man sich nämlich der Abszisse $\omega = 0$, so zeigt sich, daß die Amplituden der Horizontalgeschwindigkeiten in den Grenzschichten einem gemeinsamen Wert zustreben — bei $\omega = 0$ erreichen sie den EKMANSchen Wert — während sie in der inneren Region in der Regel über alle Grenzen wachsen (eine Ausnahme bildet das räumlich konstante stationäre Windfeld, das den bereits erwähnten Triftstrom erzeugt). Damit werden die Randbedingungen verletzt, die fordern, daß die Horizontalgeschwindigkeit an der Oberfläche wesentlich größer sein soll als am Boden; im Rahmen der Näherungslösung sollen u und v am Boden sogar völlig verschwinden. Physikalisch bedeutet die Tatsache, daß u und v bei sehr kleinen Frequenzen im Inneren des Ozeans ebenso groß oder größer werden als an der Oberfläche, daß Windschwankungen mit sehr großen Perioden nicht wie eine tangential angreifende Oberflächenkraft auf das System einwirken, sondern, wie auch die Gezeitenkräfte oder der Luftdruck, als im gesamten Wasserkörper verteilte Volumenkraft. ROSSBY hat schon früher mit physikalischen Argumenten diese Wirkung des Windes im langperiodischen Bereich plausibel gemacht, und verschiedene Autoren benutzen für Frequenzen kleiner als f deshalb ein Gleichungssystem ohne Reibungsterme mit einem im ganzen System wirkenden fiktiven Windschub unter Berücksichtigung eines nicht verschwindenden β . (Dies ist, wie bereits erwähnt wurde, notwendig, um für $\omega < f$ Lösungen zu erhalten.) Man gelangt dann zu der bekannten sinusförmigen Vertikalverteilung für die Vertikalgeschwindigkeit. Für die Theorie stellt sich damit die Frage: Was geschieht beim Übergang vom Gebiet (3) zum Gebiet (2)? Die Singularität der Lösung ist offensichtlich von anderer Art als diejenige entlang der Geraden $\omega = f$, wo die Randbedingungen für w verletzt werden, während hier u und v die Randbedingungen nicht mehr erfüllen.

Für die messende Ozanographie stellen sich mehrere Fragen. Einerseits war bisher das Interesse an internen Wellen mit kleinerer als der Trägheitsperiode schon deshalb besonders groß, weil die Theorie bereits zahlreiche Ergebnisse über sie hervorgebracht hatte, andererseits, weil sie mit nicht allzu langen Beobachtungsreihen erfaßt werden können. Demgegenüber ist die Kenntnis interner Wellen großer Perioden recht lückenhaft, und das erste, was zur Prüfung der Rechnungen getan werden muß, sind Messungen über sehr lange Zeiträume. Weil man nur an Perioden oberhalb der Trägheitsperiode interessiert ist, genügen dabei Beobachtungsintervalle von mehreren Stunden. Die zweite, wesentlich weiter reichende Frage ist, ob es gelingt, den Zusammenhang zwischen dem Spektrum des Windfeldes und dem der internen Wellen zu bestätigen. Nun gibt es zwar sicherlich Fluktuationen des Windes, die sehr große Perioden besitzen, doch ist es unwahrscheinlich, daß sie über einen längeren Zeitraum genügend konstante Amplituden besitzen, so daß sich die rechnerisch erhaltene Geschwindigkeitsverteilung im Meer auch quantitativ einstellt. Es ist aber durchaus möglich, daß die Böigkeit des Windes, wenn sie über längere Zeit denselben Charakter beibehält, zur Entstehung und Aufrechterhaltung interner Wellen mit großen Perioden

beitragen kann. Ein kurzer, scharfer Impuls besitzt ein sehr ausgedehntes Periodenspektrum, so daß der nicht geringe Anteil der Energie des Windes, der in der Böigkeit enthalten ist, über alle Perioden verteilt in Erscheinung tritt, und zwar um so gleichmäßiger, je kürzer der Schubspannungsimpuls ist. Es entsteht also die Aufgabe, Windmessungen mit hoher zeitlicher Auflösung zu gewinnen und zu untersuchen, wie groß der langperiodische Anteil der hochfrequenten Windfluktuationen ist und ob er über einen genügend großen Zeitraum nahezu unverändert bleibt. Da in die Amplitude der internen Welle nicht nur die spektralen Komponenten bezüglich der Zeit, sondern auch bezüglich der horizontalen Koordinaten eingehen, muß man auch versuchen, Kenntnis von der räumlichen Verteilung des Windfeldes zu erhalten. Eine Anordnung zahlreicher Meßstationen in Form eines Gitternetzes ist natürlich, so ideal sie auch wäre, mit derartigem Aufwand verbunden, daß sie undurchführbar ist. Einige in günstig gewähltem Abstand auf einer Linie gelegene Stationen können dafür aber wahrscheinlich schon sehr nützlich sein, wenn sie in der Hauptwindrichtung angeordnet sind; man könnte damit wenigstens Korrelationen in einer Richtung und in der Zeit gewinnen und prüfen, ob zwischen ihnen ein ähnlicher Zusammenhang besteht, wie er in der Turbulenztheorie für den Fall einer stationären Grundströmung und überlagerter isotroper Turbulenz bekannt ist. Falls sich ein solcher Zusammenhang ergibt, ist man dann in der Lage, Rückschlüsse auf die Korrelation senkrecht zur Windrichtung zu ziehen und kennt damit das Feld wenigstens annähernd.

Literatur

Der Vortrag brachte Ergebnisse einer theoretischen Studie, die unter dem Titel

M. TOMCZAK, jun.: Winderzeugte interne Wellen, insbesondere im Bereich oberhalb der Trägheitsperiode;
voraussichtlich im Herbst 1966 in der *Deutschen Hydrographischen Zeitschrift* veröffentlicht wird.

Das Amplituden-Ladungs-Gesetz für Sprengungen im Kleinen Belt

Von H. B. HIRSCHLEBER und H. MENZEL, Hamburg¹⁾

Publikation Nr. 2 der „Working Group on the Skagerrak Project“

Zusammenfassung: Im Rahmen der seismischen Untersuchungen in Jütland sind die 1964 im Kleinen Belt durchgeführten Sprengungen auf einer eichbaren Feststation in Fredericia registriert worden. Die Aufgliederung der Seismogramme in Gruppen ermöglichte die Untersuchung von Amplituden-Ladungs-Beziehungen nicht nur für den Ersteinsatz, sondern auch für spätere Einsätze. Für sämtliche Einsätze der Vertikalkomponenten erhält man als Exponenten des Amplituden-Ladungs-Gesetzes 0.56, während die Konstanten C auf Grund des unterschiedlichen Wellenweges nicht übereinstimmen. Die Horizontalkomponenten ergeben davon abweichende Ergebnisse. Der Versuch einer Interpretation der Einsätze mit Hilfe des in Jütland gewonnenen Modells und eine allgemeine Frequenzbetrachtung vervollständigen die Arbeit.

Summary: In connexion with the seismic researches in Jutland the explosions carried out in Little Belt in 1964 have been recorded on a calibrated station in Fredericia. The given splitting of the seismograms into groups made it possible to find out seismic scaling laws as well for first arrivals as for the later ones. As to the onsets of the vertical component you get 0.56 as exponent of that law, whereas the constants C don't correspond because of the different wavepath. The horizontal components give different results. The attempt of an interpretation of the arrivals by the "Jutland-model" and general considerations about frequencies are completing the publication.

Im Jahre 1964 sind für refraktionsseismische Beobachtungen in Jütland im Kleinen Belt insgesamt 17 Schüsse mit unterschiedlichen Ladungen abgetan worden. Die Lage der Schußpunkte ist aus Abb. 1 ersichtlich, die dazugehörigen Daten sind in Tabelle 1 zusammengestellt worden.

Sämtliche Schüsse sind von einer Drei-Komponenten-Station (Baule-Wegaufnehmer, Hottinger-Verstärker, Ozsilloskript) des Institutes für die Physik des Erdkörpers der Universität Hamburg auf einer Feststation in Fredericia (s. Abb. 1) aufgenommen worden. Dabei war die eine Horizontalkomponente in $E-W$ -Richtung (x -Richtung), die andere senkrecht dazu (y -Richtung), orientiert. Die Schußpunkte lagen etwa auf einer Geraden, die mit der y -Richtung einen Winkel von ungefähr 20° einschloß. Die Schußlinie war ungefähr 10 km von der Station entfernt.

¹⁾ Dipl.-Geophys. HANS B. HIRSCHLEBER und Prof. Dr. HEINZ MENZEL, Institut für die Physik des Erdkörpers der Universität Hamburg, 2 Hamburg 13, Binderstraße 22.

Tabelle 1: Zusammenstellung der Schußpunkte — Kleiner Belt 1964

Nr.	Tag (Mai 1964)	Zeit (MEZ)	Ladung (kg TNT)	Wasser- tiefe (m)	Schuß- position
1	25	16.30:1.34	500	13	C
2	26	9.00:1.21	250	14	D
3	26	10.30:1.10	250	?	C
4	26	11.30:1.07	250	14	B
5	26	12.30:1.04	250	15	A
6	26	13.30:1.40	250	18	E
7	26	15.00:1.06	250	13	F
8	26	19.00:1.00	1000	14	B
9	27	8.30:1.07	1000	11	C
10	27	11.00:1.07	1000	14	A
11	27	12.00:1.15	1000	15	A
12	28	9.15:1.16	1000	14	A
13	28	10.45:1.29	2000	14	A
14	28	12.00:1.59	1000	14	B
15	28	14.00:1.16	1000	13	C
16	28	16.00:1.34	1000	15	A
17	29	10.45:1.30	3000	15	A

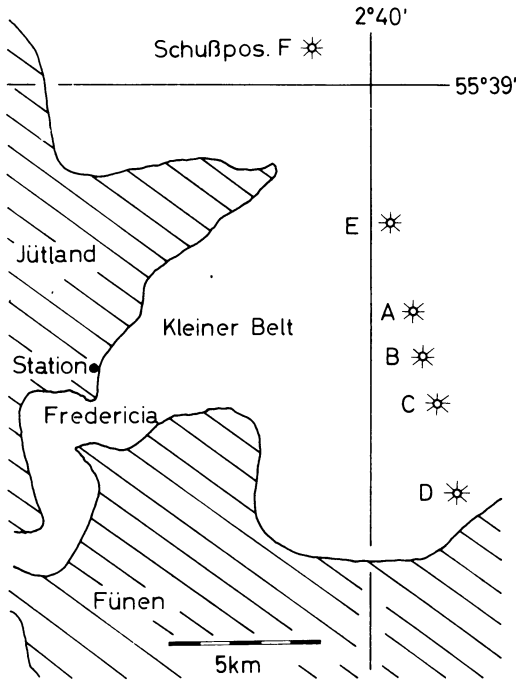


Abb. 1: Lageplan.

In Abb. 2 wird ein Seismogrammbeispiel gezeigt. Die oberste Spur (1) ist die Zeitmarke, die zweite die *N-S*-Komponente, die dritte die *E-W*-Komponente und die unterste (4) die Vertikalkomponente.

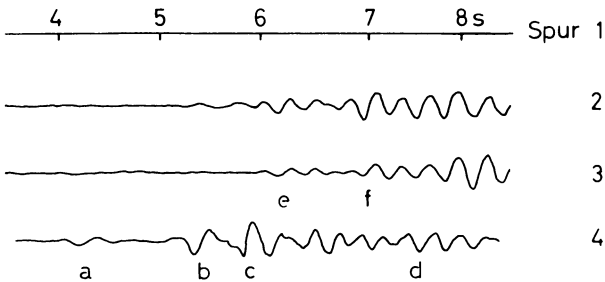


Abb. 2: Seismogramm Nr. 10 mit 3 Komponenten.

Die eichbare Feststation Fredericia — querab zum seismischen Profil angeordnet — war aufgestellt worden, um die Amplituden bzw. die Schwinggeschwindigkeiten in Abhängigkeit von den Ladungen zu untersuchen. Damit sollten die Auswirkungen der Schüsse auf die an der Küste befindlichen Gebäude kontrolliert werden, weil die maximalen Schwinggeschwindigkeiten ein Maß für die Gefährdung von Gebäuden darstellen. Für Amplituden-Ladungs-Beziehungen wird im allgemeinen der erste Einsatz der Seismogramme ausgewertet.

Beim Betrachten der Seismogramme der Feststation Fredericia fällt einem sofort die Ähnlichkeit der Schwingungsbilder für die gleiche Komponente und das stets wiederkehrende Auftreten gleicher Gruppen auf. Diese Ähnlichkeit bezieht sich nicht nur auf einzelne Gruppen oder auf Seismogramme einer einzigen Schußposition, sondern auf das gesamte Material (s. Abb. 3 und 4). Daher war es möglich, die Amplituden der Seismogrammspuren nach Gruppen auszuwerten. So sind für die einzelnen Gruppen (a—f) die halbe Doppelamplitude der Extremwerte abgelesen und ausgewertet worden. In Tabelle 2 sind die Horizontal- und Vertikalamplituden zusammen mit den La-

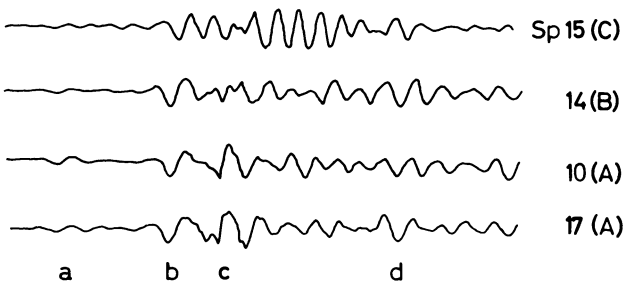


Abb. 3: Vertikalspuren verschiedener Seismogramme.

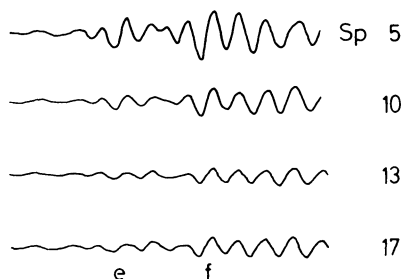


Abb. 4: Horizontalspuren ($E-W$ -Komponente) verschiedener Seismogramme der Schußposition A .

dingsgrößen angegeben worden. Für die Horizontalamplituden, die sich aus den x - und y -Komponenten zusammensetzen, sind natürlich nur die Seismogramme von ein und derselben Schußposition (A) verwendet worden.

Trägt man die Amplituden als Funktionen der Ladungen auf, so erhält man Kurven, welche man durch das Gesetz

$$A = C W^n$$

approximieren kann. Dabei ist A die Amplitude in μ und W die Ladung in kg. Diese Beziehung ist von vielen Autoren gefunden worden und wird als Amplituden-Ladungs-Gesetz bezeichnet. Man erhält nun in unserem Falle nicht nur ein Amplituden-Ladungs-Gesetz für den Ersteinsatz, sondern für jede einzelne Gruppe, die man wiederum einer seismischen Welle zuordnen kann. Damit hat man die Möglichkeit, die Abhängigkeit des Amplituden-Ladungs-Gesetzes vom Wellenweg zu prüfen.

Tabelle 2: Zusammenstellung der Amplituden

Nr.	Ladung (kg)	Vertikalamplitude (μ)				Hor.-Ampl. (μ)		Schußposition
		a	b	c	d	e	f	
3	250		1,4					C
4	250	0,4	1,6	1,2				B
5	250		1,6	2,5	1,5	2,5	3,9	A
6	250	0,2	1,6					E
7	250		0,8		0,5			F
1	500		2,0		0,7			C
9	1000		3,0		3,0			C
15	1000	0,5	3,3		2,5			C
14	1000	0,4	3,5	2,1	3,1			B
10	1000	1,0	3,4	4,7	2,4	4,2	8,9	A
11	1000	0,9	3,4	4,5	3,0	3,9	8,7	A
12	1000	0,9	3,7	4,6	3,4	3,8	8,6	A
16	1000	0,9	3,5	4,6	3,4	3,7	8,9	A
13	2000	1,3	5,2	5,9	4,3	5,2	11,8	A
17	3000	1,7	6,6	7,8	6,8	6,2	13,7	A

In Abb. 5 sind nun die Amplituden-Ladungs-Gesetze für 4 verschiedene Gruppen der jeweiligen Vertikalkomponenten graphisch dargestellt worden. Die ausgefüllten Kreise stammen alle von ein und derselben Schußposition, nämlich *A*. Die Werte von den anderen Schußpositionen sind auch mit eingetragen worden (offene Kreise), doch liegen sie nur in Ausnahmefällen, wie z. B. bei der Gruppe *b* und weniger gut auch bei der Gruppe *d*, einigermaßen auf der durch die Werte von *A* vorgegebenen Kurve. Man kann also folgern, daß die Verhältnisse am Schußpunkt einen entscheidenden Einfluß auf das Amplituden-Ladungs-Gesetz haben. Infolgedessen kann man nur Werte vergleichen, die von ein und demselben Schußpunkt auf ein und derselben Station beobachtet worden sind. Die Neigungen der einzelnen Geraden unterscheiden sich nur innerhalb ihres Streubereiches, so daß ein mittleres n , nämlich 0,56, bestimmt und überall eingezeichnet worden ist. Die unterschiedlichen Konstanten *C* lassen erkennen, daß auch der Wellenweg einen großen Einfluß auf die Amplituden-Ladungs-Beziehungen hat.

In Abb. 6 sind auch für zwei Gruppen der Horizontalkomponenten (*e* und *f*) Amplituden-Ladungs-Gesetze aufgestellt worden. Die erhaltenen Werte für die Exponenten *n* sind nicht einheitlich und weichen von dem für die Vertikalkomponenten gefundenen Wert ab. Eine Erklärung dafür wird zu einem späteren Zeitpunkt gegeben werden.

Die Frage nach dem Wellenweg hängt unmittelbar mit der Interpretation der einzelnen Wellengruppen zusammen. Da die Station nicht in Profilrichtung – Schußlinie aufgestellt worden war, ist eine Deutung der einzelnen Einsätze über Laufzeit-

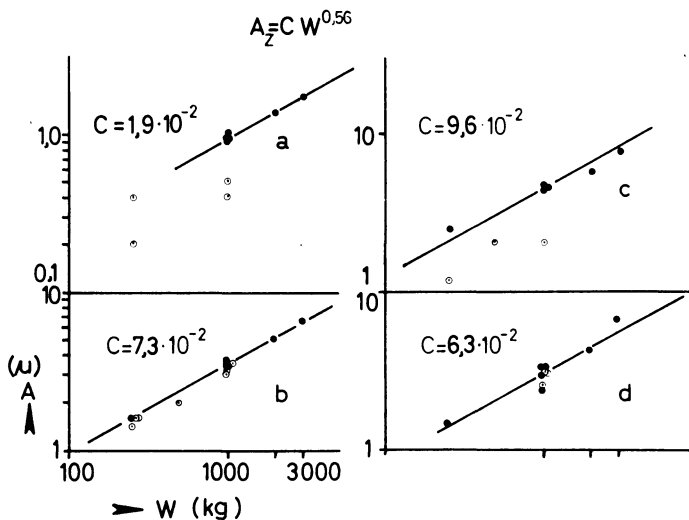


Abb. 5: Amplituden-Ladungs-Gesetze für 4 verschiedene Wellengruppen der Vertikalkomponenten.

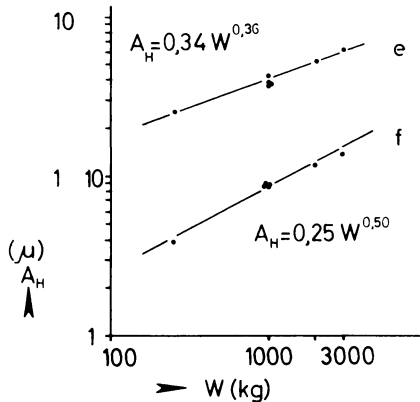


Abb. 6: Amplituden-Ladungs-Gesetze für zwei Wellengruppen der Horizontalkomponenten.

kurven und Teufenberechnung nicht möglich. Dennoch ist es gelungen, mit Hilfe des z. T. mit denselben Schüssen gewonnenen Modells von Nordjütland [HIRSCHLEBER, HJELME u. SELLEVOLL 1966] sowie den Ergebnissen benachbarter Tiefbohrungen einige Einsätze zu deuten. So ist es unumstritten, daß auf Grund der Hochlage der kristallinen Schiefer in diesem Gebiet der erste Einsatz (a) auf die an der Kristallinoberkante geführte Welle zurückzuführen ist, während die Wellengruppen b und e den reflektierten *P*- bzw. *S*-Wellen von der Kristallinoberkante zugeordnet werden konnten.

Eine erste Frequenzauswertung hat für alle Seismogramme zwei Hauptfrequenzen ergeben, die eine liegt im Mittel bei 3,5 bis 4,0 Hz, die andere bei 1,0 bis 1,5 Hz. Das gilt für alle drei Komponenten. Die höhere Frequenz hängt eventuell mit der Eigenschwingung des Gebäudes, in dem die Station aufgestellt worden war, zusammen, die tiefere Frequenz entsteht offensichtlich durch Oberflächenwellen. Instrumentelle Effekte kommen nicht in Frage. Eine eingehendere Untersuchung des Verhaltens der Frequenzen ist in Arbeit.

Die Schüsse im Kleinen Belt sind in einem nur teilweise abgeschlossenen Seegebiet mit einer durchschnittlichen Wassertiefe von rund 14 m abgetan worden. Ein unmittelbarer Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren ist nicht möglich, da die Voraussetzungen nicht die gleichen sind. Man kann jedoch sagen, daß die gefundenen Werte auf Grund der bisherigen Untersuchungen [MÜLLER, STEIN und VEES 1962], [O'BRIEN 1960], [WORZEL und EWING 1948] im Bereich des zu Erwartenden liegen. Die Verfasser beabsichtigen, das Amplituden-Ladungs-Gesetz mit Mitteln der Modellseismik weiter zu untersuchen.

Die Untersuchungen sind im Zusammenhang mit den Arbeiten der „Working Group on the Skagerrak Project“ durchgeführt worden. Die Deutsche Forschungsgemeinschaft und das „NATO Committee on Oceanographic Research“ haben sie

finanziell unterstützt. Die Schüsse sind von der dänischen Marine, die auch den Sprengstoff kostenlos zur Verfügung gestellt hatte, abgetan worden. Die Registrierungen hat Herr Dipl.-Geophys. W. KAMINSKI durchgeführt. Die Verfasser danken allen Personen und Institutionen, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Literatur

- HIRSCHLEBER, H. B., J. HJELME, M. SELLEVOLL: A Refraction Profile through the Northern Jutland. — Papers of the Working Group on the Skagerrak Project Nr. 1. Geod. Inst. Medd. Kopenhagen (in Druck).
- MÜLLER, St., A. STEIN, R. VEES: Seismic Scaling Laws for Explosions on a Lake Bottom. Z.F.G.S. 258—280, 1962.
- O'BRIEN, P.: Seismic Energy from Explosions. Geophys. Journal Vol. 3, S. 29—44, 1960.
- WORZEL, J. L., M. EWING: Explosion Sounds in Shallow Water. Geol. Soc. Amer. Memoir 27, S. 1—53, 1948.

Modellseismische Experimente über die Ausbreitung von Rayleighwellen an keilförmigen Schichten¹⁾

Von R. GUTDEUTSCH, Hamburg²⁾

Zusammenfassung: Es werden modellseismische Untersuchungen der Rayleighwellen an Keilen beschrieben. Die Rayleighwelle, welche auf die Keilachse zuläuft, zerfällt in zwei neue Wellensysteme, sobald ihre Wellenlänge in der Größenordnung der lokalen Keilweite liegt. Beide Wellensysteme zeigen eine vom Ort abhängige Dispersion. Eines von beiden zeigt ein symmetrisches, das andere ein antisymmetrisches Schwingungsbild. Es wird gezeigt, daß beide Wellen die Keilachse gleichzeitig erreichen. Ihre Signalform hängt vom zurückgelegten Weg, von der Position des Gebers und von der Ausbreitungsrichtung ab. Eine Interpretation der Signalverformung ist durch die Dispersionstheorie planparalleler Platten möglich.

Summary: Seismic experiments are carried out on wedge-shaped models. The Rayleigh-wave travelling into the direction of the corner dissipates into two new waves with strong dispersion. The dispersion depends on the distance from the corner. One wave represents a symmetric and the other an antisymmetric mode of vibration. The travel times of both waves are equal at the corner. It is shown that the signal shape is a function of the position of source and receiver as well as of the distance between them. This behaviour can be interpreted with the help of the dispersion theory of plane parallel plates.

Einführung

Die Frage, wie sich Rayleighwellen an der Oberfläche von Schichten mit ebenen, aber gegeneinander geneigten Grenzflächen ausbreiten, ist von großem Interesse für die Seismologie. Experimentelle und theoretische Untersuchungen haben ergeben, daß bei kleinen Öffnungswinkeln die Rayleighwelle eine von der Ausbreitungsrichtung unabhängige „lokale Phasengeschwindigkeit“ hat [Kuo and THOMPSON 1963]. Diese lokale Phasengeschwindigkeit läßt sich näherungsweise durch die Dispersionstheorie der Rayleighwelle an planparallelen Schichten beschreiben, wobei für die Schichtmächtigkeit die örtliche Keilweite gesetzt werden muß. Das Ergebnis besagt also, daß man gegeneinander geneigte Grenzflächen stückweise durch planparallele Grenzflächen ersetzen darf. Tatsächlich entspricht diese vereinfachte Beschreibungsart einer Näherung nullter Ordnung, die nur für kleine Keilöffnungswinkel anwendbar ist [STEINBECK 1965, KNOPOFF and GANGI 1960, HUDSON and KNOPOFF 1964, PILANT, KNOPOFF and SCHWAB 1964]. Sie ist deshalb bemerkenswert, weil man hierdurch ein äußerst kompliziertes Problem durch einen einfachen Grenzfall approximieren darf.

¹⁾ Beitrag Nr. 50 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.

Diese Arbeit soll zeigen, daß auch bei Keilen mit sehr kleinem Öffnungswinkel, also bei Gültigkeit der Näherung nullter Ordnung, sich die Wellen an Keilen von denen an Platten deutlich unterscheiden. Die Unterschiede machen sich besonders bei der Signalverformung bemerkbar, spielen aber auch bei der Beurteilung der Amplituden eine gewisse Rolle. Es wird gezeigt werden, wie die Unterschiede zu interpretieren sind.

Versuchsanordnung und Bezeichnungen

In dieser Arbeit wird der einfachste Fall, der Keil mit ebenen Grenzflächen in Luft, modellseismisch untersucht. Das Modell, eine „zweidimensionale Abbildung“ des Keiles, besteht aus einer 3 mm starken Aluminiumplatte [FUCHS, 1965]. Es hat die Form eines gleichschenkeligen Dreieckes mit einem Öffnungswinkel von 5° und einer Schenkellänge von 200 cm. Abb. 1 zeigt ganz oben eine maßstäbliche Skizze des Modelles mit fast allen vorkommenden Bezeichnungen. Es sei hinzugefügt, daß der Schnitt der beiden Grenzflächen des Keiles mit „Keilachse“ bezeichnet werden soll. Die Symmetrieebene des Keiles sei die „Winkelhalbierende“. r bedeute den Abstand des Registrierpunktes von der Keilachse. u_r und u_φ mögen die negative radiale bzw. azimutale Komponente des Verschiebungsvektors bedeuten.

Seismogramme

Die in Abb. 1 dargestellten Seismogramme stellen Ausschnitte aus dem Zeitbereich der Rayleighwelle dar. Das linke Seismogramm gibt die Radialkomponente wieder. Es enthält ein kräftiges Signal, das etwa mit der Geschwindigkeit der Plattenwelle auf die Keilachse zuläuft. Wegen ihres vorwiegend longitudinalen Schwingungscharakters soll diese Welle mit L-Welle bezeichnet werden. Die L-Welle bildet zunächst einen langanhaltenden Schwingungszug wachsender Periode und Amplitude. Mit zunehmendem Laufweg nimmt die Amplitude der kurzperiodischen Vorläufer zugunsten der langperiodischen Schlußphase ab. In der Nähe der Keilachse bildet die L-Welle ein einzelnes kurzes und kräftiges Signal. Dieses schreitet ohne Signalverformung, aber unter Amplitudenvergrößerung fort. Es wird an der Keilachse unter Phasenumkehr reflektiert. Das reflektierte L-Signal entfernt sich von der Keilachse unter Amplitudenabnahme. Es zerfällt schließlich in einen Schwingungszug abnehmender Amplitude und Periode. Die Aufzeichnung der reflektierten L-Welle stellt praktisch den umgekehrten zeitlichen Ablauf der einfallenden L-Welle dar. Ab etwa 22 cm Entfernung

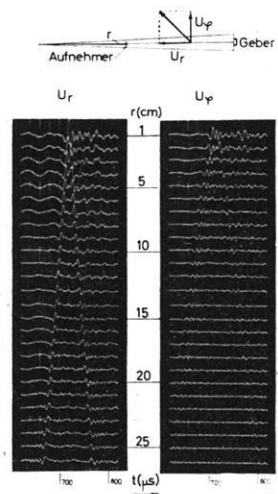


Abb. 1: Seismogramme der L- und B-Welle bei symmetrischer Anregung.

von der Keilachse erhält man daher das eindrucksvolle Bild eines spiegelsymmetrischen Signalverlaufes von einfallender und reflektierter L-Welle.

Die Azimutalkomponente u_φ auf dem rechts abgebildeten Seismogramm läßt eine Welle mit starker anormaler Dispersion erkennen. Diese Welle soll im Folgenden wegen ihrer Ähnlichkeit mit der Biegewelle mit B-Welle bezeichnet werden. Die B-Welle bildet einen längeren Schwingungszug abnehmender Periode. Ihre Amplitude nimmt mit Annäherung an die Keilachse zu. Dort wird sie reflektiert. B-Welle und L-Welle erreichen die Keilachse mit der gleichen Laufzeit, obgleich sie mit völlig verschiedenen lokalen Geschwindigkeiten laufen. Abb. 2 zeigt eine Komponenten-

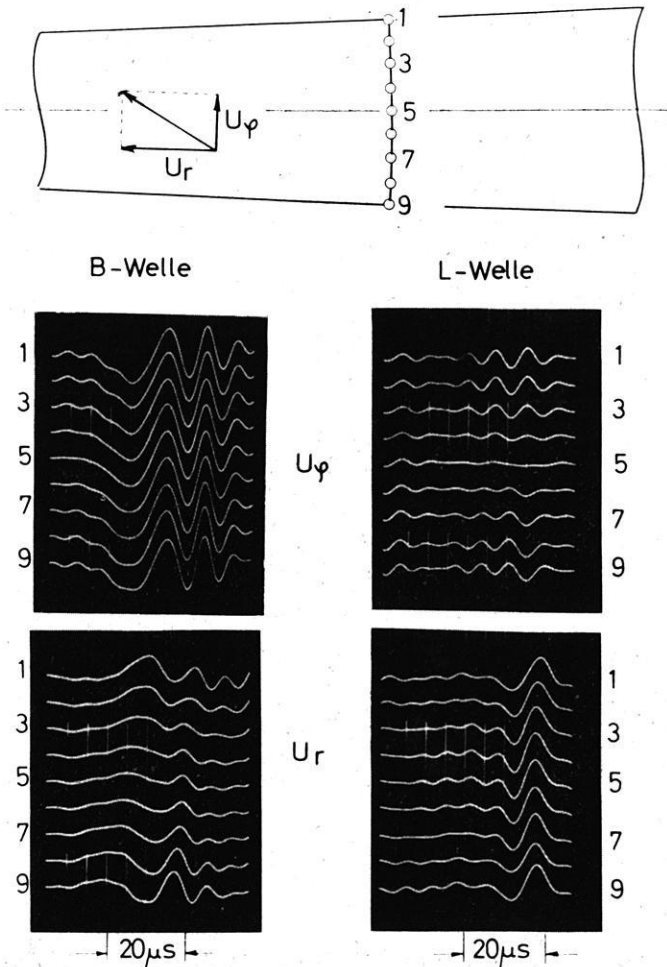


Abb. 2: Komponentenregistrierung der L- und B-Welle für $r = 21$ cm.

registrierung beider Wellen auf einem Profil über den Keilquerschnitt. Die Meßanordnung ist aus der obenstehenden Skizze zu entnehmen. Die Bahnkurven der L- und B-Welle können aus den Seismogrammen sofort abgeleitet werden. Sie zeigen folgendes:

- a) Die B-Welle stellt einen antisymmetrischen, die L-Welle einen symmetrischen Mechanismus dar.
- b) Beide Wellen sind im wesentlichen elliptisch polarisiert.
- c) Auf der Winkelhalbierenden schwingt die B-Welle vorwiegend transversal und die L-Welle vorwiegend longitudinal.

Die genannten drei Eigenschaften treffen auch für die Plattenwelle bzw. die Biege- welle zu.

Laufzeit- und Geschwindigkeitsmessungen

Abb. 3 stellt die Auswertung der Laufzeitmessungen dar. Hier sind die Phasenlaufzeiten der L-Welle, der B-Welle und die Laufzeiten des ersten Einsatzes eingetragen worden. Die strichpunktierte Gerade bedeutet die theoretische Laufzeitkurve der Scherwelle¹⁾. Die Laufzeitgerade der Rayleighwelle ist gestrichelt bis zur Keilachse extrapoliert worden. Diese Darstellungsart zeigt besonders deutlich, wie die B-Welle sich aus der Rayleighwelle entwickelt. Man erkennt, daß L- und B-Welle gleichzeitig die Keilachse erreichen. Ihre Laufzeit ist dabei innerhalb der Fehlergrenzen gleich der theoretischen Laufzeit der Rayleighwelle. Dieses Ergebnis ist überraschend, weil die Rayleighwelle in der Nähe der Keilachse gar nicht beobachtet wird. An diesem Ergebnis ändert sich nichts, wenn man die Anregungs- und Empfangsbedingungen verändert. Es bleibt auch erhalten bei Messungen an Keilen mit einem kleineren Öffnungswinkel, was durch weitere Experimente gezeigt werden konnte. Da die L- und B-Welle verhältnismäßig lange Schwingungszüge bilden, wurde die mittlere Periode näherungsweise dadurch bestimmt, daß der Zeitabstand zwischen drei Extremwerten des Signales durch zwei dividiert wurde. Dieser Periode wurde eine „lokale Phasengeschwindigkeit“ c zugeordnet. Auf den Laufzeitkurven ist außerdem die Laufzeit der größten Amplitude der B-Welle durch große ausgefüllte Kreise vermerkt worden. Wenn man diese Kreise durch eine Kurve verbindet, so gibt deren reziproke Neigung die „lokale Gruppengeschwindigkeit“ U an. Aus der lokalen Phasengeschwindigkeit und der mittleren Periode wurde die „lokale Wellenzahl“ k bestimmt. Abb. 4 zeigt die lokale Phasen- und Gruppengeschwindigkeit als Funktion des dimensionslosen Parameters kH . Hierin bedeutet H die halbe lokale Keilweite. Die Meßwerte sind entsprechend durch Dreiecke, Kreise bzw. Kreuze angegeben worden. Die drei ausgezogenen Kurven geben nicht etwa den bestanschließenden Verlauf dieser Meßpunkte an, sondern die

¹⁾ Die Scherwelle konnte am Keil nicht zuverlässig ermittelt werden. Ihre Geschwindigkeit wurde daher an der Aluminiumplatte, aus der das Modell geschnitten worden war, mit $3,18 \text{ mm}/\mu\text{sec}$ gemessen.

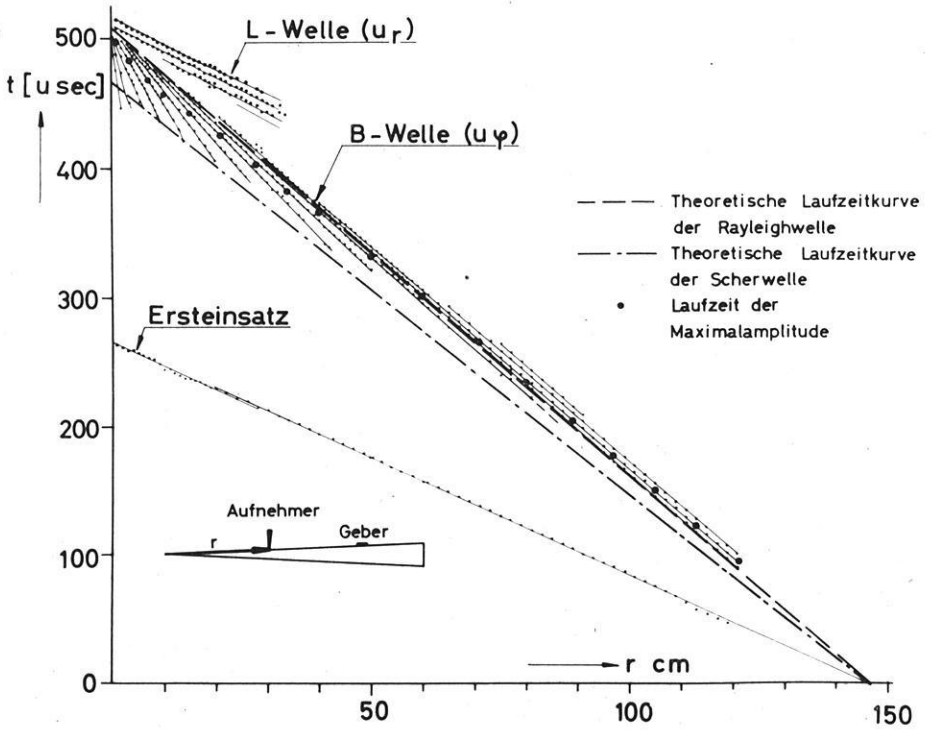


Abb. 3: Laufzeitkurven.

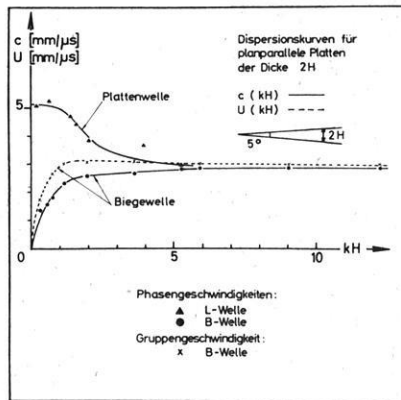


Abb. 4: Dispersionskurven der L- und B-Welle.

Dispersionskurven nullter Ordnung für eine Platte mit parallelen Grenzflächen. Die Dicke dieser Platte beträgt $2H$, ist also gleich der halben Keilweite. Hieraus ist zu schließen, daß

- a) die lokalen Phasen- und Gruppengeschwindigkeit der B-Welle bei der lokalen Keilweite $2H$ gleich den Phasen- und Gruppengeschwindigkeiten der Biegewelle an einer Platte entsprechender Dicke sind,
- b) sich die gleiche Übereinstimmung zwischen der lokalen Phasengeschwindigkeit der L-Welle und der Plattenwelle findet.

Es muß hinzugefügt werden, daß die gleichen lokalen Geschwindigkeiten auch an den reflektierten B- und L-Wellen gemessen wurden (vgl. (1)).

Signalform der L- und B-Welle

Die nachgewiesene Ähnlichkeit der Wellen an Platten und der Wellen an Keilen hat Grenzen, die jetzt im einzelnen besprochen werden sollen. Z. B. stellt die Amplitudenzunahme der Wellen mit Annäherung an die Keilachse eine Abweichung zu den Wellen an Platten dar. Von größerer Bedeutung für die Seismologie ist allerdings die spezifische Signalverformung der Wellen beim Durchlaufen des Keiles. Abb. 1 zeigt im Falle der L-Welle, daß die Signalform von der Ausbreitungsrichtung der Wellen abhängt. Dies ist besonders beachtenswert, weil andererseits die lokale Phasen- und Gruppengeschwindigkeit unabhängig von der Ausbreitungsrichtung sind.

Abb. 5 zeigt einige typische Signalformen der Wellen an Keilen und Platten. Die Biegewelle zeigt anormale Dispersion wie die B-Welle, die auf die Keilachse zuläuft. Bei beiden ist die Phasengeschwindigkeit kurzperiodischer Wellen größer als die der langperiodischen. Trotzdem unterscheiden sich die Schwingungsbilder beträchtlich. Die Biegewelle besteht aus einem Schwingungszug zunehmender, die B-Welle aus einem Schwingungszug abnehmender Periode. Ähnliche Unterschiede gibt es auch bei der Plattenwelle und der zur Keilachse laufenden L-Welle.

Die Signalformen mögen an dem Beispiel der L-Welle interpretiert werden. Wir gehen von den Dispersionskurven der lokalen Gruppen- und Phasengeschwindigkeit aus. Es gibt zwei Asymptoten, bei denen U und c ineinander übergehen. Die erste bei $kH \Rightarrow 0$ ergibt die Geschwindigkeit der Stabdehnungswelle. Bei der zweiten $kH \Rightarrow \infty$ liegt die Geschwindigkeit der Rayleighwelle vor. In beiden Fällen bedeutet $U \approx c$, daß das Signal ohne wesentliche Formveränderung fortschreitet. Wir nehmen an, ein Signal der Rayleighwelle werde auf dem Keil bei $H = H_0$ angeregt. H_0 , die örtliche Keilweite, soll groß gegen die mittlere Wellenlänge sein. Das Signal besitze ein Frequenzspektrum, das große Amplituden nur in dem Bereich zwischen ω_1 und ω_2 aufweist. Zu ω_1 und ω_2 gehören Wellenzahlen k_1 und k_2 . An der Quelle werden demnach vorwiegend Wellen erzeugt, deren Geschwindigkeiten $c(kH)$ und $U(kH)$ in den schraffierten Bereich in Abb. 6 fallen mögen. Die längsten Wellen haben die kleinste Gruppengeschwindigkeit. Wenn das Signal auf die Keilachse zuläuft, sammeln sie sich schließlich im Signalende. Mit zunehmendem Laufweg der Welle verkleinert sich H

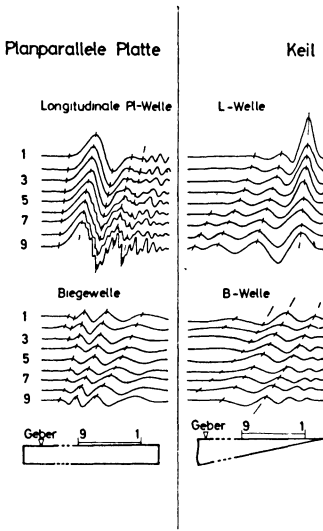


Abb. 5: Zum Vergleich der Signalformen von Wellen an planparallelen Platten und an Keilen.

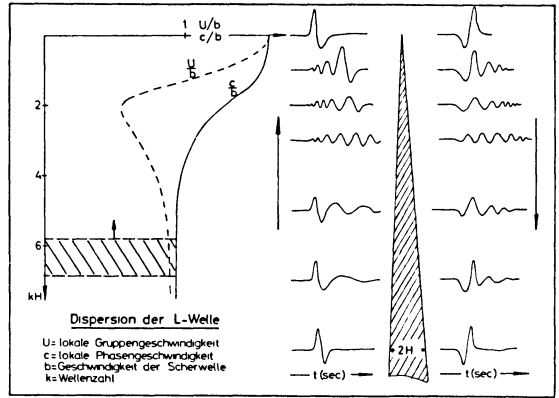


Abb. 6: Zur Interpretation der Verformung des L-Signales beim Durchlaufen des Keiles.

bei gleichbleibendem Frequenzspektrum. Gleichbedeutend damit ist, daß kH sich verkleinert. Wenn das Signal $kH = 2$ erreicht, besitzt es bereits die Form eines Schwingungszuges wachsender Amplitude und Periode. Bei weiterer Annäherung an die Keilachse steigt die lokale Gruppengeschwindigkeit wieder an. Der Schwingungszug wird jetzt wieder kürzer, und der Prozeß der Signalverzerrung wird wieder rückläufig. Bei $kH = 0,5$ bildet sich bereits ein fast dispersionsfreies Signal heraus, dessen Entstehungsmechanismus ein physikalisches Beispiel für das bekannte statistische Verfahren der Impulskompression darstellt.

Wenn das L-Signal sich von der Keilachse entfernt, tritt genau das Umgekehrte ein: die kürzesten Wellen im Spektrum haben die kleinste lokale Gruppengeschwindigkeit. Das Signal verformt sich derartig, daß ein Schwingungszug zunehmender Amplitude und Periode entsteht. Das Schwingungsbild stellt demnach den spiegelbildlichen Verlauf der einfallenden L-Welle dar. Alle die hier beschriebenen Kennzeichen der Signalverformung werden tatsächlich auch beobachtet, wie Abb. 1 zeigt.

Diese Überlegung führt auch zu der Konsequenz, daß die Signalform eine Funktion des Anregungsortes sein muß.

Die Ergebnisse lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

1. Die Signalform der Keilwellen läßt sich auf Grund der Dispersionskurven für die lokale Phasen- und Gruppengeschwindigkeit interpretieren.
2. Die Signalform der Keilwellen ist eine Funktion der Ausbreitungsrichtung.
3. Die Signalform der Keilwellen ist eine Funktion des Anregungsortes.

Über Rayleighwellen an einer Deckschicht mit geneigter Grenzfläche über einem Halbraum mit hoher Wellengeschwindigkeit

Es soll schließlich erwähnt werden, daß entsprechende Überlegungen auch bei Rayleighwellen an einer keilförmigen Deckschicht über einem Halbraum hoher Wellengeschwindigkeit zum Ziele führen. Dieses haben erste Vorversuche des Verfassers ergeben. Jedoch hat STEINBECK [1965] bereits in seiner Dissertation eine große Zahl von instruktiven Seismogrammeispielen vorgelegt, die an einem Plexiglaskeil über Aluminium unter den verschiedensten Anregungsbedingungen gewonnen wurden. Diese Seismogrammeispiele zeigen, daß die zur Keilachse laufende Rayleighwelle

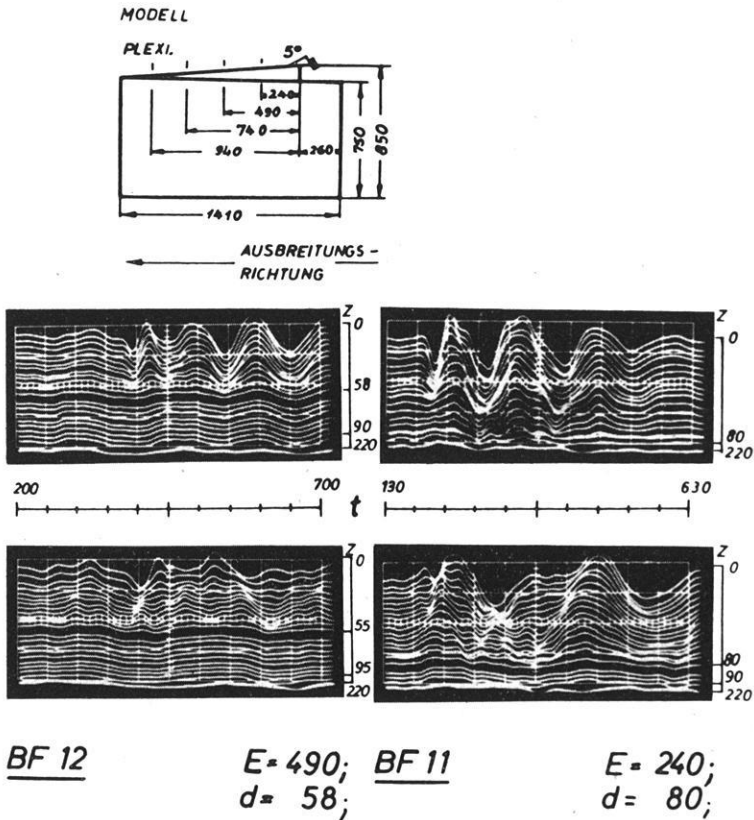


Abb. 7: Seismogramme der Rayleighwelle an einem Plexiglaskeil über Aluminium nach STEINBECK. Die Welle läuft auf die Keilachse zu und zerfällt in einen Schwingungszug zunehmender Periode. Die oberen Seismogramme stellen die Vertikalkomponente *V*, die unteren die Horizontalkomponente *H* der Verschiebung dar. *E* = Meßentfernung in mm, *d* = lokale Keilweite in mm, *t* = Laufzeit in µsec.

nahezu das spiegelsymmetrische Signal der Rayleighwelle, welche sich von der Keilachse entfernt, zeigt. Dieses Verhalten kann ähnlich wie die L-Welle in Abb. 6 interpretiert werden.

Zur Demonstration des Sachverhaltes sind der Arbeit von STEINBECK die Abb. 7 und 8 entnommen worden. Die beiden beigefügten Skizzen stellen die Meßanordnung dar und zeigen, daß die Messungen der Horizontalkomponente H und der Vertikal-komponente V des Verschiebungsvektors auf Profilen senkrecht zur oberen Grenzfläche im Inneren des Modelles durchgeführt wurden.

Der Interpretation sei folgendes vorangeschickt: Die Dispersionskurven nullter Ordnung $c(kH)$ und $U(kH)$ besitzen ($H =$ halbe Schichtmächtigkeit) bei $kH = 0$ eine Asymptote bei $U = c = 3,05 \text{ mm}/\mu\text{sec}$ [EWING, JARDETZKY and PRESS, 1957].

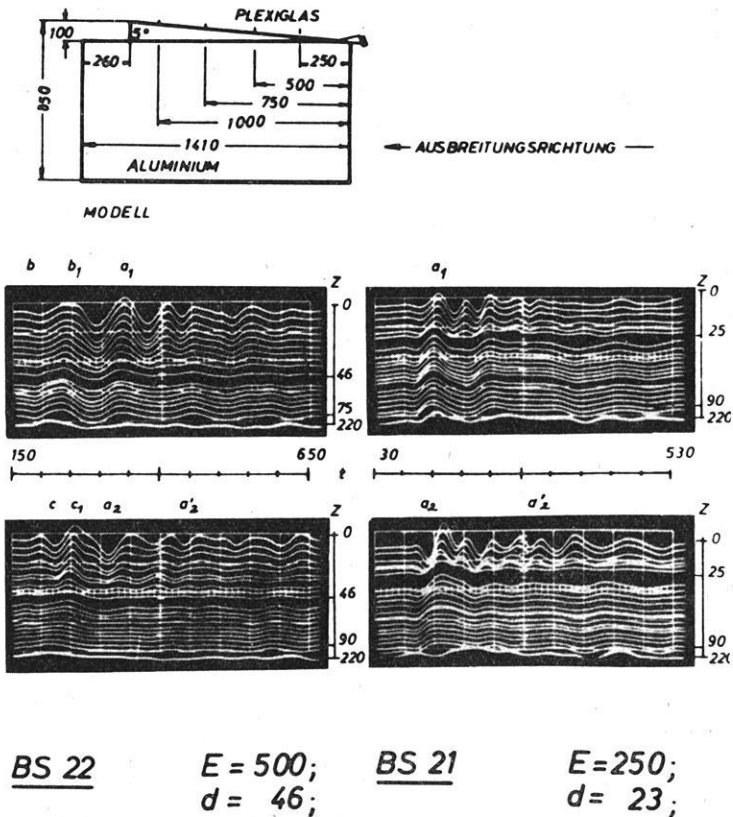


Abb. 8: Seismogramme der Rayleighwelle an einem Plexiglaskeil über Aluminium nach STEINBECK. Die Welle entfernt sich von der Keilachse und zerfällt dabei in einen Schwingungszug abnehmender Periode (Bezeichnungen siehe Abb. 7).

Dieses ist die Geschwindigkeit der Rayleighwelle am Aluminiumhalbraum. Sie ist die höchste Geschwindigkeit, welche U und c erreichen können. Mit wachsendem kH nehmen U und c zunächst ab, und zwar U rascher als c . Die Gruppengeschwindigkeit U erreicht schließlich bei $kH \approx 2$ ein Minimum und steigt dann wieder an, um bei $kH \Rightarrow \infty$ die Geschwindigkeit $U = c = 1,25 \text{ mm}/\mu\text{sec}$ asymptotisch zu erreichen. Die Dispersionskurven haben demnach ein ähnliches Aussehen wie die in Abb. 6. Folglich muß auch die Rayleighwelle an einem Plexiglaskeil über Aluminium eine ähnliche Signalverformung erfahren wie dort.

Die auf die Keilachse zulaufende Rayleighwelle wird in einen Schwingungszug abnehmender Frequenz zerfallen. Die Rayleighwelle, welche sich von der Keilachse entfernt, wird einen Schwingungszug ansteigender Frequenz ergeben. Beide Signalformen sind in den Abb. 7 und 8 deutlich zu erkennen.

Zusammenfassung der Ergebnisse

Die modellseismischen Versuche haben ergeben, daß an einem Keil mit kleinem Öffnungswinkel die Rayleighwelle nur dort beobachtet werden kann, wo die örtliche Keilweite groß gegen die dominierende Wellenlänge ist. Wenn die Rayleighwelle sich der Keilachse nähert, zerfällt sie in zwei neue Wellen mit Dispersion, sobald der örtliche Keilquerschnitt in der Größenordnung der vorherrschenden Wellenlänge liegt. Die Signalformen dieser beiden Wellen sind Funktionen des Anregungsortes, des Beobachtungsortes und des von der Welle zurückgelegten Weges. Sie können mit Hilfe der Dispersionstheorie elastischer Wellen an planparallelen Platten interpretiert werden. Die gleiche Art der Interpretation führt auch bei komplizierteren Fällen, wie bei einem keilförmigen Deckgebirge über einem elastischen Halbraum hoher Wellengeschwindigkeit, zum Ziele. Hierfür wird ein Beispiel aus der vorhandenen Literatur entnommen und diskutiert.

Der Verfasser dankt seinem verehrten Lehrer, Herrn Professor Dr. H. MENZEL, Hamburg, für viele hilfreiche Diskussionen. Herrn Dr. K. FUCHS, Karlsruhe, sei für die mit ihm geführten fruchtbaren Gespräche und Herrn Dr. J. STEINBECK, Berlin, für die Erlaubnis der Verwendung seiner Abbildungen in dieser Arbeit gedankt.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft gebührt Dank für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit.

Literatur

- EWING, W. M., JARDETZKY, W. S. and PRESS, F.: *Elastic Waves in layered Media*. McGraw-Hill, New York 1957.
- FUCHS, K.: Investigation on the Wave Propagation in Wedge-shaped Media. *Zt. f. Geophys.* 31, S. 51—89, 1965.
- HUDSON, J. A. and KNOPOFF, L.: Transmission and reflection of Surface Waves at a corner, 2. Rayleigh-waves. *Journ. of Geophys. Res.* 69, S. 281—297, 1964.
- KNOPOFF, L. and GANGI, A. F.: Transmission and reflection of Rayleigh-waves by wedges. *Geophysics* 25, S. 1203—1214, 1960.
- KUO, J. T. and THOMPSON, G. A.: Model studies on the effect of a sloping interface on Rayleigh-waves. *Journ. Geoph. Res.* 68, S. 6187—6199, 1963.
- PILANT, W. L., KNOPOFF, L. and SCHWAB, F.: Transmission and reflection of Surface Waves at a corner. *Journ. of Geophys. Res.* 69, S. 291—297, 1964.
- STEINBECK, J.: *Modellseismische Untersuchungen von Rayleighwellen unter besonderer Berücksichtigung einer Deckschicht von variabler Mächtigkeit*. Dissertation, Universität Hamburg, 1965.

Fault-plane Solutions of Earthquakes in Baden-Württemberg¹⁾

By G. SCHNEIDER, R. SCHICK, Stuttgart²⁾ and H. BERCKHEMER, Frankfurt³⁾

Summary: This study is based on near-earthquake seismograms recorded within epicentral distances up to 800 km. From the first motion of P, S, and P_n waves the orientation of the nodal lines was determined for fault-plane solutions. Special attention is paid to earthquakes which occurred between 1960 and 1965 in the following regions of Southwestern Germany: Southern Black Forest, southwestern part of the Swabian Jura and the western part of the molasse basin. In all cases where the initial motions of the S-waves can be observed at many stations with high reliability, the source mechanism is of the double-couple type. In addition to strike slip faults, faults with dip-slip component are also found. A map shows the direction of the principal tectonic stresses for this region derived from the fault-plane solutions.

Zusammenfassung: An Hand von Erdbebenseismogrammen für Epizentralentfernungen bis 800 km wurden die Richtungen der ersten Bodenbewegung bei P, S, und P_n-Wellen als Funktion des Azimutwinkels bestimmt. Speziell untersucht wurden Erdbeben der letzten 5 Jahre in den folgenden Herdgebieten: Südschwarzwald, Südwestalb und Oberschwaben. Alle Erdbeben, bei welchen die Richtung der ersten Bodenbewegung von S-Wellen an vielen Stationen bestimmbar war, entsprechen in ihrer Abstrahlung einem Kräftequadrupol. Neben reinen Horizontalverschiebungen treten Schrägverschiebungen auf. In einer tektonischen Karte sind alle bisher bekannten, herdmechanisch bestimmten tektonischen Hauptspannungsrichtungen zusammengefaßt.

Introduction

In southwestern Germany the seismic activity in the time between 1800—1965 is connected with the following tectonic zones: the eastern border of the Rhine Graben, the highly faulted Southern Black Forest, and the fracture zone stretching from the Bonndorf-Graben to the Lake of Constance (Fig. 1).

Further seismic regions are situated in the central part of the country: in the Molasse Basin near the city of Saulgau, in the western part of the Swabian Jura near the Hohenzollern-Graben, in the region of the Freudenstadt-Graben, and along a fracture zone near Stuttgart. There was no seismic activity in the northeastern area of Baden-Württemberg.

¹⁾ Paper presented at the meeting of the Deutsche Geophysikalische Gesellschaft, held April 4th—7th, 1966, at the Kiel University, Federal Republic of Germany.

²⁾ Dr. R. SCHICK and Dr. G. SCHNEIDER, Landeserdbebendienst Baden-Württemberg, 7000 Stuttgart-O, Richard-Wagner-Straße 44.

³⁾ Prof. Dr. H. BERCKHEMER, Universitätsinstitut für Meteorologie und Geophysik, 6000 Frankfurt a. M., Feldbergstraße 47.

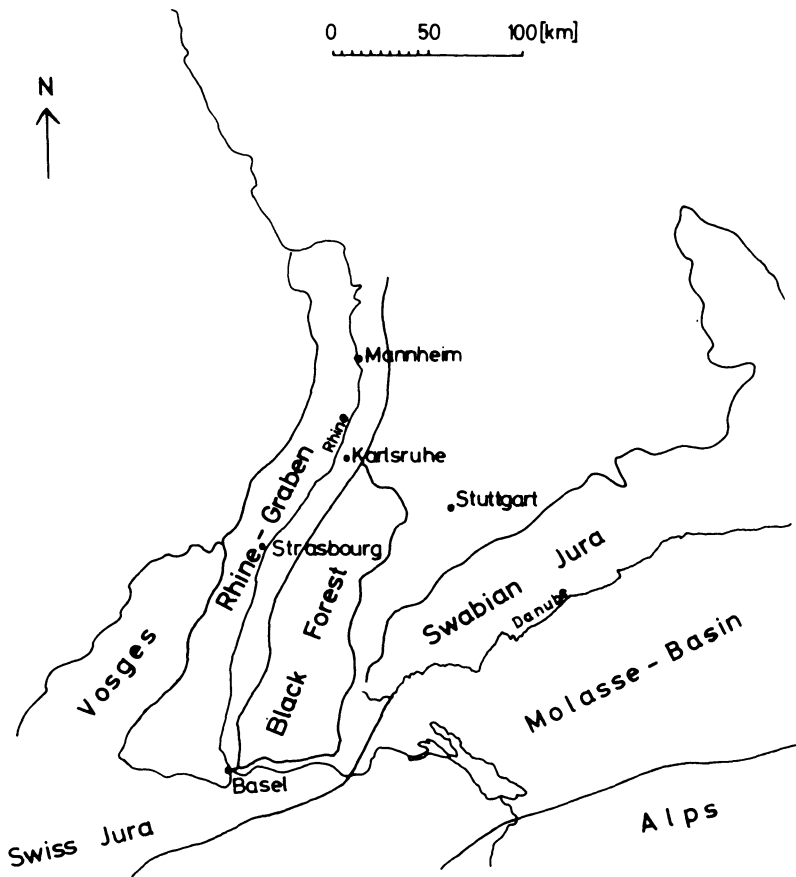


Fig. 1: Geographic map.

The work was undertaken to find a possible relation between the faults determined by surface geology and the forces acting at the earthquake sources.

Theoretical models

When we examine the records of an earthquake from many stations distributed around the epicenter, we can find that the direction of first motions for P and S waves shows some sort of systematic variation. For interpretation of this observed pattern of first motions, we need a mathematical model of the forces acting at the focus. Of all possible combinations of force-systems only two have been found to fit seismic observations. They are: a) the single-couple of forces with moment or the dipole; b) a double-couple or two couples of forces without moment (Fig. 2). These models were originally introduced by the work of H. NAKANO (1923).

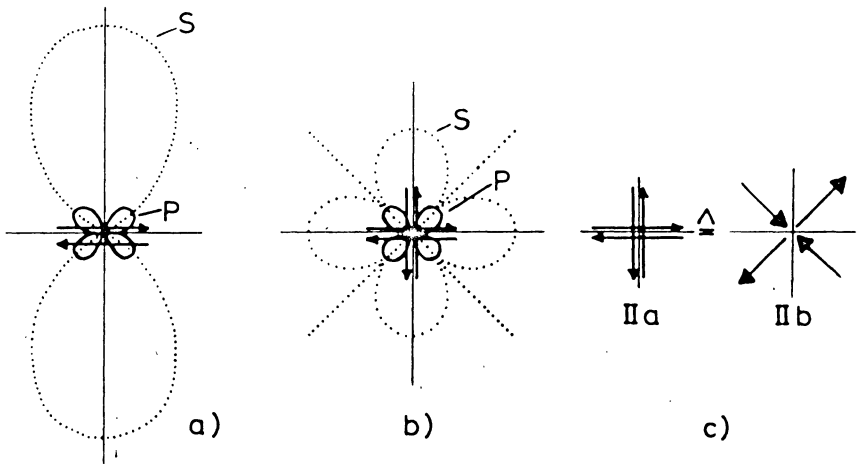


Fig. 2: Radiation pattern (a) dipole source, (b) double couple source, (c) equivalence of force systems IIa and IIb.

Both models produce the same four-lobe patterns for the P-wave distribution, where the sign of initial motion changes from quadrant to quadrant. Along the lines separating the different quadrants from each other the amplitude of the P-wave becomes zero. The two models can only be distinguished by the S-wave radiation. The single couple source shows a two-lobe pattern for S, (Fig. 2a) while the double couple source gives four lobes (Fig. 2b). One of the nodal lines of P is related to the orientation of the fault-plane.

All the earthquakes studied here show a four-lobe pattern for S-waves which leads to the assumption of double-couple sources. In this case, a unique determination of the fault plane is not possible, since both the fault plane and the auxiliary plane are equivalent. Geological facts, however, can often help to decide which one of the two possible planes was the rupture plane. But independent of this, the double-couple source is statically and dynamically equivalent to a system of four forces arranged as shown in Fig. 2c. These forces represent the principal tectonic stresses.

Regional observations

1. The Swabian Jura

Most earthquakes in the Swabian Jura show a radiation pattern for S- and for P-waves as expected from a vertical strike slip fault (Blattverschiebung). In this case the two pairs of forces are acting horizontally. Some examples are shown in Fig. 3.

In some earthquakes of this region the nodal lines are not perpendicular to each other (Fig. 4). This may be explained by a slight tilt of the force system (Fig. 6c).

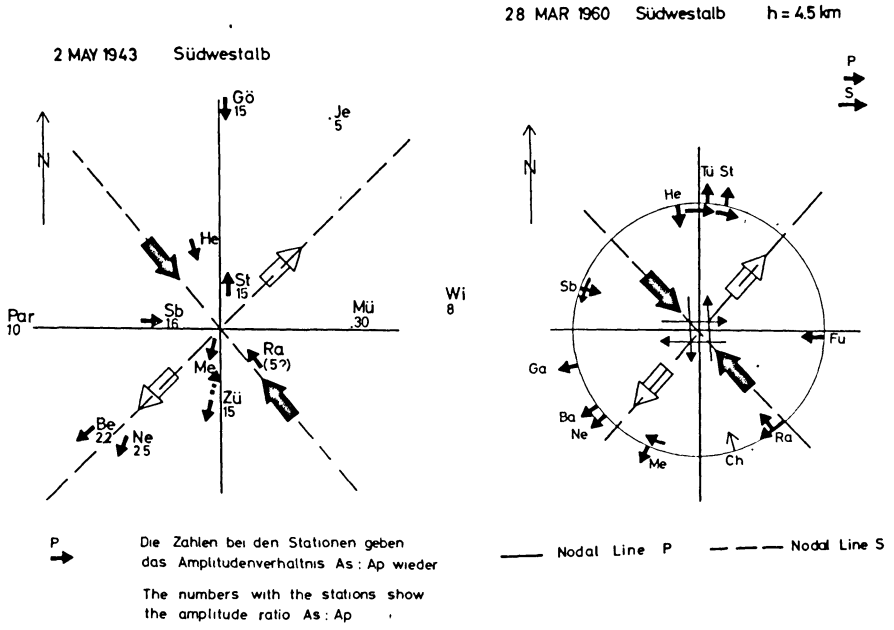


Fig. 3: Fault-plane solutions for two earthquakes in the Swabian Jura.

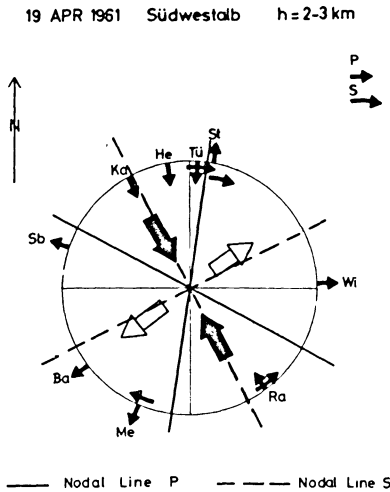


Fig. 4: Initial motions for P and S for an earthquake in the Swabian Jura.

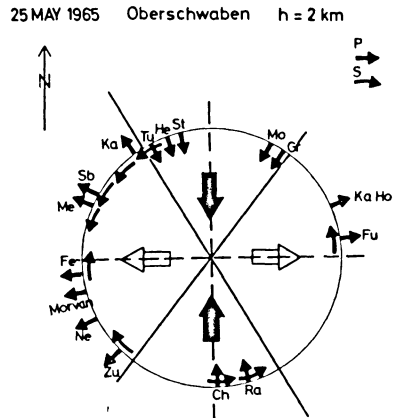
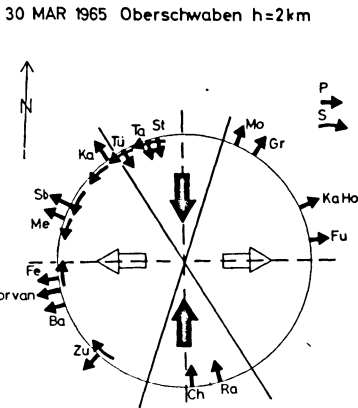
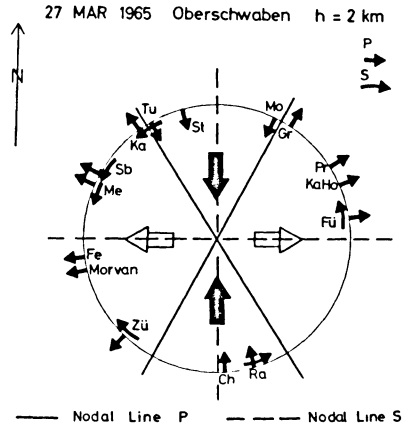
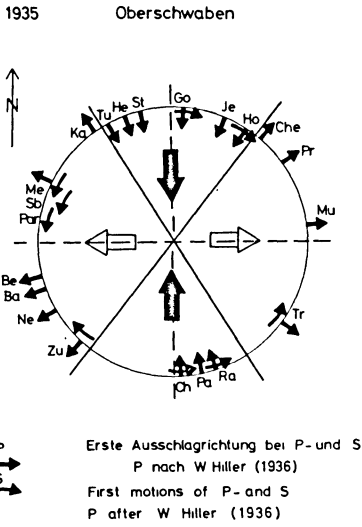


Fig. 5: Distribution with azimuth of the direction of first motion of P and S for earthquakes in the molasse basin.

The tectonic situation of this epicentral area is characterized by the Hohenzollern-Graben, striking in Hercynian direction. This graben is younger than the uppermost fractured jurassic sediments. We have no further indications for the age of this structure. All fault plane solutions indicate, however, that there has been only strike slip motion in this region during the last 50 years. From this we may state that these earthquakes are not in direct relation with the origin of the Hohenzollern Graben. Furthermore, the epicenters cross the Graben in north-south direction.

2. Molasse basin

The nodal lines of all earthquakes in the molasse basin do not intersect at right angles. Comparing the results of W. HILLER (1936a) with ours of 1965, we do not see any change in the source mechanism (Fig. 5). From the results of geophysical prospecting and deep drilling, as published by W. ELBERSKIRCH and K. LEMCKE (1955), there is a high probability that the fault plane is like the one shown in Fig. 6.

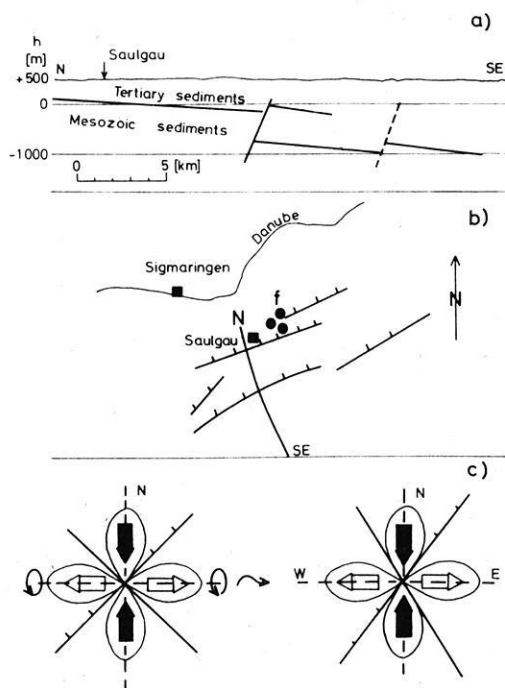


Fig. 6: Molasse shocks. a) Geological cross section of the molasse basin around the city of Saulgau after seismic reflexion measurements; b) simplified tectonic map and earthquake epicenters (f); c) Change of the direction of P-nodal lines by rotation of the force system around an E-W-axis. a) and b) after W. EBERSKIRCH and K. LEMCKE (1955).

3. Southern Black Forest

For one of the earthquakes studied the first motions of P and P_n are opposite at distant stations (Fig. 7). W. HILLER (1936b) already used this effect to fix the spatial position of faults if they are strongly tilted against the surface of the earth. The crustal section of Fig. 8 demonstrates the application of HILLER's method. The dip angle of the possible fault planes is close to 45°. This is not unexpected in a tectonic zone where many grabens and horsts can be found. By instrumental determination we obtained a focal depth of 18 km. From the focal mechanism it is evident that the focus lies above the Conrad-discontinuity. We have to distinguish between the rays originating at the four different quadrants of the focus (I—IV, Fig. 8).

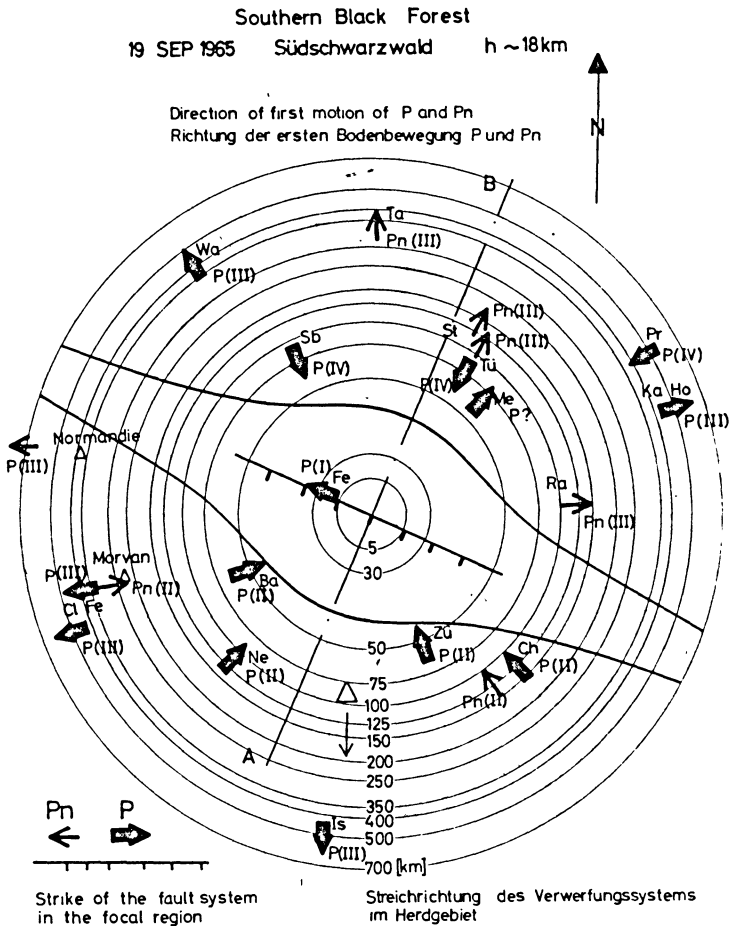


Fig. 7: Initial motions of P and P_n for an earthquake in the Southern Black Forest.

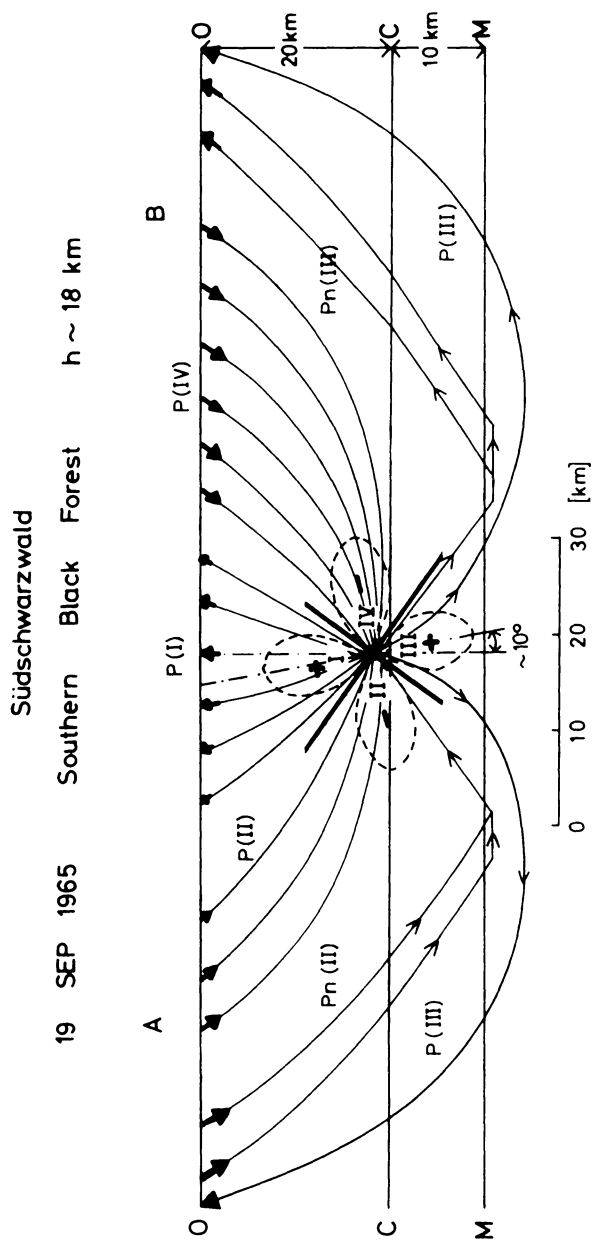


Fig. 8: Cross section demonstrating HILLER's method for an earthquake in the Southern Black Forest.

Quadrant I: This quadrant delivers compression pulses in a narrow zone stretching from NW to SE. There was one station in this zone.

Quadrant II: This quadrant is responsible for the origin of direct P-waves and also of P_n-headwaves; both of dilatational first motion.

Quadrant III: We can see from the record shown in Fig. 7a that the amplitude of the P_n-headwaves becomes extremely small at a distance of about 300 km. The P_n-pulse is immediately followed by a strong P-pulse of opposite direction in the first motion. The second pulse can only be explained by a refracted ray (coming from quadrant III) penetrating into the upper mantle. North of the focal region the P_n-pulses are compressions. We explain this fact by tilting the nodal planes about 10 degrees, so that the ray falling on the M-discontinuity under the critical angle comes from the compression-quadrant III.

Quadrant IV: This quadrant is only the source of the rarefaction pulses recorded north of the epicenter.

Another example illustrates that not only dip-slip, but also strike-slip motion occurs in the same region. In this case, P and P_n start with the same sense of movement. An earthquake with a strike-slip motion in the Black Forest is shown in Fig. 9.

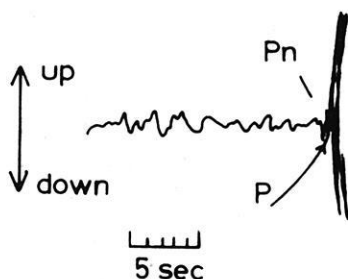


Fig. 7a: Seismogram recorded SEP 19, 1965 at the station Sommée Lormes in the Morvan-mountains (France). Epicentral distance about 300 km. Magnification about 10⁶.

28 APR 1961 Südschwarzwald h = 22 km
Southern Black Forest

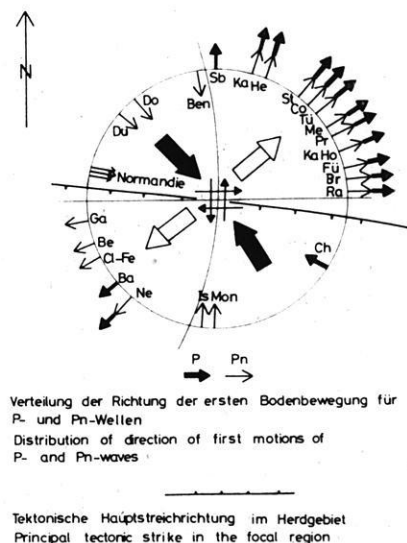


Fig. 9: Azimuthal distribution of P and P_n for a strike slip earthquake in the Southern Black Forest.

Conclusion

A summary of all results obtained here is presented in Fig. 10, together with the geological faults. There seems to exist no general force or fault-system which would align the stresses in the different earthquake regions. For instance, such a superimposing force could be a common pressure from the Alps. On the other hand it might be possible that the number of cases studied is too small to make a final statement. One interesting feature is the existence of both strike- and dip-slip motion at the border of the Rheingraben. While dip-slip motion is expected to take place in a

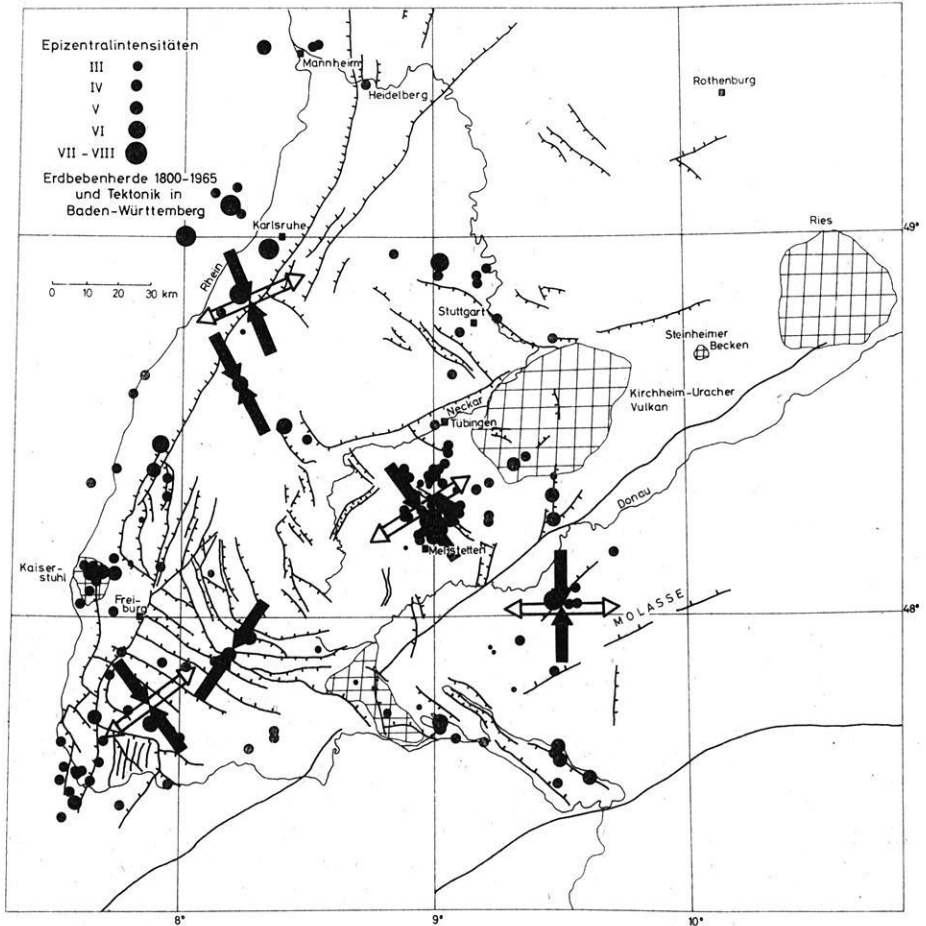


Fig. 10: Seismotectonic map of Baden-Württemberg containing the principal tectonic stresses as deduced from fault plane solutions by W. HILLER and the authors.

graben, this is not the case for a strike-slip. In a recent paper on the Rheingraben, however, H. ILLIES (1965) proposed that both strike slip and dip slip motion is necessary to form a graben.

Acknowledgements

We wish to express our thanks to all seismological observatories which kindly supplied their records.

Station abbreviations:

Ba	Basel	Ka	Karlsruhe
Ben	Bensberg	Ka Ho	Kašperský Hory
Be	Besaçon	Me	Meißen
Br	Bratislava	Mon	Monaco
Che	Cheb	Mo	Moxa
Ch	Chur	Mü	München
Cl-Fe	Clermont-Ferrand	Ne	Neuchâtel
Co	Colm	Par	Paris
Do	Dourbes	Pa	Pavia
Du	Durham	Pr	Prag; Pruhonice
Fe	Feldberg	Ra	Ravensburg
Fü	Fürstfeldbruck	Sb	Strasbourg
Ga	Garching	St	Stuttgart
Gö	Göttingen	Ta	Taunus
Gr	Gräfenberg	Tr	Trieste
He	Heidelberg	Tü	Tübingen
Ho	Hof	Wa	Warmfontaine
Is	Isola	Wi	Wien
Je	Jena	Zü	Zürich

References

- ELBERSKIRCH, W. and K. LEMCKE: Zur Tektonik der nordalpinen Molassesenke. Z. deutsch. Geol. Ges. 105, p. 307, 1955.
- HILLER, W.: Das oberschwäbische Erdbeben am 27. Juni 1935. Württg. Jb. für Statistik u. Landeskd. Jg. 1934/35, p. 209, 1936.
- HILLER, W.: Das Erdbeben im nördlichen Schwarzwald am 30. Dezember 1935. Seism. Ber. Württg. Erdbebenw. Jg. 1935, 1936.
- ILLIES, H.: Bauplan und Baugeschichte des Oberrheingrabens. Oberrhein. Geol. Abh. 14, 54 pp., 1965.
- NAKANO, H.: Notes on the nature of the forces which give rise to the earthquake motions. Seism. Bull. Centr. Meteorol. Obs. Japan 1, p. 92, 1923.

Upper Atmosphere Winds Deduced from Vapour Trail Drifts

By R. JAESCHKE, Noordwijk¹⁾

Summary: In France vapour trail experiments for wind measurements have been carried out by the Service d'Aeronomie since 1959. By the summer of 1964 31 different soundings had been obtained. Most of the rockets have been launched at Hammaguir (Sahara). A synopsis of the data is given. Reference is made to wind data obtained at Wallops Island.

Zusammenfassung: In Frankreich werden Windmessungen mit der Metaldampfmethodem seit 1959 vom Service d'Aeronomie durchgeführt. Bis zum Sommer 1964 lagen 31 verschiedene Windprofile vor. Es wird ein Überblick über die Beobachtungsergebnisse gegeben und ein Vergleich mit Windmessungen in Wallops Island durchgeführt.

Introduction

The idea of creating an artificial sodium cloud in the upper atmosphere by means of a sounding rocket was first brought forward by D. BATES in 1950. If illuminated by the Sun's radiation it should be visible by optical resonance and could be observed from the ground.

The first sodium cloud was created in 1954 by MANRING and his co-workers at the Geophysics Corporation of America [EDWARDS et. al., 1956]. Since then this method has been used by many scientific groups in different countries as soon as sounding rockets have become available to them. Very often national space research programs have started with release experiments because the scientific payload is rather simple and does not require knowledge of advanced space technology.

In this paper wind measurements in the upper atmosphere derived from the drift of sodium trails will be discussed. However, it should be kept in mind that not only wind measurements can be obtained by the observation of metal vapour clouds. FÖPPL et. al. [1965] have summarised in a table which is reproduced below the commonly observed quantities and the physical properties of the cloud and its environment which one can derive. References to the literature are given in their article.

Table 1 (from FÖPPL et. al., 1965):

No.	Observation	Derived property
1.	Initial phase, shockwaves	Initial density and temperature in the cloud or mean free path in the atmosphere
2.	Movement of the whole cloud	Atmospheric winds
3.	Distortion	Wind-shear
4.	Fine structure	Turbulence
5.	Diffusional expansion	Diffusion coefficient, atmospheric density. Total mass if transition from optically thick to thin case takes place
6.	Intensity	Total released mass, illumination by the Sun, reactions with the surroundings
7.	Spectrum	Initial reactions, temperature (if optically thin)
8.	Reflection of radio waves	Electron density

¹⁾ R. JAESCHKE, European Space Research Laboratory, Zwarteweg 62, Noordwijk, Holland.

In France release experiments have been carried out by Prof. BLAMONT and his group of the SERVICE D'AERONOMIE since 1959. Most of the rockets have been launched from Hammaguir (31°N ; 3°W) in the Sahara, a few also from Reggan (26.7°N ; 0°) and Ile du Levant (43°N ; 6°E). By the summer of 1964 31 wind profiles had been obtained, of which only a few have been published [BLAMONT and BAGUETTE, 1961; HENRY, 1964].

Description of Technique

A container filled with a mixture of sodium or other alkali or alkali-earth metals with thermite $\text{Al} + \text{Fe}_2\text{O}_3$ is launched with a sounding rocket. At a certain altitude around 70 km the mixture is ignited and continuously evaporated along the rocket trajectory. For temperature and other measurements explosive evaporation may be used.

The rocket launchings are executed during twilight conditions at a solar depression angle of approximately 12° in the morning and 6° in the evening. At ground level it is then night, while the upper atmosphere is illuminated by the Sun. By the solar radiation, resonance radiation of the metal vapour atoms is excited, for example for sodium the wellknown D-lines at 5896 \AA and 5890 \AA . The vapour clouds are visible against the dark sky and photographic and spectroscopic observations can be made.

For wind measurements the vapour trails are photographed simultaneously with aerial cameras from two or more ground observation stations which are between 30 and 100 km apart. The geometry of the cloud can be restituted from the photographs by triangulation methods either by analytic computation or with the aid of a stereo-topograph. The star background is used as a reference system. From the deformation and drift of the vapour trail shown on successive couples of photographs winds can be deduced.

An example of the restitution of a sodium cloud is shown in fig. 1. Successive positions of the axis of the sodium trail are shown in two perpendicular vertical planes. The final result of such a wind measurement is normally given in the form of a hodograph. A hodograph is the curve drawn by the tip of the wind vector as a function of height projected into a horizontal plane. In fig. 1 the hodograph for this particular sounding is given in an inset.

A photograph of a sodium cloud is reproduced in fig. 2. This cloud shows a rather complicated, tangled structure which at first view remains incomprehensible. The picture gets clearer when the normal evolution of a sodium trail is regarded (fig. 3). Ejection of sodium starts near 70 km on the upward leg of the trajectory and continues to approximately the same height on the downward leg. Near apogee, where the density of the ambient atmosphere is smallest, the cloud expands very quickly by diffusion. Near the 100 km level strong wind shears and quick changes of wind direction with height occur. The wind vector turns with elevation and a complete 360° rotation may be achieved in a 10 km height difference. Normally the deformation of both legs of the trajectory is identical at corresponding heights.

HAMMAGUIR 5 NOVEMBRE 1964 SOIR
SODIUM

POSITIONS SUCCESSIVES DU NUAGE

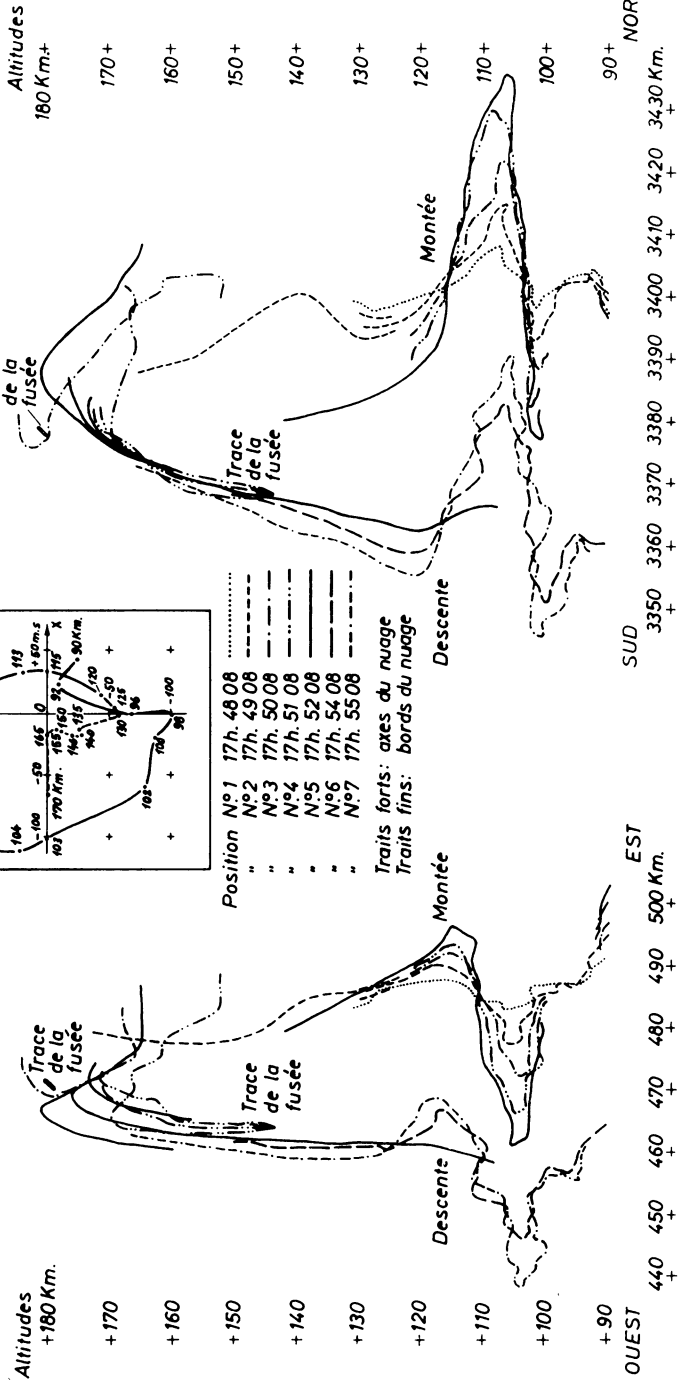
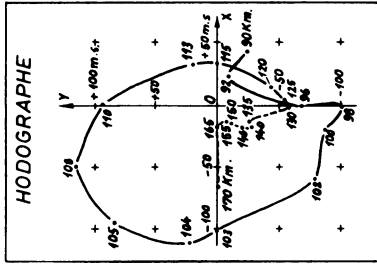


Fig. 1: Photogrammetric restitution of a sodium cloud (National Geographical Institute [IGN], Paris).

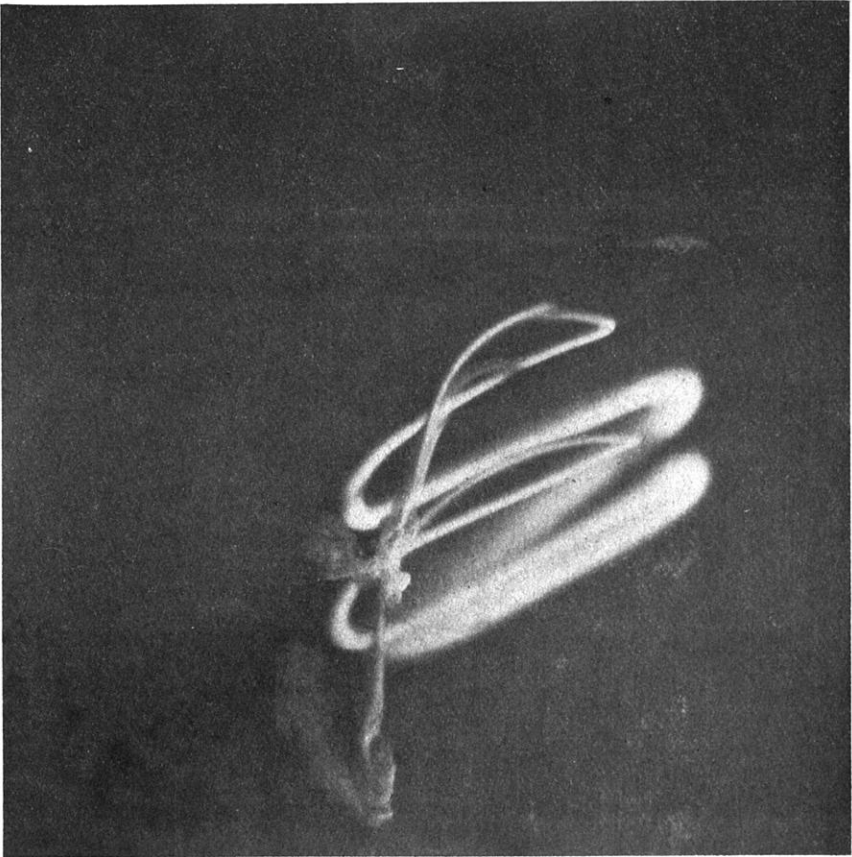


Fig. 2: Sodium cloud 10 March 1959 Hammaguir.

In fig. 2 the sodium cloud has been photographed in the plane of the trajectory and the deformations of the upward and downward leg are seen as parallel loops one behind the other. This becomes even more clear when the evolution of this cloud is followed in a series of photographs (fig. 4). At $H + 3$ min only the sodium trail of the ascent is visible. Deformation by winds is still small. At $H + 4$ min the rocket has just passed its apogee and begins the descent. In subsequent photographs, the trail becomes most diffuse near this spot. It can be seen very beautifully how the same configuration as on the upward leg is displayed on the downward leg. It should be noted that below a certain level (103 km) on both legs the trail becomes distorted while above it is perfectly smooth. This change can be observed on most sodium trails at approximately the same level.

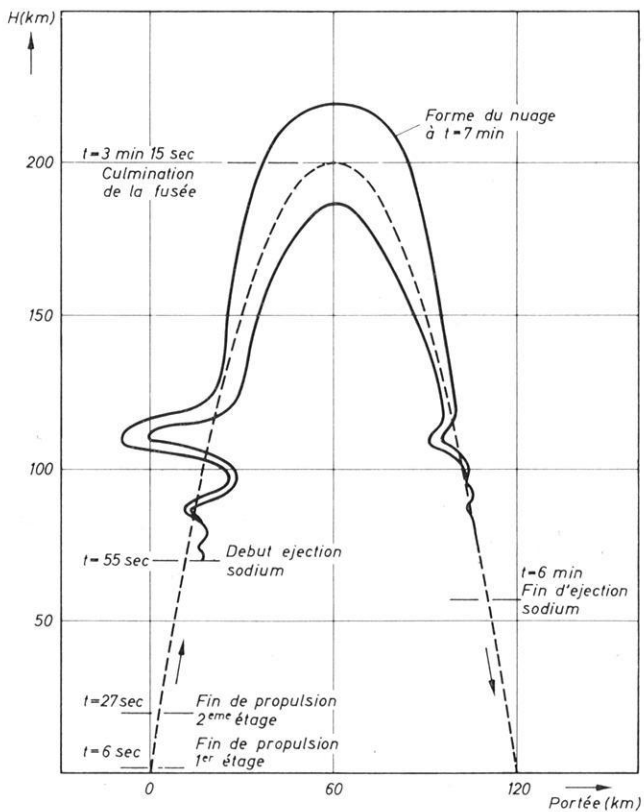


Fig. 3: Evolution of a sodium cloud (schematic, from HENRY, 1964).

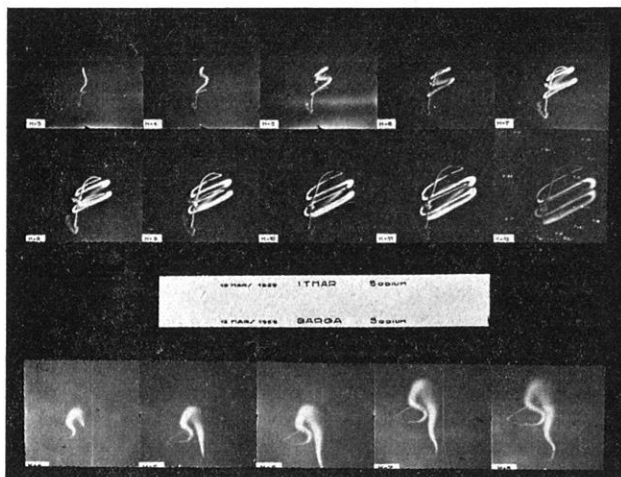


Fig. 4: Evolution of sodium clouds (from BLAMONT and BAGUETTE, 1961).

Synopsis of Data

A list of all wind measurements executed by the *Service d'Aeronomie* is given in Tables 2 and 3. Launching dates, the launch times in universal time (UT) and the altitude range for which wind measurements have been obtained are indicated.

Table 2: Sodium cloud launchings at Hammaguir; TMA releases are marked by an asterisk.

No.	Date	UT	Height range
1	10. 3. 1959	1840	93—120
2	12. 3. 1959	0544	109—164
3	2. 3. 1960	1832	106—190
4	5. 3. 1960	0542	92—182
5	13. 6. 1960	1941	92—180
6	16. 6. 1960	1942	89—180
7	10. 6. 1961	1952	92—115
8	9. 12. 1961	0610	90—135
9	5. 6. 1962	0424	101—130
10	5. 6. 1962	1945	104—140
11	26. 11. 1962	1736	106—119
12	28. 11. 1962	1736	85—128
13	30. 11. 1962	1737	107—116
14	1. 12. 1962	0602	100—170
15	15. 5. 1963	1926	77—150
16	21. 5. 1963	1929	90—165
17	12. 6. 1963	1939	93—128
18*	12. 2. 1964	2100	105—138
19*	13. 2. 1964	0000	91—135
20*	13. 2. 1964	0236	121—145
21	13. 2. 1964	0602	95—170
22	14. 2. 1964	0557	126—205
23	8. 5. 1964	1922	100—150
24	10. 5. 1964	1926	94—135

Table 3: Sodium cloud launchings at Reggan (REG) and Ile du Levant (LEV).

No.	Station	Date	UT	Height range
101	REG	9. 12. 1961	0547	90—180
102	REG	29. 5. 1962	1913	88—130
103	LEV	29. 5. 1962	1937	99—144
104	REG	5. 6. 1962	0412	98—140
105	REG	5. 6. 1962	1916	93—120
106	REG	21. 5. 1963	0419	92—160
107	LEV	21. 5. 1963	0254	92—160

The main disadvantage of the sodium trail method is that it yields only instantaneous values of the wind distribution with height and that it is restricted to twilight hours. The latter difficulty has been evaded recently by the use of chemiluminescent trails which can be observed throughout the night hours [ROSENBERG et al., 1964; ROSENBERG and EDWARDS, 1964]. Three wind profiles obtained from trimethyl-aluminium trails (TMA) are included in Table 2.

An additional difficulty for the interpretation of the results is that the soundings are normally restricted to one geographical position and that only few synoptic measurements have been obtained so far. It therefore is an intricate problem to give a comprehensive analysis of winds in the upper atmosphere, to describe synoptic wind systems and to extract diurnal or seasonal variations from these isolated soundings. This difficulty is further underlined by three examples of hodographs (figs. 5 to 7) which demonstrate the variety of wind distributions encountered.

In spite of this apparent variety, the wind profiles and hodographs for individual soundings reveal several common characteristics. No fundamental differences in these main features have been found for profiles from Hammaguir, Reggan and Ile du

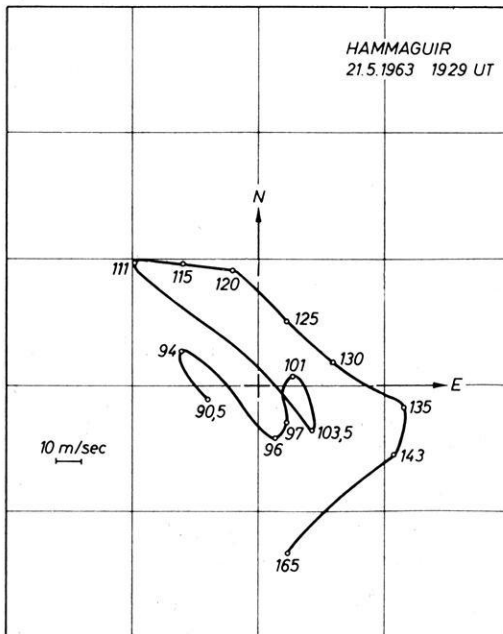


Fig. 5.

Fig. 5 to 7: Examples of hodographs.

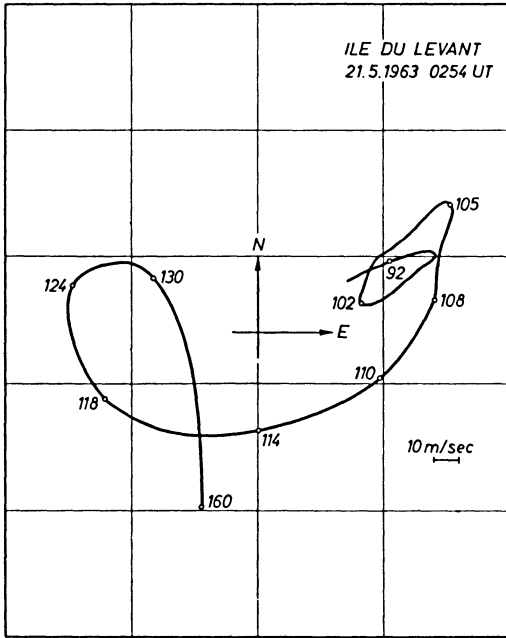


Fig. 6.

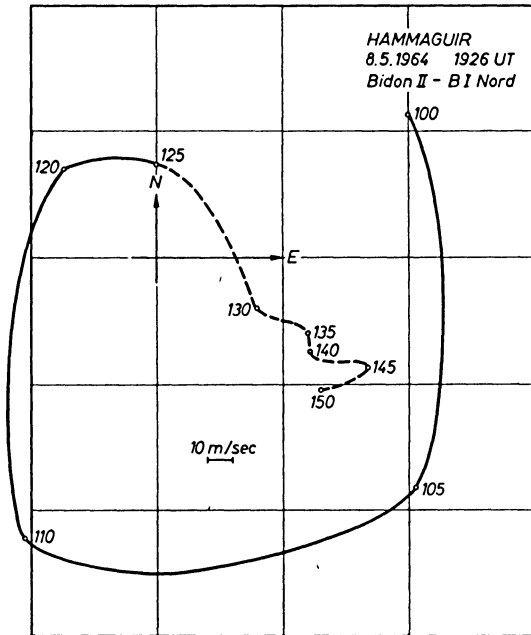


Fig. 7.

Fig. 5 to 7: Examples of hodographs,

Levant, for morning and evening soundings and for soundings in different seasons of the year. The main characteristics displayed by most individual soundings are the following:

- a) Between 90 and 125 km height the direction and speed of winds vary rapidly.
- b) A dominant speed maximum in the order of 100 m/sec occurs between 99 and 111 km.
- c) Below a sharp level near 101 km the trail shows globular distortions. Above that level the trail is completely smooth.
- d) Between 90 and 130 km the wind vector turns clockwise with increasing height.
- e) Above 135 km northerly winds are predominant and their speed increases with height.

Mean Wind Profile

Some of the characteristics of the individual wind profiles are also visible in a mean wind profile calculated from 31 soundings. Fig. 8 gives the mean scalar speed, without regard of the direction, for the 31 soundings listed in the Tables 2 and 3. Values have been taken at vertical intervals of 2.5 km below 140 km and of 5 km above 145 km.

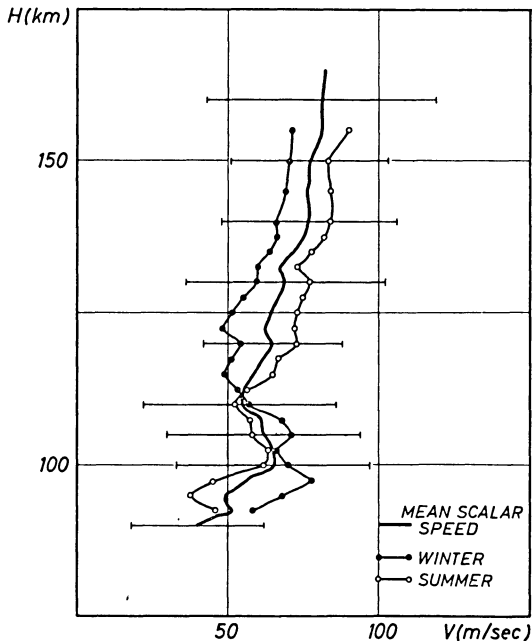


Fig. 8: Mean scalar speed versus height from 31 soundings and for summer and winter data separately. Standard deviations are indicated.

Velocity oscillations below 100 km are smoothed out in the mean wind profile. The dominant speed maximum is a less prominent feature than for individual soundings. Its mean speed is 90 ± 32 m/sec, the second number giving the standard deviation. The average height of the principal maximum of velocity is 104 ± 3 km. This height almost coincides with the dividing level below which the sodium trails show globular distortions with average diameters of 0.5 km, whereas above this level they are completely smooth. Considerable arguments as to the origin of these distortions are still in progress. BLAMONT and DE JAGER [1961] have attributed the difference in the outer appearance of the sodium trails to the existence of turbulent diffusion below 100 km which does not exist above this level. HINES [1960, 1963] has shown that many of the properties of the small scale irregularities can also be explained by a random superposing of internal atmospheric gravity waves. For the present sample the abrupt change in the appearance of the sodium trails seems to be a well-established feature and the mean height for the transition level lies at 101 ± 3 km, generally some kilometers below the maximum velocity.

In half the cases, the speed maximum near 105 km is the absolute maximum velocity over the vertical range of measurements. For the remaining 50% greater speeds are attained above 140 km. In the mean wind profile the speed increases almost linearly with elevation above 110 km. Between 110 and 140 km the mean gradient is 7.5 m/sec per 10 km and, above 140 km, 2 m/sec per 10 km. Standard deviations from the mean speed have been indicated at some heights in fig. 8.

Zonal and Meridional Components

In fig. 9 the mean meridional and zonal components are represented. Westerly winds, i. e. winds to the east, and southerly winds are counted positive. This representation is slightly misleading for components of opposite sign cancel each other and a small resultant may conceal strong actual winds. At a height of 110 km, for example, the resultant zonal component is zero, although the mean zonal wind at this altitude is 30 m/sec. However, easterly winds are as frequent as westerlies. To give an idea of the scatter, the standard deviation has been indicated for some heights. Where the resultants are important this shows a significant preponderance of one wind direction at this height. The increase of northerly winds above 110 km and their predominance above 135 km is conspicuous. Beneath 110 km there is no pronounced preference for northerly or southerly winds. For the zonal component the predominance of westerlies between 100 and 105 km is equally striking. Most of the dominant velocity maxima fall into this height interval. In the 115 to 125 km region there is a slight predominance of easterlies and above 135 km westerlies are again predominant. However, the resultants are small although actual zonal winds are of the order of 30 m/sec over the whole height range.

Above 135 km changes of wind speed and direction are small. The wind direction normally stabilizes in the meridian with the winds blowing from the north. Near the

140 km level the meridional component exceeds the zonal by a factor of two and at 160 km by a factor of 3. Only in the 90 to 100 km region is the zonal component slightly bigger than the meridional, and between 105 and 110 both components are about equal. The increase of their ratio is approximately linear between 110 and 140 km. This shows that meridional winds play a major role in the upper atmosphere and must be taken into account for global circulation models.

Resultant components for summer and winter soundings have been drawn separately in fig. 9. The 31 soundings have been divided into 15 winter and 16 summer soundings. The outstanding feature is that in the height region under consideration there are no radical seasonal changes as in the stratosphere and mesosphere, at least for the zonal component. Resultant zonal winds are essentially the same in summer and winter. In

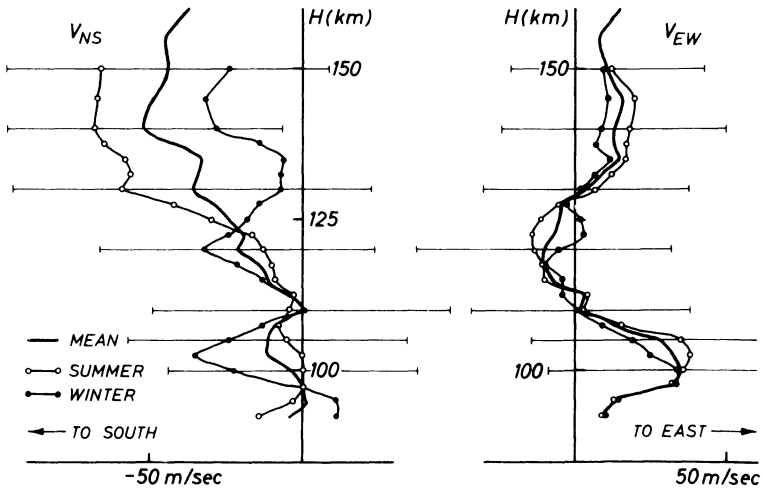


Fig. 9: Resultant wind components versus height from 31 soundings and for summer and winter data separately. Standard deviations are indicated.

particular, the predominant westerlies in the 100 to 105 km region persist throughout the year. Seasonal changes of the NS-component seem to be bigger. Near 105 km there is a predominance of northerlies in winter, while in summer both directions are equally frequent. Northerlies are predominant above 125 km in both summer and winter but there is a conspicuous difference in magnitude. It may be that this difference is of no great significance, since the only two soundings with meridional winds at this height blowing from the south occurred on winter mornings, and this may be accidental.

An attempt has been made to calculate also resultant components for morning and evening twilight soundings separately. The behaviour of the resultant components at different heights is more complicated and not entirely consistent. Therefore, no con-

clusion on the variation between morning and evening launchings can be drawn. From the mean scalar velocity profile it appears that AM speeds are higher than PM speeds below 100 km and are lower by about 20 m/sec above 130 km.

Comparison with Wallops Island Data

A comparable number of sodium cloud experiments has been executed at Wallops Island (38° N; 75.5° W). The main characteristics of individual soundings, a mean wind profile and resultant components have been published by KOCHANSKI [1964]. The results found for Hammaguir are in close agreement with the ones for Wallops Island. No fundamental difference seems to exist in the apparent features of individual soundings and especially the hodographs for these two stations.

Two completely different methods of analysis of the Wallops Island wind data for the height region 85 to 135 km have been published; one by MANRING et al. [1964], and the other by KOCHANSKI [1964].

MANRING and his co-workers plot the tip of the wind vectors derived from different soundings for a given height in the same polar diagram. They find that "The observed distributions of data points are conspicuously non-random. They tend to form well-defined chains consisting of from three to eight points. In every case the chains may be connected to form a closed curve consisting of three loops." In addition they find that the characteristics of this curve change smoothly with height. These three loops are taken to correspond to a combination of three quasi-periodic terms with periods of 24, 12 and 8 hours. MANRING et al. [1964] therefore state that "On the present picture, virtually the entire amplitude of the wind at a given height can be attributed to periodic, thermal driving forces. There is no room in this picture for travelling waves produced by non-periodic driving forces". This statement is inconsistent with the apparent irregularity and difference of individual wind soundings as displayed by the wind profiles and hodographs. Although the method seems to be rather questionable, and although HINES [1966 b] states in a recent rebuttal "For many, to learn the nature of the MBKL (initials of the authors) analysis is to reject it", it has been applied to the Hammaguir data. It is possible to draw triple-looped curves through the data points at different levels, however subjective influences play a major role. Different collaborators have drawn different patterns and also the systematic change between different height levels has not been found. HINES [1966 b] has had the same experience with the Wallops Island data but in addition gives more profound reasons for the rejection of this method of analysis.

KOCHANSKI [1964] in his analysis assumes that the wind drifts represent three types of motion—a general drift, tidal components and internal gravity waves—and tries to separate the three components. KOCHANSKI estimates the contribution of internal gravity waves from the vertical velocity oscillations displayed by individual wind profiles. He extracts a wave motion term from the wind data. The residual term is then composed of a general drift and tidal components. The residuals are combined to

produce AM and PM averages and a diurnal tide can be analysed. This method has been applied to the Hammaguir wind data. The mean wave motion remains almost constant between 90 and 130 km with a broad, little pronounced peak near 105 km. The residual term shows essentially the same behaviour as the mean scalar speed (fig. 8) after subtraction of a constant value. This result differs from the Wallops Island analysis. There the mean speed of the wave motion reaches a strong peak near 107 km and decreases with elevation above this level, whereas the residual term grows rapidly from 70 to 105 km and is almost constant from 105 to 135 km. This result seems to be consistent. From the vertical velocity oscillations a vertical wavelength is derived, which is constant up to 105 km. Both facts together may explain the observed increase of wind shears up to this level and the small shears above it. For the Hammaguir data the separation of winds into wave motion and a residual term does not appear to be conclusive and no further separation of the residual term into a general drift and tidal motions has been accomplished.

Only recently a further analysis of essentially the same wind data from Wallops Island has been published by HINES [1966 a]. His method is designed explicitly to reveal the diurnal tide. HINES determines mean wind vectors for AM and PM soundings separately at different height levels. He assumes that the difference between the two means at a given level can be ascribed to the diurnal tide which will be roughly in antiphase at the times of morning and evening launchings. Hines finds a diurnally varying wind component that, as he states, "exhibits a systematic variation with height that is fully compatible with its identification as the diurnal tide at dawn and dusk, averaged in some fashion over the 4-year period of observation". A further separation of the residual term into a prevailing wind and a semidiurnal component is not possible. This method of analysis has not yet been applied to the Hammaguir data.

Conclusion

Some results derived from 31 vapour trail soundings, mainly from Hammaguir (Sahara), are presented. The main characteristics of individual soundings and the mean wind profile are described. No further analysis to separate tidal components, the prevailing wind and irregular winds has been accomplished. Reference is made to wind data obtained at Wallops Island and the analysis of these data by different authors [MANRING et al., 1964; KOCHANSKI, 1964; HINES, 1966 a].

Individual hodographs normally exhibit a clockwise rotation of the wind vector with increasing height between 90 and 130 km. Theoretical considerations indicate that such a rotation can be expected for diurnal and semidiurnal tides in the northern hemisphere. However, it is not possible to discriminate from individual soundings between diurnal and semidiurnal components. The most promising technique for future experiments seems to be the use of chemiluminescent trails for night soundings. The considerable cost of sounding rockets may still limit the close spacing of rockets during a night but at least an indication of the wind changes with time can be obtained.

So far only two sequences of soundings during a night have been published by ROSENBERG et al. [1964]. Their results seem to indicate the predominance of a semi-diurnal tide.

A first sequence of TMA soundings at Hammaguir (Febr. 12/13, 1964) did not give conclusive results. A rocket failure annihilated the dusk sounding, consecutive TMA soundings did not cover the same height interval and problems occurred in the evaluation of the morning sounding. Only further vapour trail experiments closely spaced in time will allow an unequivocal determination of the wind variation in the upper atmosphere which cannot be obtained from isolated soundings alone.

Acknowledgements

This work was performed during a stay at the Service d'Aéronomie du Centre National de la Recherche Scientifique, Verrières (France). I am indebted to Prof. J. E. BLAMONT for his hospitality and his permission to use unpublished wind data.

References

- BATES, D. R.: A suggestion regarding the use of rockets to vary the amount of atmospheric sodium. *J. Geophys. Res.*, 55, 347—349, 1950.
- BLAMONT, J. E. et J. M. BAGUETTE: Mesures déduites des déformations de six nuages de métaux alcalins formés par fusées dans la haute atmosphère. *Ann. Geophys.*, 17, 319—337, 1961
- BLAMONT, J. E. and C. DE JAGER: Upper wind turbulence near the 100 km level. *Ann. Geophys.*, 17, 134—144, 1961.
- EDWARDS, H., J. BEDINGER, E. MANRING and C. COOPER: Emission from a sodium cloud artificially produced by means of a rocket, in *The Airglow and the Aurorae*, edited by E. B. Armstrong and A. Dalgarno, pp. 122—134, Pergamon Press, London, 1956.
- FÖPPL, H., G. HAERENDEL, J. LOIDL, R. LÜST, F. MELZNER, B. MEYER, H. NEUSS and E. RIEGER: Preliminary experiments for the study of the interplanetary medium by the release of metal vapour in the upper atmosphere. *Planet. Space Sci.*, 13, 95—114, 1965.
- HENRY, C.: Etude comparée des vents, en différents points du globe, entre 60 et 200 km d'altitude, au moyen de nuages alcalins créés au cours d'un même crépuscule. Thèse d'Université, Paris, Juin 1964.
- HINES, C. O.: Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights. *Canad. J. Phys.*, 38, 1441—1481, 1960.
- , The upper atmosphere in motion. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 89, 1—42, 1963.
- , Diurnal tide in the upper atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 71, 1453—1459, 1966.
- , On the analysis and interpretation of winds observed at heights of 85 to 135 kilometers: a rebuttal. *J. Geophys. Res.*, 71, 1461—1475, 1966.
- KOCHANSKI, A.: Atmospheric motions from sodium cloud drifts. *J. Geophys. Res.*, 69, 3651—3662, 1964.

- MANRING, E., J. BEDINGER and H. KNAFLICH: An experimentally determined model for the character of the wind from 85 to 135 km, in *Space Research V*, edited by D. G. King-Hele, P. Muller, and G. Righini, p. 1008, North-Holland, Amsterdam, 1965. — Geophys. Corp. America, Techn. Rept., 63—27—N, 1963.
- ROSENBERG, N. W., H. D. EDWARDS and J. W. WRIGHT: Ionospheric winds: motions into night and sporadic E correlations, in *Space Research IV*, edited by P. Muller, pp. 171—181, North-Holland, Amsterdam, 1964.
- ROSENBERG, N. W. and H. D. EDWARDS: Observations of ionospheric wind patterns through the night. *J. Geophys. Res.*, 69, 2819—2826, 1964.

Ionosphären-Messungen bei zwei Raketen-Aufstiegen in der Sahara*)

Von K. RAWER, Breisach¹⁾

Zusammenfassung: Elektronendichte-Profile wurden einerseits ausgemessen mit einer Impedanz-Sonde (als lokales Meß-System), andererseits durch differentiellen Doppler-Effekt (als integrierendes Meß-System). Mit der letztgenannten Methode wurde bei einem Nacht-Aufstieg die Feinstruktur von zwei übereinanderliegenden Es-Schichten bestimmt. Der zweite Aufstieg, kurz nach Sonnenaufgang, zeigte deutlich einen „Tal-Bereich“ oberhalb der E-Schichten; mehrere sporadische Schichten wurden dabei beobachtet.

Summary: Electron density profiles have been determined with an impedance probe (as local measuring system) and by differential Doppler effect (as integrating measuring system). With the latter method, the fine-structure of two thin superposed Es-layers was determined during a night-time flight. The second flight, shortly after sunrise, clearly showed a „valley-region“ above the E-layers; several sporadic layers were observed at that occasion.

Einleitung

Nachdem die Ionosphäre von vielen Bodenstationen aus regelmäßig gelotet wird, wird man zunächst die Frage stellen, wozu dann noch Aufstiegsmessungen gemacht werden. Es ist der Sinn solcher Messungen, die aus der Lotung gewonnenen Kenntnisse zu ergänzen, und zwar vor allem dort, wo diese Methode versagt. Das ist der Fall: in der *D*-Region, im sogenannten „Talbereich“ zwischen *E*- und *F*-Region und oberhalb des *F*₂-Gipfels. Außerdem besteht ein Interesse, das Profil der dünnen Schichten, z. B. *E*_s, feiner auszumessen als es mit Lotung vom Boden her möglich ist.

1 Methoden zur Bestimmung des Elektronendichte-Profiles

Die hier beschriebenen beiden Experimente betreffen die *E*-Region und den Talbereich. Zwei verschiedene Meßmethoden wurden angewandt, eine lokale und eine Ausbreitungsmessung.

*) Die beschriebenen Untersuchungen wurden ermöglicht durch eine Forschungsbeihilfe der Deutschen Forschungsgemeinschaft, Ra 68/46, aus der auch die Aufstiegskosten bestritten wurden. Das französische Centre National d'Etudes Spatiales führte die Aufstiege in Hammaguir (Sahara) aus.

¹⁾ Prof. Dr. Karl RAWER, Ionosphären-Institut Breisach.

1.1 Methode der Impedanzsonde¹⁾

Bei dieser lokalen Messung wird die Impedanz einer Stabantenne gegen die Raketen-Oberfläche gemessen. Aus dem Verhältnis der Kapazitäts-Werte C innerhalb und C_0 außerhalb des Plasmas der Ionosphäre könnte die Plasmadichte N bestimmt werden. Anstelle einer solchen Messung von Intensitätsgrößen ziehen wir es aber vor, Frequenzwerte zu bestimmen (die sich einfacher genau messen lassen). Wir benutzen daher einen Radiofrequenz-Generator mit variabler Frequenz und bestimmen charakteristische Frequenzen.

Gäbe es kein magnetisches Feld in der Ionosphäre, so wäre die Theorie des Experiments sehr einfach. Aus der SELLMIEERSchen Dispersionsformel

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = 1 - \frac{\omega_N^2}{\omega^2}$$

(Frequenz $f = \omega/2\pi$; Plasmafrequenz $f_N = \omega_N/2\pi \propto \sqrt{N}$) erhielte man eine wirksame Dielektrizitätskonstante ε , die unmittelbar in die Kapazität der (gegen die Wellenlänge kurzen) Antenne einging. Der Wechselstrom-Leitwert wäre also

$$G = j\omega C = j\omega \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} C_0 = j \left(\omega - \frac{\omega_N^2}{\omega} \right) C_0$$

Das ist aber der Ausdruck für den Leitwert eines Parallel-Resonanzkreises, der auf die Frequenz f_N abgestimmt ist. (Der Leitwert verschwindet für $f = f_N$.) Demnach wirkt eine Antenne im Plasma nur auf Frequenzen $f > f_N$ als Kapazität, auf Frequenzen $f < f_N$ aber als Selbstinduktion. Um nun die Resonanz auf niedrigere Frequenzen zu schieben, schalten wir eine Serien-Kapazität zu und erhalten so ein Gebilde, das zusammen mit der unvermeidlichen Schaltkapazität eine Parallel- und eine Serien-Resonanz zeigt [JACOBS und RAWER 1964]. Wird es an eine stabilisierte Spannungsquelle variabler Frequenz angeschlossen, so zeigt sich außerhalb des Plasmas nur eine langsame Variation des Stromes, während im Plasma eine typische Z-förmige Resonanz-Schleife auftritt.

Das irdische Magnetfeld macht die Zusammenhänge erheblich komplizierter. Die Resonanz spaltet in zwei Resonanzstellen auf, von denen eine über, eine unter der Gyrofrequenz liegt. Ihre Lage ist wegen der Anisotropie des Brechungsindex abhängig von der Ausrichtung zum Magnetfeld. Diese muß bekannt sein — bei unseren Experimenten wurde durch magnetische Flußmesser (in drei Koordinaten) die Ausrichtung der Raketenachse gegen das Magnetfeld laufend gemessen. Die Stabantenne lag in Achsrichtung. Mit dieser Kenntnis kann die Plasmadichte aus einer abgelesenen Resonanzfrequenz berechnet werden.

Diese Messung ist lokal, das wirksame Plasmavolumen ist ungefähr $1 \dots 2 \text{ m}^3$ um die Spitze der Rakete (bei einer Stabantenne von 1 m Länge, achsial an der Spitze

¹⁾ Entwickelt von K. G. JACOBS, der auch das Experiment ausführte.

angebracht). Stimmt die Plasmadichte in diesem Meßraum nicht mit der ungestörten überein, so wird das Instrument die dortige lokale Plasmadichte anzeigen.

1.2 Methode des differentiellen Doppler-Effekts¹⁾

Ausbreitungsmessungen sind Säulenmessungen, d. h. man mißt dabei einen integrierten Effekt längs des Verbindungsstrahls vom Sender zum Empfänger. Derartige Experimente geben also primär nicht eine lokale Elektronendichte, sondern den Elektronen-Inhalt der Säule. Die Phase P einer Radiowelle ist gegeben durch

$$P = \frac{\omega}{c_0} \int ds \cdot \mathbf{n} - \omega t \approx \frac{\omega}{c_0} \int_0^h dh n - \omega t$$

(ds Strahlelement, n Brechungsindex-Vektor, h Höhe, c_0 Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, t Zeit).

Die Kreis-Frequenz der empfangenen Welle ist $-dP/dt$. Bei der Differentiation bewirkt der erste Term eine Abweichung der Pulsation von ω , den Doppler-Effekt $\Delta\omega$. Auch ohne Plasma ($n \equiv 1$) tritt ein Effekt auf, wir nennen ihn den kinematischen, $\Delta\omega^{(1)}$. Dazu kommt dann der Plasma-Effekt, $\Delta\omega^{(2)}$, der im allgemeinen aber klein dagegen ist. Hat man aber zwei verschiedene Frequenzen (Pulsationen ω_I, ω_{II}), so kann der kinematische Effekt kompensiert werden, wenn $\Delta\omega/\omega$ gebildet wird. Es gilt ja

$$\frac{\Delta\omega_I^{(1)}}{\omega_I} = \frac{\Delta\omega_{II}^{(1)}}{\omega_{II}}.$$

Durch diesen Trick wird der Plasma-Effekt isoliert und läßt sich sehr genau messen [RAWER 1964]. Praktisch benutzt man harmonische Frequenzen, in unserem Fall 5 MHz und 20 MHz, und registriert eine Schwebungskurve. Jede Schwebung entspricht einem festen Zuwachs des Elektronen-Inhalts (in unserem Fall 10^{14} m^{-3}).

Wir hatten die Sender am Boden installiert, die Empfangsanlage befand sich in der Rakete. Die dort gebildete Schwebung wurde zum Boden telemetriert und dort registriert. Durch Auszählen der Schwebungen mißt man den Elektroneninhalt fortlaufend. Solange die Aufstiegsbahn praktisch lotrecht verläuft, gibt die zeitliche Dichte der Schwebungen die lokale Elektronendichte bei der aufsteigenden Rakete an. Diese Bestimmung kann auch dort gemacht werden, wo die Fortzählung unterbrochen wurde.

2 Meßergebnisse

Unser erstes Experiment fand nachts statt (22. 10. 65, 20 18 UT). Der zweite Schuß wurde etwa 15 min nach dem Sonnenaufgang am Boden abgefeuert (29. 10. 65, 06 55).

¹⁾ Entwickelt von J. BÜCHAU; das Experiment wurde in der Vorbereitung und beim Aufstieg von P. BROSS betreut. Die Bodenanlage entwickelte und betreute H. WINKELMANN.

2.1 Nächtlicher Aufstieg

Hier zeigte das Ionogramm unterhalb einer hohen F_2 -Schicht nur geringe Ionisierung. Wir hatten aber das Auftreten von sporadischer E_s -Schicht abgewartet und beim Schuß zeigte das Ionogramm zwei übereinanderliegende E_s -Schichten. Die hier benutzte Impedanzsonde, die eine höhere Ansprechwelle hat, ergab nur einen auswertbaren Wert, nämlich in der unteren E_s -Schicht. Dagegen zeigte die differentielle Doppler-Registrierung eine Reihe von Schwebungen. Abb. 1 zeigt drei Sekunden

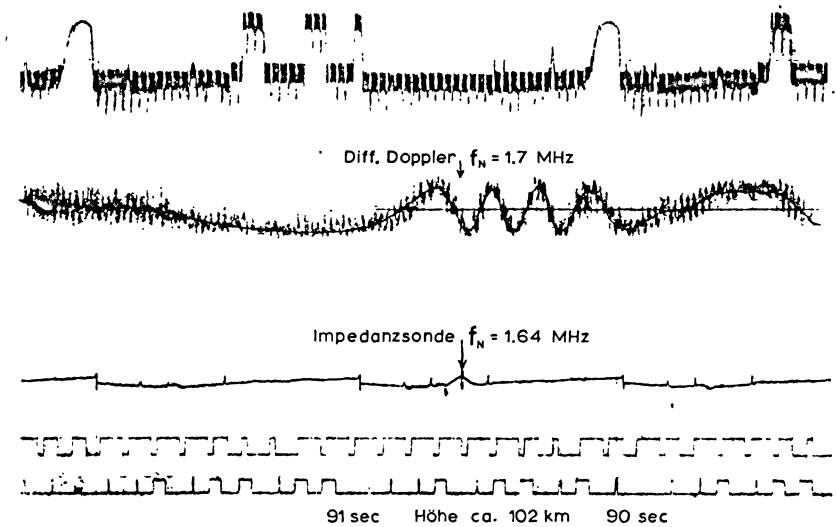


Abb. 1: Registrierstreifen von 89 bis 92 sec (Nachtaufstieg). Oberer Streifen: Radiospektrometer (hier nicht besprochen); darunter differentielle Doppler-Registrierung; darunter Registrierung der Impedanz-Sonde. Zuunterst Zeitskalen.

Registrierung, die Zeit, in der die untere E_s -Schicht durchfahren werde. Nach Auszählen der Schwebungen längs der Zeitachse wurde Abb. 2 erhalten, auf der der so bestimmte Elektroneninhalt als Funktion der Aufstiegszeit aufgetragen ist¹⁾.

Aus der Steigung ergibt sich die lokale Elektronendichte. Für die Geschwindigkeit gilt:

$$v = v_B - g(t - t_B)$$

(B = Brennschluß, g = Erdbeschleunigung).

Gesucht ist $N = dI/dh$, wo I der Elektroneninhalt, aus der Registrierung abgelesen wird aber dI/dt . Der Zusammenhang ist gegeben durch

¹⁾ Die endgültige Bahnkurve lag noch nicht vor, deshalb sind die Angaben in Abhängigkeit der Zeit gemacht.

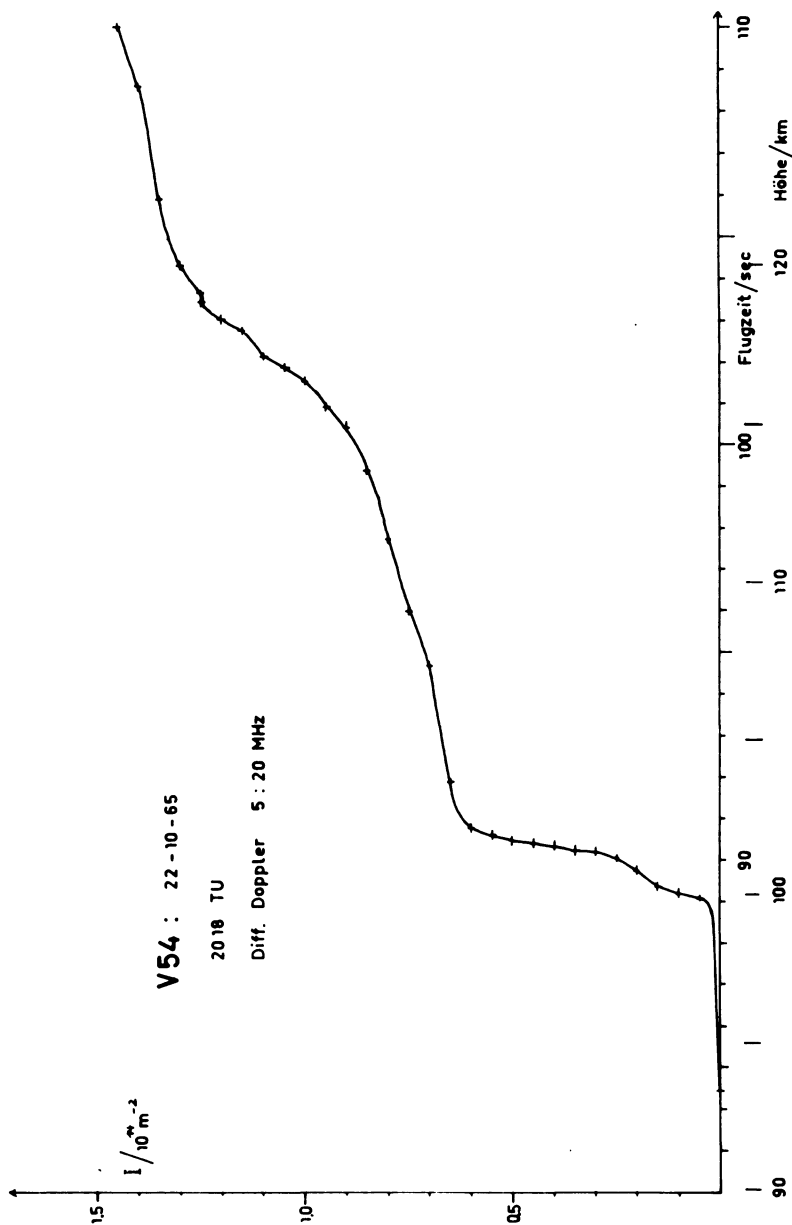


Abb. 2: Fortgeschriebener Elektroneninhalt, abhängig von der Flugzeit (80 bis 110 sec). E-Region beim Nachtaufstieg.

$$N = \frac{dI}{dt} \left/ \frac{dh}{dt} = \frac{dI}{dt} \right/ v = \frac{1}{v_B - g(t - t_B)} \frac{dI}{dt}$$

Konstantes dI/dt bedeutet wegen der nach oben abnehmenden Geschwindigkeit also eine hyperbolische Zunahme von N . (Der Pol dieser Zeitfunktion entspricht dem Scheitelwert der Bahn.)

Aus der beobachteten Kurve erkennt man, daß beide Schichten sehr dünn sind, die untere nur ungefähr 600 m Gesamtdicke hat. Eine Feinstruktur mit Details der Größenordnung 100 m kann man mit der Meßmethode 1.2 noch ausmachen. Der Elektroneninhalt zwischen beiden E_s -Schichten ist sehr gering (Inhalt etwa 10^{11}m^{-2}).

2.2 Aufstieg nach Sonnenaufgang

Verglichen mit dem Nachtaufstieg ist hier die Elektronendichte sehr hoch. Abb. 3 zeigt den fortgeschriebenen Elektroneninhalt, zum Vergleich damit ist die Kurve von Abb. 2 mit eingetragen. Der erste Anstieg ist zufällig ähnlich; denn in beiden Fällen war eine ziemlich tiefe E_s -Schicht vorhanden. Weiter oben folgt nach einem Bereich schwacher Ionisierung eine zweite E_s -Schicht. Darüber liegt dann ein breiter Höhenbereich mit ziemlich konstanter Ionisation, der Talbereich. Einige Unregelmäßigkeiten lassen sich erkennen. Diesem Bereich schließt sich dann bei $t = 133$ sec in raschem Übergang ein Bereich höherer Elektronendichte an (Abb. 4, Mitte). Das ist die Unterseite der F -Region.

Als Ergebnis dürfen wir festhalten, daß das „Tal“ nach Sonnenaufgang sehr ausgeprägt ist. Es sieht so aus, als gäbe es im Talbereich lokale Zu- und Abnahmen, in fast regelmäßigem Höhenabstand.

3 Realisierung der Geräte

Abb. 5 ist ein Laborphoto des Schußkopfes. Dabei war die 1 m lange, konische Stabantenne von der Spitze abgenommen. Der Fiberglashut enthält die Antennen für die Dopplermessungen, nämlich zwei gekreuzte Spulenantennen. Auch die Magnetometer befinden sich im Hut. Darunter sieht man eine der Elektronikdosen, unter ihr ein Telemetrie-Sendegerät. Abb. 6 zeigt eine derartige Dose (daneben eine nach dem Aufprall wiedergefundene).

Die Beobachtungen wurden in harmonischer Zusammenarbeit mit dem CNES ausgeführt. Unser Dank gilt dem Leiter der Abt. Fusée-Sondes, M. GOLONKA, dem örtlichen Koordinator, M. RENOU, dem Leiter der Schußmannschaft, Capt. DARIES und ihren Mannschaften, außerdem dem „Atelier de Construction de Puteaux“, das unter Cdt. RICKEBUSCH und M. LARODÉ den Einbau der Meßgeräte sehr sorgfältig vorgenommen hatte und die gesamte Kontrolle vor Schuß ausführte, schließlich M. PRON vom CNET, der die Ionosonden-Station eigens für diese Experimente neu eingerichtet hatte und betrieb. Vor allem darf ich meinen Mitarbeitern P. BROSS, K. G. JACOBS, P. KAISER und H. WINKELMANN danken, deren zielstrebigere Arbeit die Erfolge zu verdanken sind.

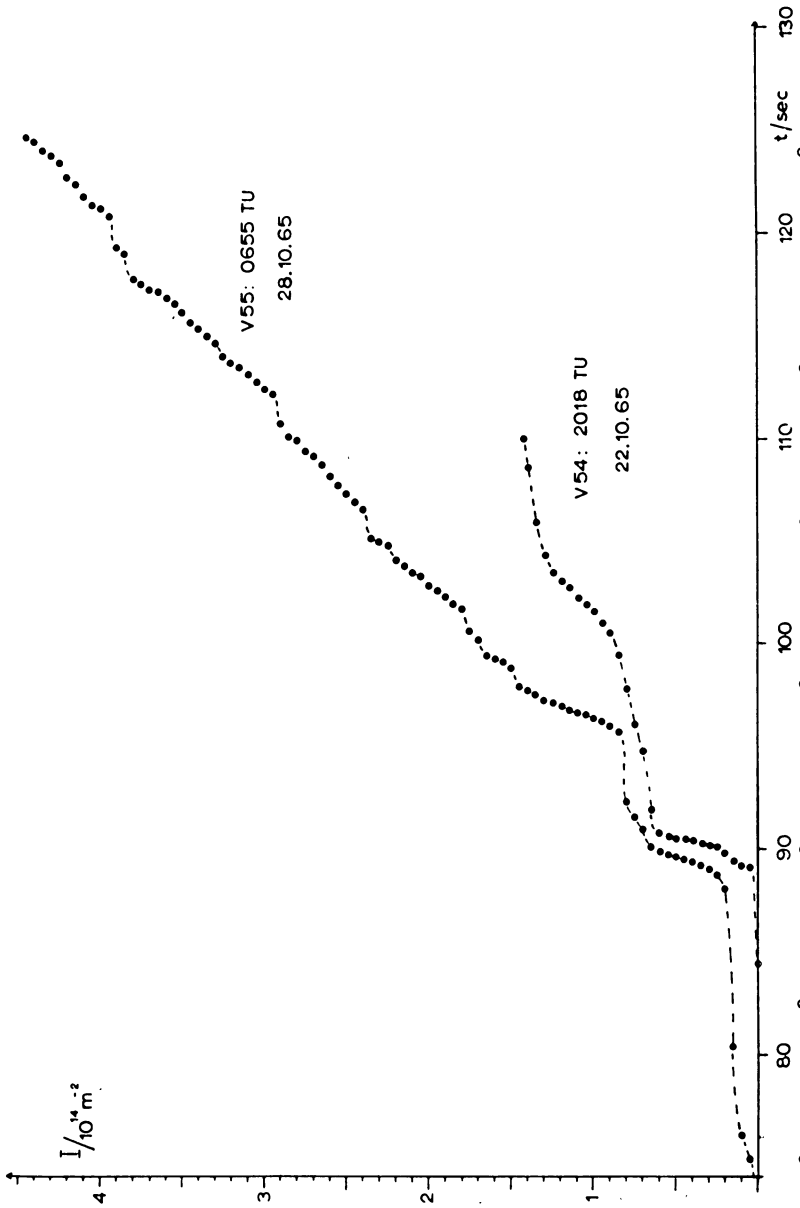


Abb. 3: Fortgeschriebener Elektroneninhalt von 73 bis 125 sec beim Tagaufstieg (Nachtaufstiegskurve zum Vergleich eingezeichnet).

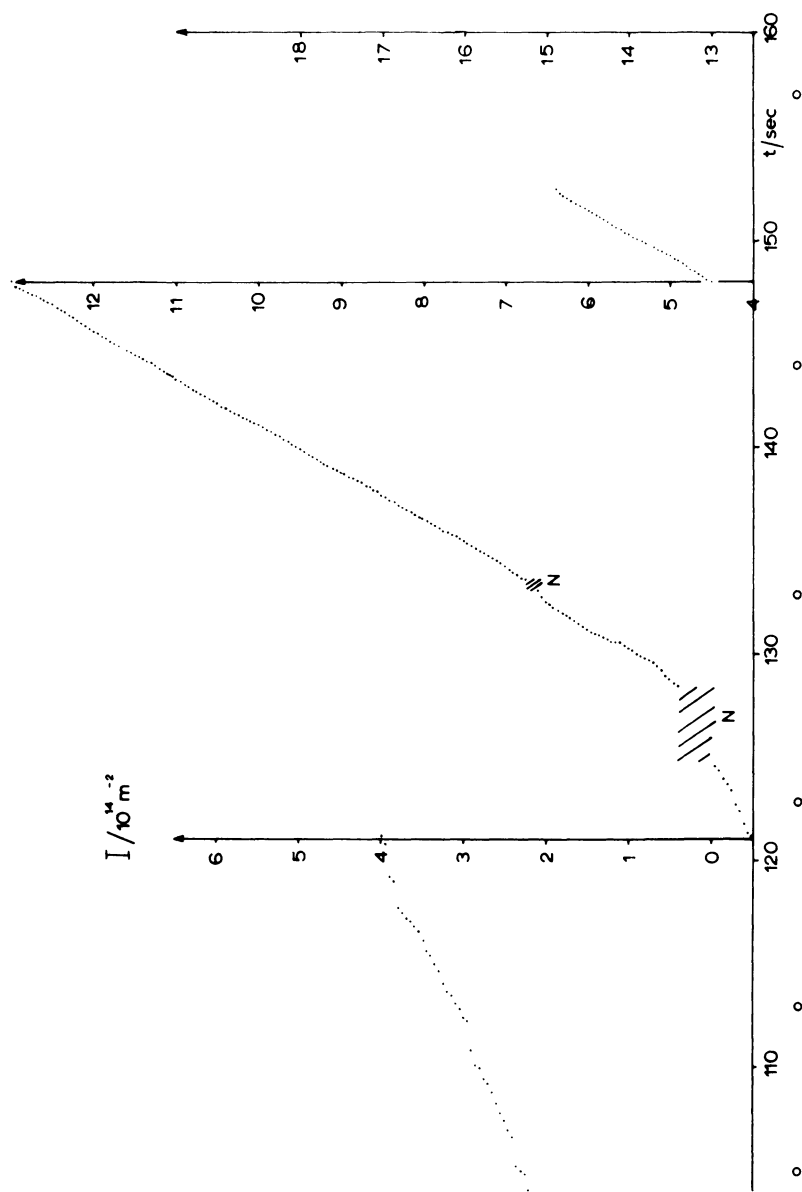


Abb. 4: Fortgeschriebener Elektroneninhalt beim Tagaufstieg. 100 bis 154 sec., Übergang vom Talbereich zur F -Region.

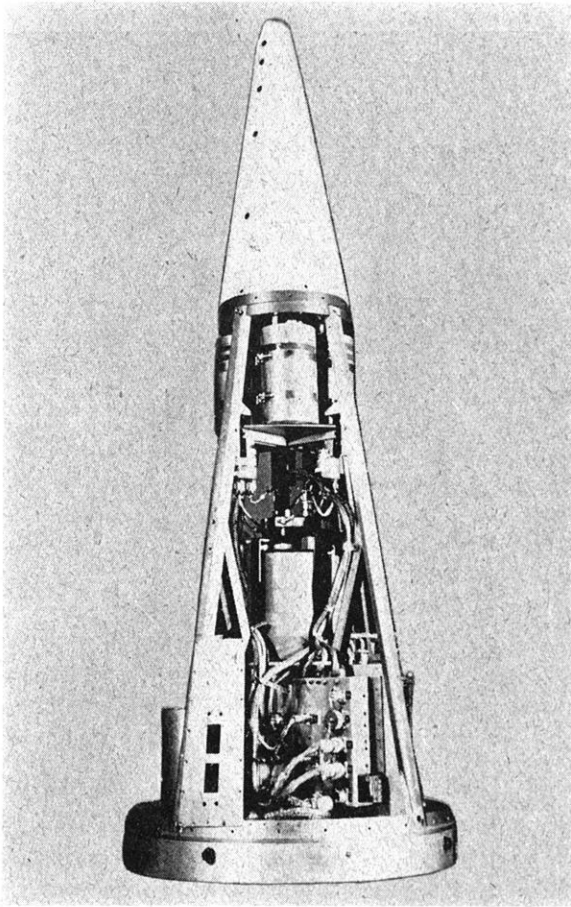


Abb. 5: Spitze der Véronique-Rakete mit Einbauten (Beschreibung im Text). Die Basisplatte wird mit dem zylinderförmigen Antriebsaggregat verbunden.

Abb. 6, siehe nächste Seite! ►

Literatur

JACOBS, K. G. und K. RAWER: Space Res. V, 706—718 (1964).

RAWER, K.: Space Sci. Rev. 3, 380—432 (1964).

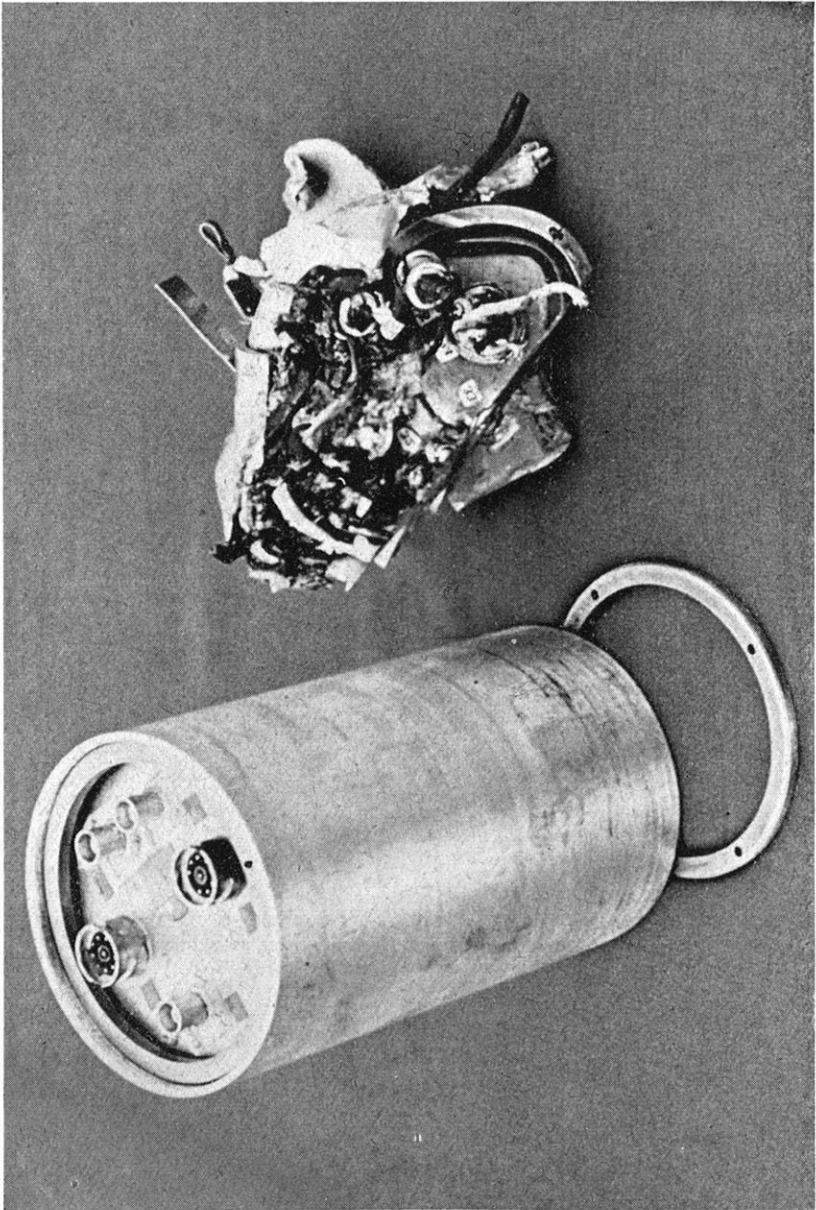


Abb. 6: Elektronikdose, vor und nach dem Schuß.

Sferiks von ozeanischen Gewittern und luftelektrische Feldstärke über dem Atlantik während der Expedition 1965 des deutschen Forschungsschiffes „Meteor“

Von R. MÜHLEISEN, Weissenau¹

Zusammenfassung: Während der Atlantischen Expedition des Forschungsschiffes „Meteor“ wurden atmosphärisch-elektrische Zustandsgrößen gemessen. Der Potentialgradient, die Kleinionenkonzentration und die Raumladungsdichte wurden registriert. 25 Ballonaufstiege mit Potentialgradienten-Radiosonden erreichten Höhen zwischen 5 und 26 km. Atmosphärische von Gewittern über dem Ozean und dem Festland konnten beobachtet werden; ihre Amplitude und Richtung wurden registriert. Über vorläufige Ergebnisse wird hier berichtet.

Summary: During the Atlantic Expedition of the German research vessel „Meteor“ measurements of atmospheric electric parameters have been undertaken. The potential gradient, the small ion concentration and the space charge density have been recorded. 25 balloon ascents with potential gradient radiosondes reached altitudes of 5—26 km. Atmospheric from oceanic and continental thunderstorms could be observed and the amplitudes and directions have been registered. First preliminary results are reported.

Die Verhältnisse über den Meeren gehören zu den offenen Problemen auf dem Gebiete der Luftelektrizität. Da die Gewitter nach der allgemein anerkannten Hypothese von WILSON [1920] die Generatoren des luftelektrischen Stromkreises sind und auch das luftelektrische Feld am Boden in den Schönwettergebieten erzeugen, interessiert man sich seit langem nach dem Beitrag der ozeanischen Gewitter.

1. Zur Ortung und zum Nachweis von Gewittern über größere Entfernungen eignen sich nur die elektromagnetischen Signale bei Blitzentladungen, die Sferiks. Deshalb wurden für die atlantische Expedition Sferikspeilungen vorgesehen und durchgeführt. Ein Sferikspeiler der Firma Plath, Hamburg, mit 10 kHz Empfangsfrequenz stand zur Verfügung. Aus Richtung und Amplitude soll der Herkunftsort näherungsweise abgeleitet werden. Schon vor der eingehenden Auswertung kann man erkennen, daß die Häufigkeit der atlantischen Gewitter sehr gering ist und die Anzahl der Blitze je Gewitter ebenfalls viel geringer ist als bei Land- und erst recht bei tropischen Gewittern. Während des einzigen vom Schiff aus beobachteten Wetterleuchtens wurden auch Radar- und meteorologische Beobachtungen gemacht. Aus diesem Einzelfall werden aber kaum Charakteristika der atlantischen Gewitter herausgearbeitet werden können.

2. Neuartige Ergebnisse lieferten 25 Ballonaufstiege mit luftelektrischen Radiosonden, die auf dem Meridian 30 Grad W von 40 Grad N bis 8 Grad S verteilt worden waren.

¹) Prof. Dr. R. MÜHLEISEN, Astronomisches Institut der Universität Tübingen, Außenstelle Weissenau, 7981 Weissenau, Rasthalde.

Da über den Meeren keine antropogenen elektrischen Raumladungen vorkommen, sind die Zusammenhänge zwischen den meteorologischen Parametern und dem luftelektrischen Feld sehr eng. Durch Integration der Feldstärke über der Höhe kann man außerdem die elektrische Spannung zwischen Ionosphäre und Erde berechnen [FISCHER 1962]. Diese Auswertung ist bereits für mehrere gleichzeitig in Süddeutschland und auf „Meteor“ durchgeführte Ballonaufstiege erfolgt. In zwei Fällen führte die Rechnung zur jeweils gleichen Spannung über dem Atlantik und Süddeutschland. Nach der WILSONSchen Hypothese muß sie zur gleichen Zeit über allen Orten der Erde gleich sein. In zwei anderen Fällen sind jedoch die Abweichungen erheblich, und es ist noch zu klären, ob diese Abweichungen reell sind und auf horizontale Spannungsunterschiede in der Ionosphäre hinweisen, oder ob sie durch Isolationsverschlechterung bei den Radiosonden auf „Meteor“ verursacht wurden, was eher anzunehmen ist. Die Aufrechterhaltung der notwendigen Isolation in der feuchtheißen Atmosphäre über dem Atlantik war nämlich mit großen Schwierigkeiten verbunden.

3. An Bord des Forschungsschiffes „Meteor“ wurden die luftelektrische Feldstärke, die Konzentration der negativen und positiven Kleinionen und die elektrische Raumladungsdichte der Luft registriert. Ein wichtiges Ergebnis dieser Messungen ist die Bestätigung der Erscheinung der großen Schwankungen des luftelektrischen Feldes über See. Diese Schwankungen wurden bereits an der Nordseeküste auf der Insel Sylt festgestellt [MÜHLEISEN 1959, 1962], ferner bei einigen kurzzeitigen Messungen auf Island, vor der kalifornischen Küste und bei Grönland von dem Fischereischutzboot „Poseidon“ aus.

Bei der mittleren elektrischen Feldstärke von 120 V/m beträgt die Doppelamplitude der Schwankung häufig 80 V/m und mehr. Die Perioden der Schwankungen mit der größten Amplitude betragen zwischen 3 und 10 Minuten und hängen von der Windgeschwindigkeit ab.

Synchron mit den Schwankungen des luftelektrischen Feldes verlaufen Schwankungen der elektrischen Raumladungsdichte. Aus beiden zusammen läßt sich errechnen, daß die Schichthöhe der Schwankungen ca. 100 bis 200 Meter betragen muß, also auf die Nähe der Seeoberfläche beschränkt ist. Zur Erklärung wurde eine Luftströmung mit kräftigem Vertikalaustausch angenommen. Vorläufige meteorologische Messungen an der Insel Sylt bestätigten dieses Modell. Diese turbulente Luftströmung mit Vertikalaustausch an der Seeoberfläche ist vor allem für den Wasserdampftransport in die höheren Schichten von Bedeutung. Es wird z. Zt. versucht, aus den luftelektrischen Registrierungen möglichst genaue Informationen über die Form des Vertikalaustausches zu erhalten.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die großzügige Beihilfe zur Teilnahme an der Expedition, dem Seewetteramt Hamburg für die leihweise Überlassung des Sferikspeilers und der Firma Plath, Hamburg, für die Hilfe bei dessen Einbau an Bord.

Literatur

FISCHER, H. J.: Die elektrische Spannung zwischen Ionosphäre und Erde. Dissertation Stuttgart 1962.

MÜHLEISEN, R.: Die luftelektrischen Verhältnisse im Küstenaerosol I. Arch. f. Met., Geophys. u. Bioklim. A 11, 93—108, 1959.

—, Die luftelektrischen Verhältnisse im Küstenaerosol II. Arch. f. Met., Geophys. u. Bioklim. A 12, 435—446, 1962.

WILSON, C. T. R.: Investigations on lightning discharges and on the electric field of thunderstorms. Phil. Trans. Roy. Soc. A 221, 73—115, 1920.

PS: Eine ausführliche Darstellung der Messungen und der Meßergebnisse wird in den „Meteor-Forschungsergebnissen“ erscheinen.

Erdmagnetische Tiefensondierung mit 9 gleichzeitig registrierenden Pulsationsstationen zwischen Göttingen und Goslar

Von E. STEVELING, Göttingen¹⁾

Zusammenfassung: Im November und Dezember 1964 wurden auf einem 65 km langen Profil zwischen Göttingen und Goslar an 9 Stationen gleichzeitig erdmagnetische Pulsationen im Periodenbereich von etwa 20—200 sec mit Geräten nach Grenet registriert. An Hand einiger ausgewählter Registrierbeispiele kann man bereits erkennen, daß die nördlichen Stationen des Profils ein von den südlichen systematisch abweichendes Verhalten zeigen. Dieses qualitative Ergebnis wird durch Amplitudenvergleiche gleichzeitiger Pulsationen in allen drei Komponenten und durch die Konstruktion von Induktionspfeilen quantitativ untersucht. Alle Ergebnisse deuten darauf hin, daß die südlichen Stationen des Profils von einer D-Anomalie im Raume Göttingen und die nördlichen von der großen norddeutschen H-Anomalie beeinflußt werden.

Summary: During November and December 1964, geomagnetic pulsations in the range of 20 to 200 sec were recorded by means of Grenet variometers simultaneously at nine stations along a 65 km profile between Göttingen and Goslar. From the records obtained, a systematic difference can be noticed between pulsations at the northern stations and the southern stations. This qualitative finding has been examined quantitatively through the comparison of the amplitudes of pulsations simultaneously appearing at all nine stations, and furthermore by means of induction arrows. The results indicate, that the southern stations are affected by a D-anomaly around Göttingen and the northern stations by the large North German H-Anomaly.

In der erdmagnetischen Tiefensondierung ist unter anderem die Frage von großer Bedeutung, wie tief unter der Erdoberfläche die in den Registrierungen beobachteten charakteristischen Abweichungen ihre Ursache haben. Zur Lösung dieses Problems trägt die Abhängigkeit der Eindringtiefe erdmagnetischer Störfelder von der Periode wesentlich bei.

Im Bereich längerer Perioden (10—100 min) liegt bereits viel Beobachtungsmaterial vor. Mit speziell für den kurzen Periodenbereich (20—200 sec) gebauten Pulsationsstationen nach GRENET [1949] führte erstmals JAESCHKE [1963] Untersuchungen durch. Die mit 2 Wanderstationen an 4 Orten von JAESCHKE gemachten Erfahrungen trugen dazu bei, im November und Dezember 1964 auf einem benachbarten Profil mit 8 Wanderstationen zu registrieren. Zusätzlich stand wie bei JAESCHKE die Göttinger

¹⁾ Dipl.-Phys. E. STEVELING, Geophysikalisches Institut der Universität, 34 Göttingen, Herzberger Landstraße 180.

Pulsationsstation zur Verfügung. Die Lage des Profils geht aus Abb. 8 (s. S. 432) hervor. Über die Ergebnisse dieser Registrierungen soll hier berichtet werden.

Da alle Stationen gleichzeitig liefen, ermöglichen bereits die folgenden, nachgezeichneten Registrierbeispiele gewisse Aussagen über evtl. vorhandene Anomalien. In den Beispielen sind die Stationen von Süden nach Norden fortschreitend übereinandergezeichnet. Die Zeitmarken in Göttingen haben Minutenabstand. Wie VOELKER [1963] gezeigt hat, sind zumindest bei pt's (pulsation trains) für die übrigen Stationen keine genauen Zeitmarken erforderlich, da die Registrierungen an Hand charakteristischer Effekte zeitlich einander angeglichen werden können. Zu beachten sind die am rechten Bildrand angegebenen unterschiedlichen Empfindlichkeiten. Da diese Unterschiede eine Abschätzung der Amplituden erschweren, sind neben den beiden ersten Registrierbeispielen auf die Station Kat normierte Amplitudenvergleiche einer bestimmten Doppelamplitude dargestellt.

Der in Abb. 1a wiedergegebene Effekt stimmt mit allen übrigen darin überein, daß der Verlauf der Störung in den Horizontalkomponenten H und D an allen Profilverpunkten ähnlich ist. Insbesondere sind keine Phasenverschiebungen zu beobachten. Auffallend ist jedoch, daß der Verlauf der H-Komponente wesentlich von dem der D-Komponente abweicht. Dadurch ist es möglich, durch Vergleich der Z-Komponente mit den Horizontalkomponenten festzustellen, daß besonders an den nördlichen Stationen Z antiparallel zu H verläuft. Zwischen 3.54 h und 3.55 h ist dieser Sachverhalt an einer impulsförmigen Störung in der H-Komponente deutlich zu erkennen. Den Amplitudenvergleich für diese Impulse bringt Abb. 1b. Die Horizontalkomponenten zeigen nur geringfügige Unterschiede längs des Profils, die Amplitude der Z-Komponente steigt sehr stark nach Norden hin an.

So wie man aus Abb. 1a einen Einfluß der H-Komponente auf die Z-Komponente entnehmen kann, läßt Abb. 2a den Einfluß der D-Komponente auf die Z-Komponente erkennen. H verläuft hier nahezu störungsfrei, während D an allen Stationen eine gut ausgeprägte Sinusschwingung aufweist. Zur gleichen Zeit haben nur die südlichen Stationen merkliche Z-Amplituden. Die Z-Komponente verläuft hier parallel zur D-Komponente. Der Amplitudenvergleich in Abb. 2b zeigt den deutlichen Unterschied gegenüber Abb. 1b.

Sieht man als Ursache der Z-Komponente die Induktionswirkung der Horizontalkomponenten an, so lassen sich die Ergebnisse der beiden Beispiele wie folgt zusammenfassen: H induziert stärker im Norden und D stärker im Süden des Profils. Z verläuft antiparallel zu H und parallel zu D. Ferner zeigt ein Vergleich der Z-Amplituden zwischen Abb. 1a und Abb. 2a, daß die Induktionswirkung der H-Komponente im Norden offenbar größer ist als die der D-Komponente im Süden.

Damit kann in den beiden folgenden Registrierbeispielen der Verlauf der Z-Komponente längs des Profils gedeutet werden. In beiden Beispielen ist wegen der unterschiedlich starken Induktionswirkung der Horizontalkomponenten wichtig, daß die D-Komponente erheblich größere Amplituden als die H-Komponente aufweist. Nur deshalb zeigen alle Stationen vergleichbar große Z-Amplituden.

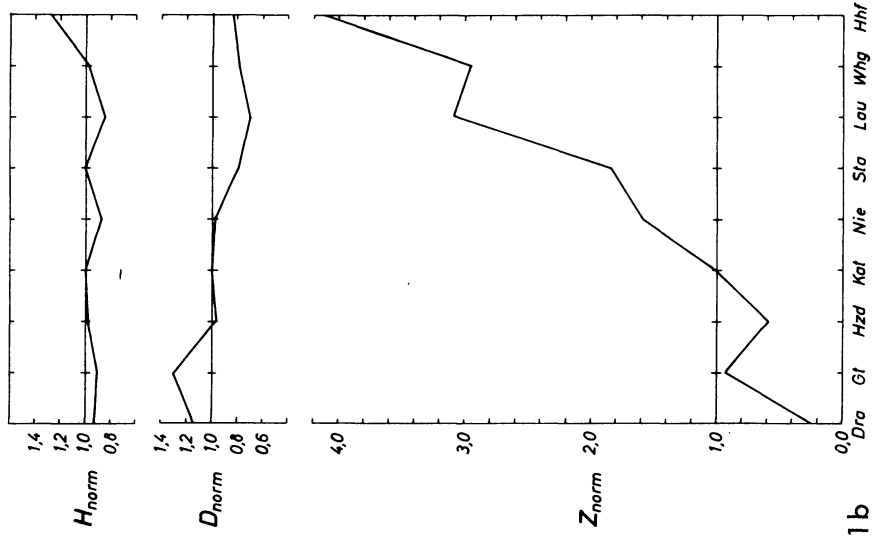
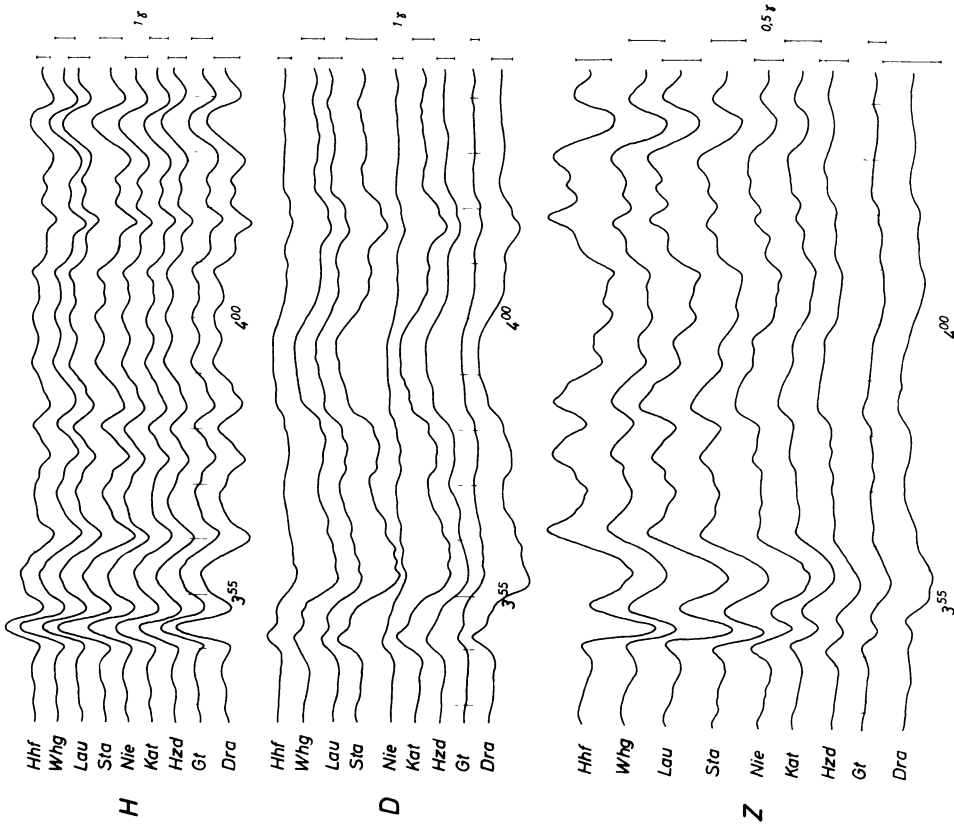
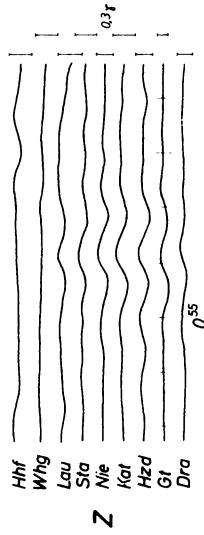
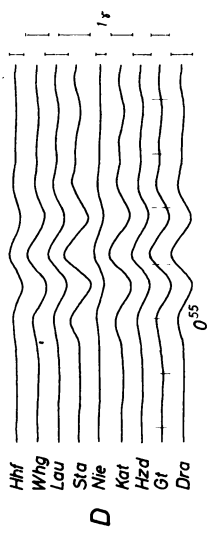
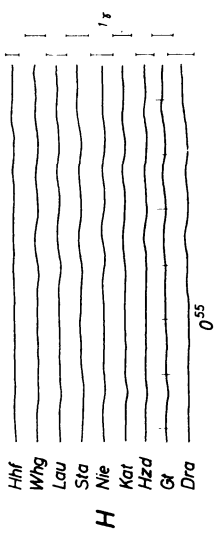


Abb. 1a: Registrierungen eines Effektes, dessen Z-Komponente stark nach Norden hin zunimmt; daneben (Abb. 1b) ein Vergleich der normierten Amplituden längs des Profils.



1964, November 24.

2a

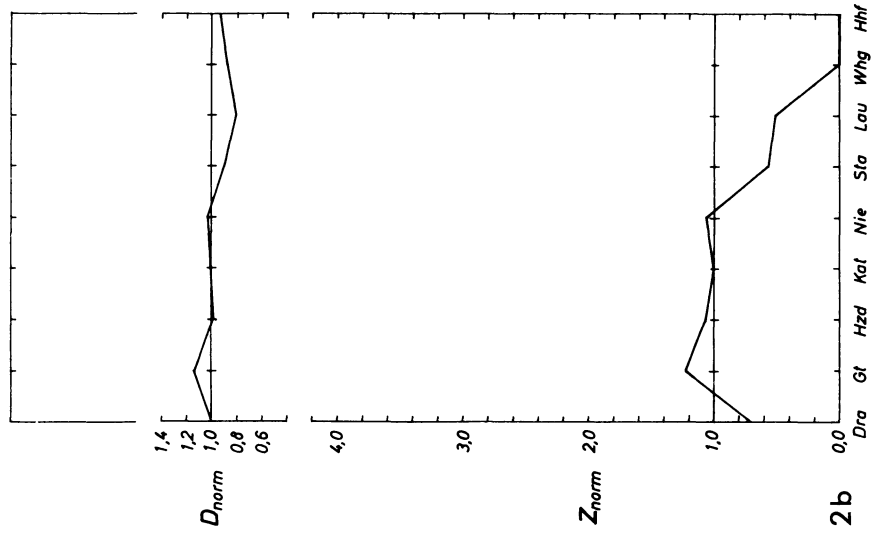


Abb. 2a: Registrierungen eines Effektes mit großen Z-Amplituden an den südlichen Stationen; daneben (Abb. 2b) ein Vergleich der normierten D- und Z-Amplituden.

In Abb. 3 laufen H und D parallel. Da Z im Norden antiparallel zu H und im Süden parallel zu D verläuft, muß es an einer Stelle des Profils eine Z-Umkehr geben. Die Umkehr liegt zwischen den Stationen Nie und Sta. Bei einem anderen H/D-Verhältnis kann sich die Lage der Z-Umkehr auf dem Profil verschieben. Diese Umkehr hat also nur mittelbar etwas mit der Lage von Anomalien zu tun, da sie durch die überlagernde Wirkung zweier oder mehrerer Anomalien verursacht wird.

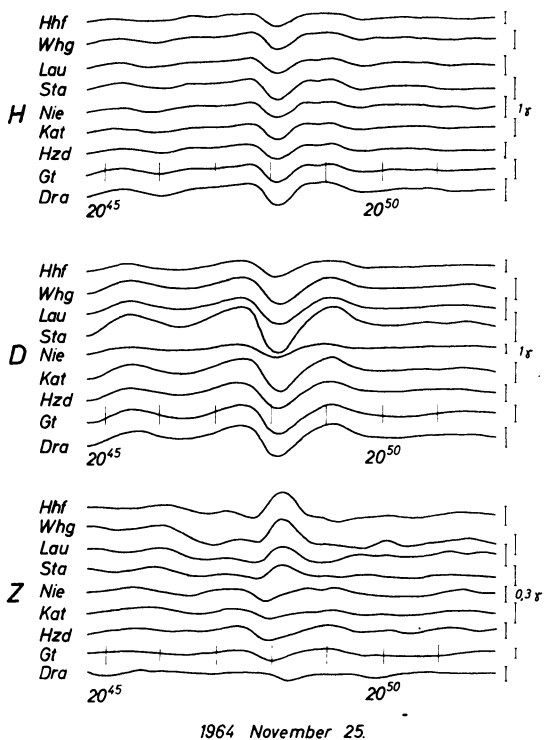
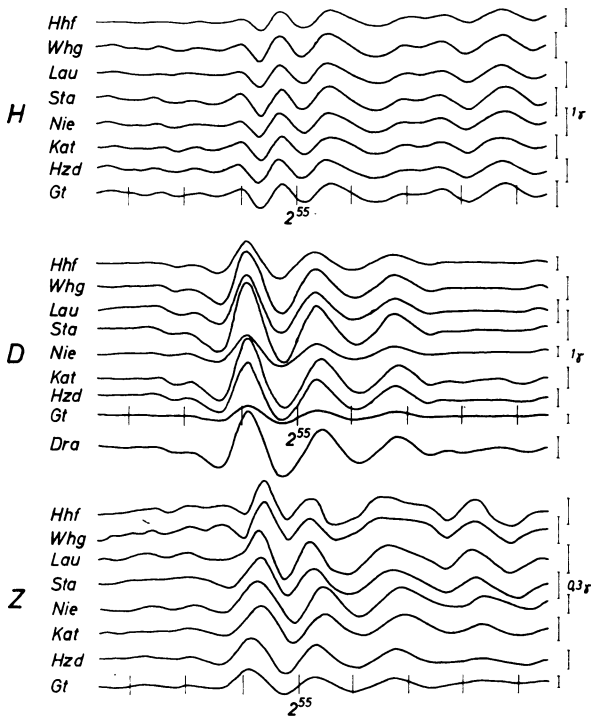


Abb. 3: Registrierungen eines Effektes an allen Stationen; zwischen Nie und Sta zeigt sich eine Z-Umkehr.

Der in Abb. 4 gegen 2.53 h einsetzende pt hat in H eine kürzere Periode als in D. Es ist deutlich zu erkennen, daß in der Z-Komponente die nördlichen Stationen wegen der H-Induktion die kurze Periode der H-Komponente aufweisen, während die südlichen Stationen in der Z-Komponente wegen der D-Induktion die lange Periode der D-Komponente zeigen. Dazwischen gibt es einen kontinuierlichen Übergang.

Dieses Beispiel verdeutlicht auch, daß es wenig sinnvoll ist, nur mit Registrierungen der Z-Komponente (wie es z. B. mit großen horizontal ausgelegten Schleifen geschieht) Breitenabhängigkeiten von Pulsationen zu untersuchen. Obwohl das äußere Feld in Abb. 4 sicher längs des Profils keine Periodenunterschiede aufweist, würden Z-Registrierungen ohne Beachtung der Horizontalkomponenten wegen des anomalen Untergrundeinflusses Periodenabhängigkeiten vortäuschen.



1964. November. 13.

Abb. 4: Registrierungen eines pt an allen Stationen, dessen Horizontalkomponenten unterschiedliche Perioden haben und dessen Periode in der Z-Komponente von Norden nach Süden zunimmt.

Für eine statistische Auswertung des während der Meßperiode angefallenen umfangreichen Materials bietet sich als erste Möglichkeit ein Vergleich der Doppelamplituden an, da diese bei Pulsationen wegen ihres oft sinusförmigen Aussehens besonders gut bestimmt werden können. Für diesen Vergleich wurden ca. 5000 Doppelamplituden ausgemessen und auf die Station Kat normiert.

In Abb. 5 sind die gemittelten normierten Horizontalkomponenten längs des Profils für verschiedene Perioden dargestellt. Die angegebenen Perioden sind Mittelwerte gewisser Periodenintervalle. Zunächst fällt auf, daß der Verlauf längs des Profils für alle Perioden ähnlich ist. Ein von den übrigen Stationen abweichendes Periodenverhalten zeigen lediglich Gt und Sta. In Gt werden bei kurzen Perioden verhältnismäßig große D-Werte erreicht. Die Station Sta am südwestlichen Harzrand weist zu kürzeren Perioden hin kleinere H- und D-Amplituden auf. Unabhängig von der Periode kann festgestellt werden, daß die Horizontalkomponenten in Gt und am nördlichen Profilende große Werte erreichen. Dazwischen liegt etwa im Bereich des Südwestharzes ein Minimum.

Das Verhalten der Vertikalkomponente in Abb. 6 ist komplizierter als das der Horizontalkomponenten. Die normierten Z-Werte längs des Profils sind in Abhängigkeit von der Periode und vom H/D-Verhältnis des jeweiligen Effektes dargestellt. Abgesehen von den Stationen Gt und Sta ist der Einfluß der Periode auf die Z-Amplituden offenbar wieder an allen Stationen gleich. Wie in den Horizontalkomponenten nehmen auch in der Vertikalkomponente die Amplituden zu kürzeren Perioden hin in Gt zu und in Sta ab. Erheblich stärker als von der Periode werden die Z-Amplituden vom H/D-Verhältnis beeinflußt. Wie schon die Registrierbeispiele zeigten, steigen für in H ausgeprägte Effekte, d. h. $H \gg D$, die Z-Amplituden sehr stark nach Norden hin an, während in D ausgeprägte Effekte, d. h. $H \ll D$, große Z-Amplituden im Süden verursachen.

In letzter Zeit hat sich in der Tiefensondierung immer mehr der sogenannte Induktionspfeil als Charakteristikum für einen bestimmten Ort bewährt. In der vorliegenden Arbeit konnten ca. 500 Pfeile nach einer von UNTIEDT [1964] angegebenen Methode konstruiert werden. Bei Anomalien mit gut ausgeprägter Streichrichtung stehen die Induktionspfeile senkrecht auf dieser Richtung, wenn der Fall reiner Selbstinduktion vorliegt und das äußere induzierende Feld homogen ist. Eine genaue Theorie der Induktionspfeile liegt aber noch nicht vor.

Untersucht wurde die Abhängigkeit der Induktionspfeile von der Periode. Berücksichtigt wurden nur Effekte, deren Horizontalvektogramme in positivem Drehsinn umlaufen. Dabei stellte sich heraus, daß der Einfluß der Periode auf die Winkel deutlicher ist als auf die Beträge der Pfeile. Ausnahmen bilden wieder die Stationen Gt und Sta. Dort nehmen die Beträge mit wachsender Periode zu. Die von Norden über Osten gemessenen Winkel sind in Abb. 7 als Funktion der Periode dargestellt. An allen Stationen drehen die Induktionspfeile mit wachsender Periode von Osten nach Süden. Die stärksten Drehungen zeigen die nördlichen Stationen. Die größten Winkeländerungen finden offenbar bei kurzen Perioden statt. Zumindest an den nördlichen Stationen ist ein Abflachen der Kurven, wenn nicht sogar ein Maximum des Winkels, bei etwa 100 sec Periode zu erkennen.

Die Induktionspfeile der Periode 100 sec sind in die Lageskizze Abb. 8 eingezeichnet. Die Übereinstimmung mit den gestrichelten, von JAESCHKE [1963] angegebenen Pfeilen ist zufriedenstellend. Aus dem Gesamtbild fällt die Station Dra deutlich heraus.

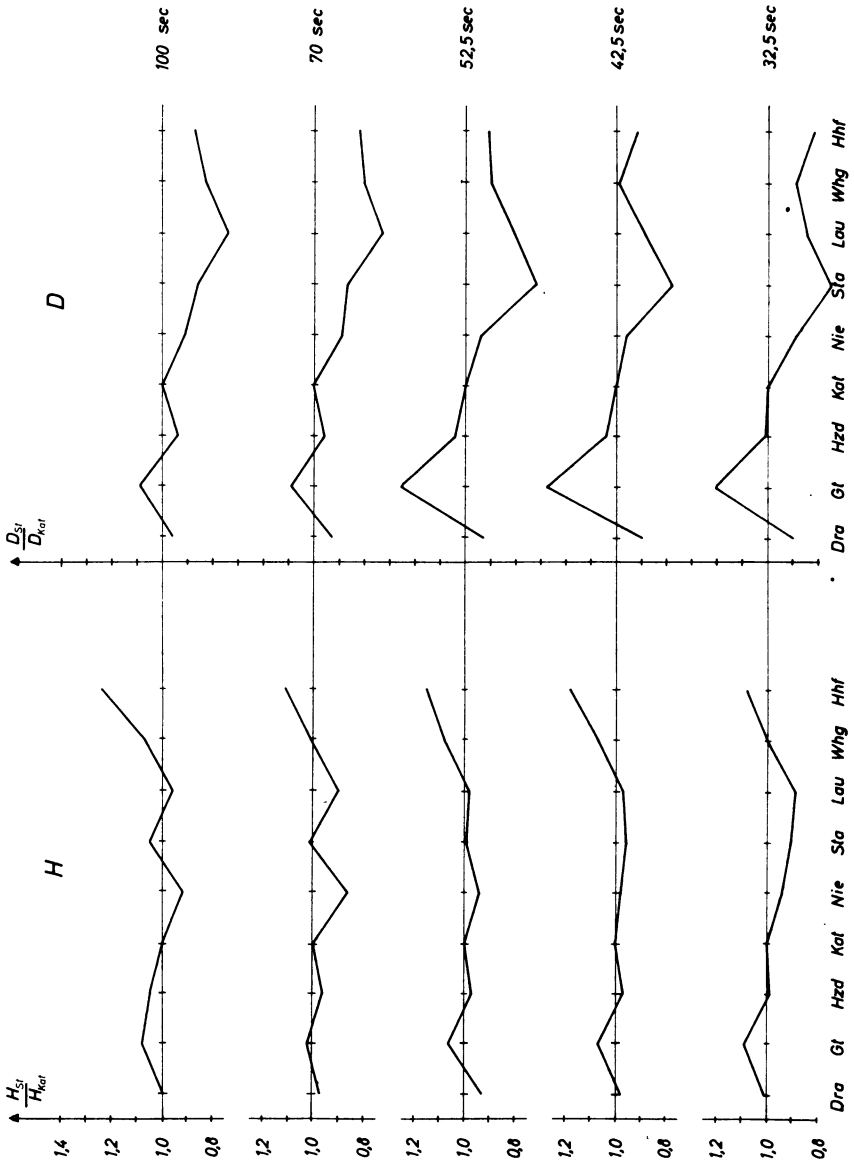


Abb. 5: Horizontalkomponenten längs des Profils für verschiedene Perioden.

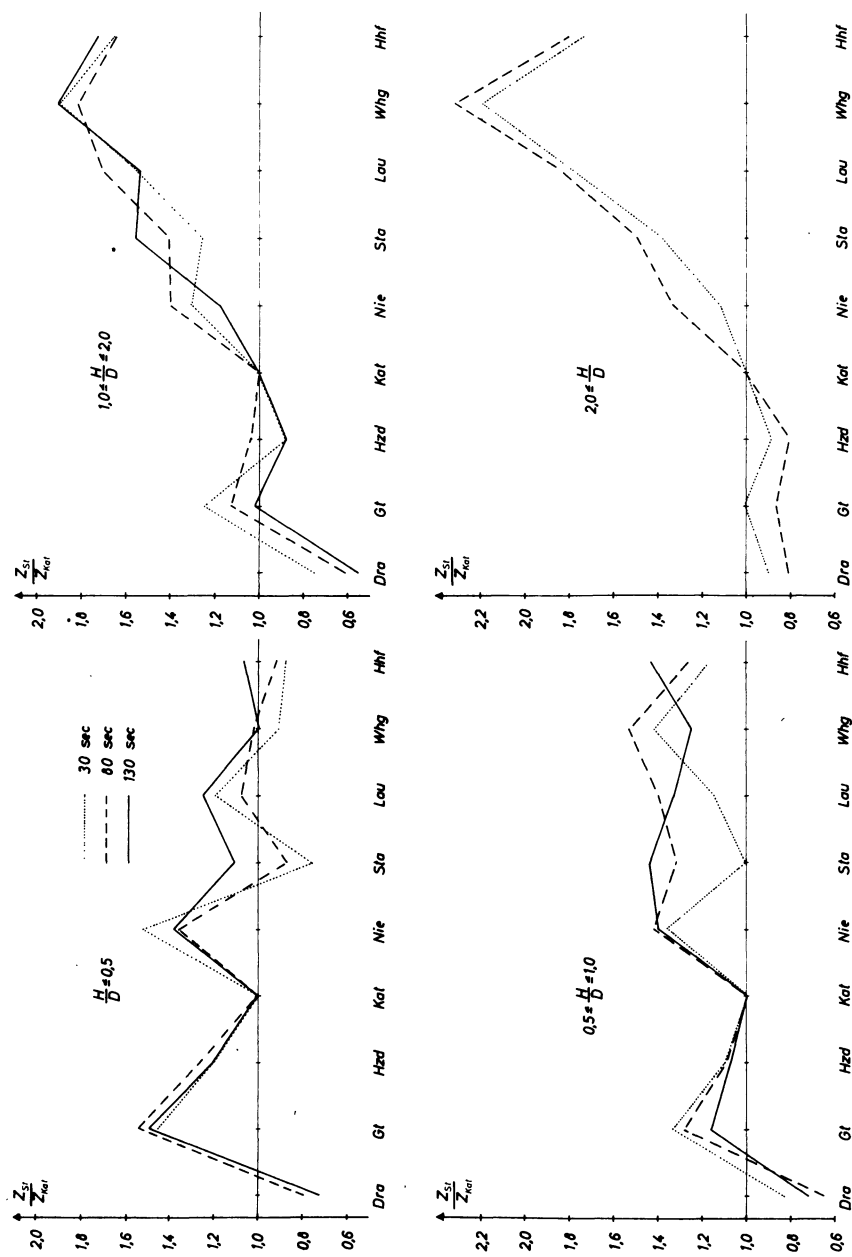


Abb. 6: Vertikalkomponente längs des Profils für verschiedene Perioden nach H/D-Verhältnissen zusammengefaßt.

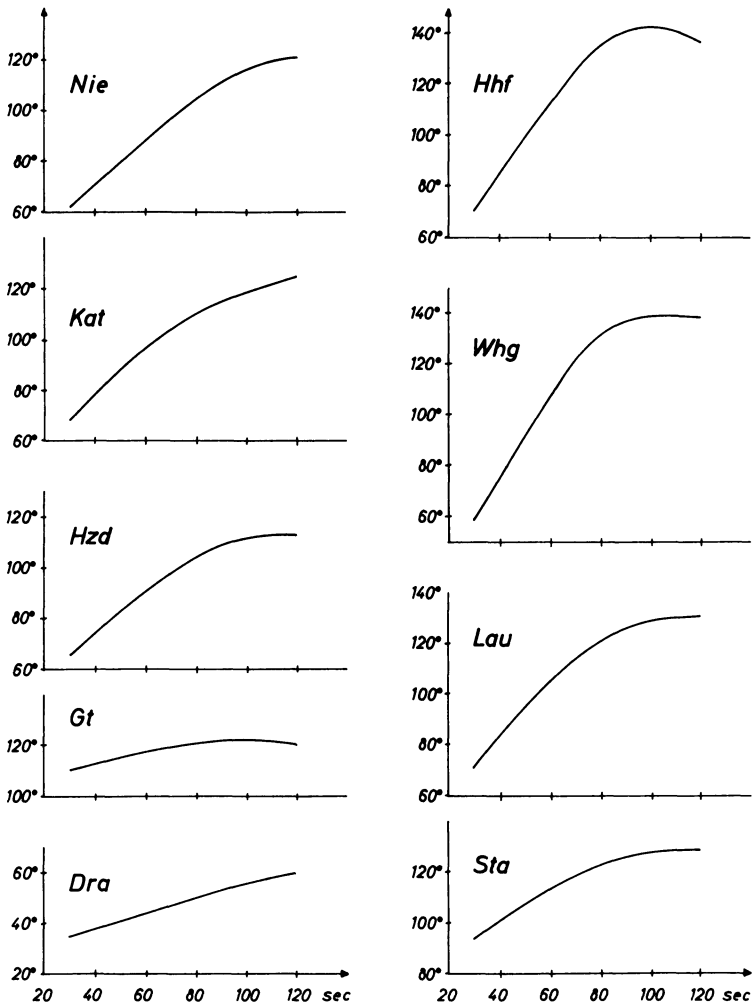


Abb. 7: Winkel der Induktionspfeile an allen Stationen als Funktion der Periode.

Leider liegen gerade von dieser Station die schlechtesten Registrierungen vor. Da Dra außerdem am Ende des Profils liegt, ist ungewiß, ob sich die Tendenz der Winkeländerung weiter nach Süden fortsetzt.

Das Ziel, die hier aufgeführten Ergebnisse durch geeignete Modelle hinreichend zu deuten, scheint beim augenblicklichen Stand der recht komplizierten Modellrechnungen noch nicht möglich zu sein. Besonders die Registrierbeispiele und die Amplituden-

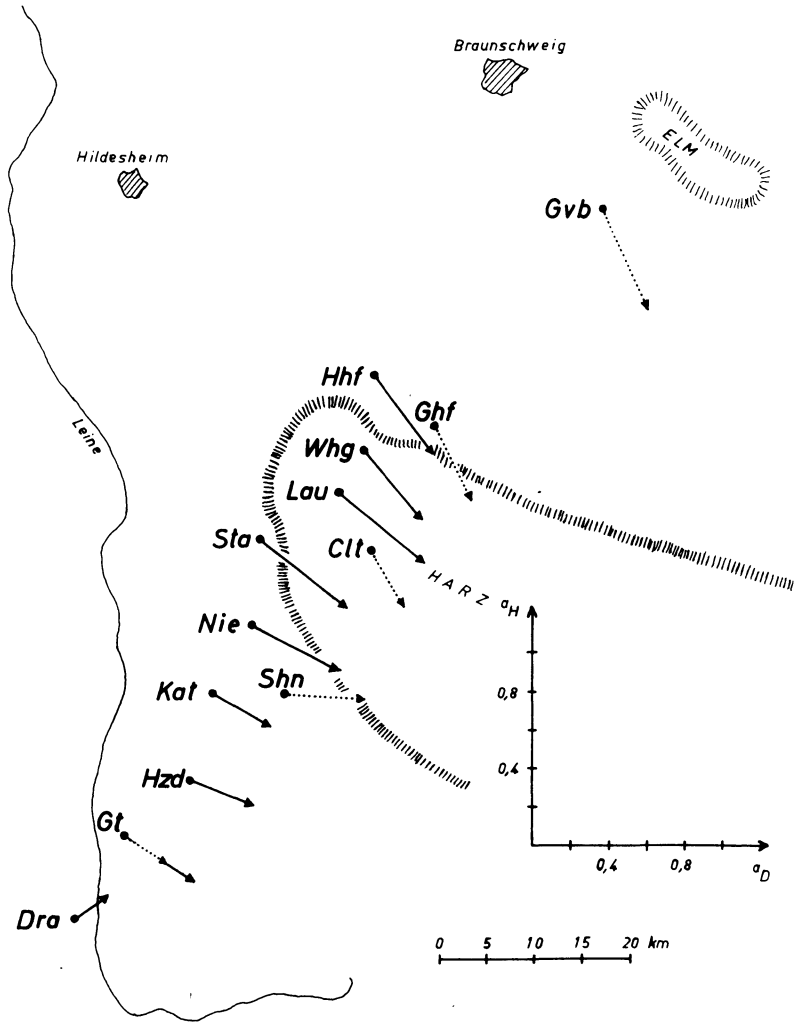


Abb. 8: Lageskizze des Profils mit Induktionspfeilen der Periode 100 sec.

Bezeichnung der Stationen:

Dra = Dramfeld, Gt = Göttingen, Hzd = Holzerode, Kat = Katlenburg, Nie = Nienstedt, Sta = Stauffenburg, Lau = Lautenthal, Whg = Wolfshagen, Hhf = Harhof.

Die gestrichelten Pfeile sind von JAESCHKE [2] angegeben worden:

Shn = Schwiegershausen, Clt = Clausthal, Ghf = Grauhof, Gvb = Groß-Vahlberg.

vergleiche lassen aber den Schluß zu, daß das Profil im Einflußbereich mindestens zweier Anomalien liegt, da im Süden überwiegend die D-Komponente induziert und im Norden ausschließlich die H-Komponente. Es liegt nahe, einen Zusammenhang mit der sich in Nord-Süd-Richtung erstreckenden Göttinger D-Anomalie und der großen in Ost-West-Richtung verlaufenden norddeutschen H-Anomalie zu vermuten. Die Periodenabhängigkeiten der Amplitudenvergleiche und der Induktionspfeile lassen ferner den Schluß zu, daß es bei Göttingen eine D-Anomalie gibt, die von Pulsationen erfaßt wird und kaum tiefer als 20 km ihre Ursache hat. Die norddeutsche Anomalie macht sich erst bei längeren Perioden bemerkbar und dürfte daher tiefer liegen.

Sowohl die Amplitudenvergleiche als auch die Induktionspfeile zeigen eine abweichende Periodenabhängigkeit an der Station Sta. Da Sta wie das benachbarte Shn am südwestlichen Harzrand liegt, scheint die Vermutung von JAESCHKE [1963] bestätigt zu werden, daß zwischen Göttingen und dem Harz eine weitere kleinräumige Pulsationsanomalie liegt.

Auf der relativ kurzen Profillänge von 65 km muß also bereits mit drei Anomalien gerechnet werden. Eine wesentliche Aufgabe besteht nun darin, den Einfluß jeder einzelnen Anomalie in den Pulsationsregistrierungen festzustellen. Die dazu erforderlichen Modellrechnungen müssen jedoch zunächst an einfacheren Strukturen erprobt werden.

Die vorliegende Arbeit ist durch finanzielle Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft ermöglicht worden, wofür ihr an dieser Stelle gedankt sei.

Literatur

- GRENET, G.: Variomètre électromagnétique pour l'enregistrement des variations rapides du champ magnétique terrestre. *Ann. de Géophys.*, 5, No. 3, 1949, S. 188—195.
- JAESCHKE, R.: Registrierungen von Pulsationen im südlichen Niedersachsen als Beitrag zur erdmagnetischen Tiefensondierung. *Mitt. Max-Planck-Inst. Aeronomie*, Nr. 12, 1963.
- UNTIEDT, J.: Über den linearen Zusammenhang zwischen den Komponenten erdmagnetischer Variationen und seine Bedeutung für die erdmagnetische Tiefensondierung. *Nachrichten der Akad. d. Wiss., Göttingen*, II. Math.-Phys. Klasse, 1964, Nr. 1.
- VOELKER, H.: Zur Breitenabhängigkeit erdmagnetischer Pulsationen. *Mitt. Max-Planck-Inst. Aeronomie*, Nr. 11, 1963.

Beobachtungen von pt 's auf einer Stationskette von Nordskandinavien bis Deutschland

Von H. VOELKER, Göttingen¹⁾

Zusammenfassung: Es werden Ergebnisse mitgeteilt, die beim Vergleich der auf einer Stationskette von der Polarlichtzone bis nach Deutschland mit gleichartigen Instrumenten registrierten pt 's gewonnen wurden. Dabei zeigte sich, daß bei niedrigen erdmagnetischen Störungsgraden die pt 's in den späten Nachmittagsstunden an allen Observatorien etwa gleichartig verlaufen. Später verlaufen die pt 's in der H-Komponente der nördlichen Stationen Tromsø, Kiruna und Sodankylä antiparallel gegenüber den Effekten an den mitteleuropäischen Observatorien. Dieses Umschlagen von Parallellauf auf Antiparallellauf in der H-Komponente erfolgt um so früher, je stärker die erdmagnetische Unruhe und je höher die geomagnetische Breite der betrachteten Stationen ist. Es zeigt sich, daß die Übergangszeiten von Parallellauf zur 180° -Phase unabhängig von der Jahreszeit sind. Auf den engen Zusammenhang der Umschlagzeiten an den Stationen nahe der Polarlichtzone im Vergleich zu Wingst mit der Lage des Bay-Stromsystems wird hingewiesen.

Summary: This paper gives the results of a direct comparison of pt -type pulsations simultaneously recorded with standardized equipments on a north-south profile from the auroral-zone in Northern Scandinavia to Germany. It is shown that for low geomagnetic activity the pt 's of afternoon time are in phase for all observatories. At a later time the H-components of the pt 's observed at Tromsø, Kiruna and Sodankylä, are antiparallel to those at lower latitudes. This change in phase by 180° occurs at an earlier time both with growing geomagnetic latitude and with growing geomagnetic activity and does not depend on season. Its connection with the equivalent bay-current-system has been set forth.

1. Einleitung

Als pt 's (pulsation trains) werden erdmagnetische Pulsationen bezeichnet, die in Form von Wellenzügen von etwa 10—20 min Dauer vorwiegend in den späten Nachmittagsstunden und in der Nacht auftreten. Nach der 1963 bei der Generalversammlung der Internationalen Union für Geodäsie und Geophysik (IUGG) in Berkeley vorgeschlagenen Klassifikation gehören die pt 's der Klasse der pi 2 (irreguläre Pulsationen mit Perioden von 45—150 sec) an. Die Perioden der einzelnen Pulsationen der Wellenzüge liegen zwischen 40 und 180 sec und häufen sich bei 60 sec. Die Amplitude eines pt 's beträgt in mittleren geomagnetischen Breiten im Durchschnitt einige γ . Nach der Zeit ihres Auftretens handelt es sich bei den pt 's um Nachteffekte mit einem Häufigkeitsmaximum kurz vor lokaler Mitternacht.

¹⁾ DR. HANS VOELKER, Geophysikalisches Institut der Universität, 34 Göttingen, Herzberger Landstraße 180.

Hier sollen die Ergebnisse beschrieben werden, die beim Vergleich der auf einer Stationskette von der Polarlichtzone bis nach Süddeutschland (jetzt bis Norditalien) registrierten pt's gewonnen wurden. Die Stationen, ihre Symbole und ihre geographischen und geomagnetischen Koordinaten sind in Tabelle 1 gegeben. Insgesamt wird von den Observatorien ein geomagnetischer Breitenbereich von 21° erfaßt. An allen

Tabelle 1.

Station	Symbol	Koordinaten			
		geographisch		geomagnetisch	
		φ	λ	Φ	A
Tromsø	Tr	$69^\circ 40'$	$18^\circ 57'$	$67,1^\circ$	116,7
Kiruna	Ki	$67^\circ 50'$	$20^\circ 14'$	$65,3^\circ$	125,8
Sodankylä	So	$67^\circ 22'$	$26^\circ 39'$	$63,8^\circ$	120,0
Enköping	Enk	$\sim 59^\circ 20'$	$\sim 17^\circ 50'$	$\sim 58,1^\circ$	$\sim 105,8^\circ$
Wingst	Wn	$53^\circ 45'$	$9^\circ 04'$	$54,5^\circ$	94,0
Göttingen	Gt	$51^\circ 32'$	$9^\circ 57'$	$52,3^\circ$	93,7
Fürstenfeldbruck	Fu	$48^\circ 10'$	$11^\circ 17'$	$48,9^\circ$	92,4
Roburent	Rob	$44^\circ 18'$	$7^\circ 53'$	$45,8^\circ$	88,5

Stationen werden die Pulsationen mit gleichartigen, in Göttingen gebauten Induktionsvariometern nach dem Grenet'schen Prinzip getrennt in H-, D- und Z-Komponente photographisch aufgezeichnet [VOELKER 1963]. Da die Instrumente an allen Stationen gleichartige Amplituden- und Phasenresonanzkurven aufweisen, ist ein direkter Vergleich der Registrierungen möglich.

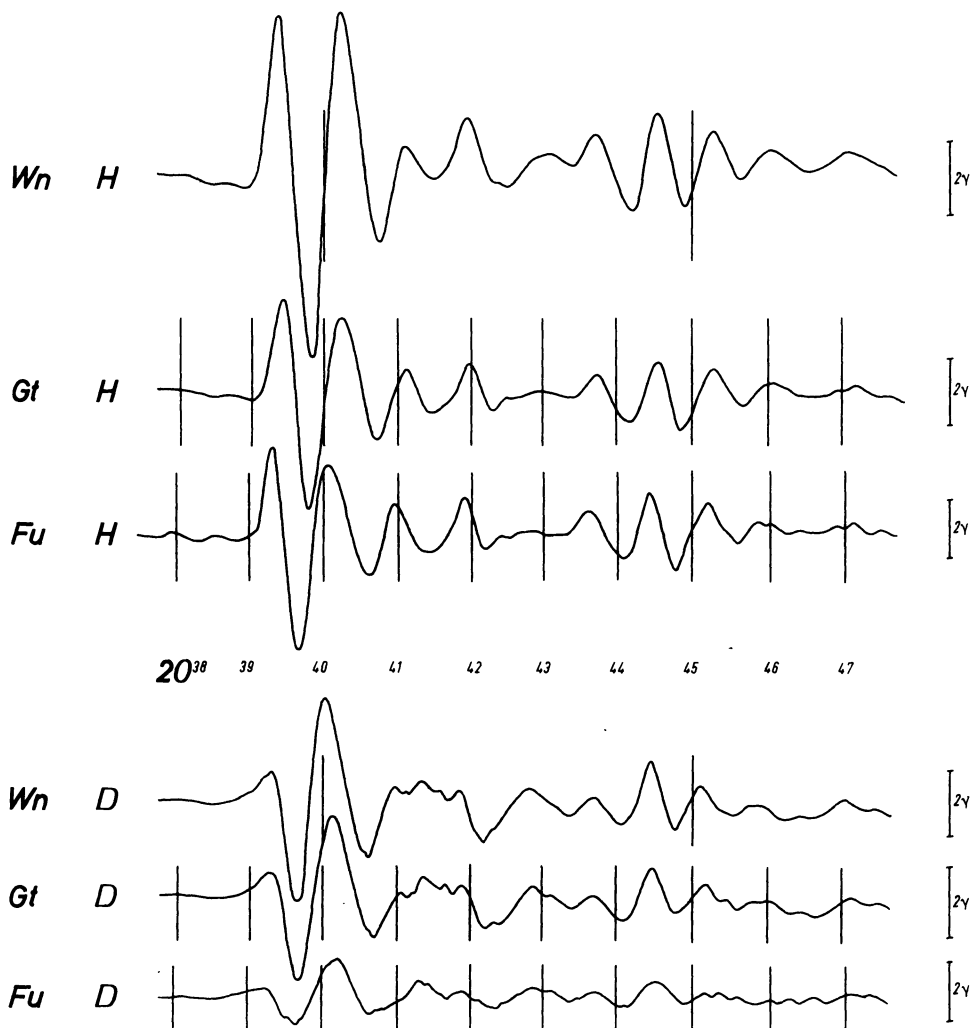
Bei den Auswertungen wurde die Vertikal-Komponente nicht berücksichtigt, da ihr Verhalten besonders stark durch die z. T. unterschiedliche Leitfähigkeit des Untergrundes der verschiedenen Stationen beeinflußt wird [JAESCHKE 1963, STEVELING 1965].

2. Das Verhalten der pt's in mittleren geomagnetischen Breiten — Eigenschaften der pt's nach Beobachtungen anderer Autoren

Ein Vergleich von pt's, die im Sommer und Herbst 1961 an den drei deutschen Stationen Wingst, Göttingen und Fürstenfeldbruck registriert wurden, zeigt einen weitgehenden Gleichlauf der Störungen sowohl in der H-, wie auch in der D-Komponente an den drei Observatorien. Abb. 1 zeigt das Verhalten eines solchen typischen pt. Das Erscheinungsbild ist an allen drei Stationen gleich, insbesondere sind keine Periodenunterschiede zu erkennen; selbst die überlagerten kleinen Störungen sind an allen Orten gleich. Die Amplituden nehmen leicht nach Norden hin zu.

Insgesamt zeigte die Auswertung [VOELKER 1963] von etwa 180 pt's an diesen drei deutschen Stationen, daß die Pulsationszüge an diesen Orten gleichzeitig einsetzen und einen gleichartigen Störungsverlauf haben. Die mittleren Amplitudenverhältnisse für die H-Komponente betragen $H_{Wn} : H_{Gt} : H_{Fu} = 1,55 : 1 : 0,92$.

Auf Grund dieser geringen Unterschiede im Erscheinungsbild der pt 's wird im weiteren Vergleich mit den nordeuropäischen Observatorien die Station Wingst als repräsentativ für die mitteleuropäischen Stationen angenommen und alle Vergleiche und Auswertungen auf Wingst bezogen.



1961. August. 4.

Abb. 1: Registrierung eines typischen pt in den H- und D-Komponenten der Stationen Wn, Gt und Fu. Zeitangaben in UT.

Untersuchungen anderer Autoren über das weiträumige und zeitliche Verhalten der pt's ergaben die folgenden zusätzlichen Aussagen:

- a) Die pt's setzen zumindest in mittleren und niedrigen geomagnetischen Breiten im Rahmen der Genauigkeit der zeitlichen Auflösung (einige sec) über sehr große Entfernungen gleichzeitig ein. Dies zeigte ein Vergleich der Registrierungen von Tsingtau, Apia, Batavia und Cheltenham von ANGENHEISTER [1913]. Zu dem gleichen Ergebnis führte ein Vergleich der gleichzeitig registrierten pt's an den Stationen Onawaga in Japan und Tamanrasset in Algerien durch KATO und GRENET [1954].
- b) Nach KATO und GRENET [1954] setzen die pt's unabhängig von der geomagnetischen Länge und somit von der Ortszeit mit $dH/dt > 0$ ein. Die Beispiele im nächsten Kapitel werden zeigen, daß dies zumindest für höhere geomagnetische Breiten nicht mehr stimmt.
- c) SAITO [1961] untersuchte 62 typische pi2's aus dem Internationalen Geophysikalischen Jahr. Er fand, daß die pt's immer mit einer Bay oder bayartigen Störung, die irgendwo in der Nähe der Polarlichtzone beobachtet wird, verbunden sind. Der horizontale Störungsvektor am Beginn der pt's konvergiert auf der nördlichen Halbkugel für alle Stationen gegen einen Punkt nahe der Mitternachtslinie in der nördlichen Polarlichtzone. Diese Konvergenz ist besser bei pt⁻ (ein pt, der eine negative Bay begleitet [SILSBEE und VESTINE 1942]) als bei pt⁺. Nach SAITO verlaufen die Schwingungen der pt's synchron in mittleren und niedrigen Breiten und verzögern sich in höheren Breiten. Diese Aussagen werden durch die folgenden Beobachtungen nicht bestätigt.
- d) Nach KATO, OSSAKA et al. [1956] durchläuft der Störungsvektor der pt's vor lokaler Mitternacht die Schleifen im Horizontalvektogramm vorwiegend im Uhrzeigersinn, nach Mitternacht ist die Polarisierung mathematisch positiv.
- e) TROITSKAYA [1961] berichtet, daß sich die pt's in mittleren Breiten in die Polregionen verfolgen lassen; das für die pt's typische Aussehen geht jedoch verloren.

3. Die Beobachtungen von pt's auf dem Profil von Deutschland bis Nordskandinavien

Im folgenden sollen einige Registrierbeispiele typischer pt's, die auf dem Nord-Süd-Profil beobachtet wurden, vorgestellt und diskutiert werden.

Abb. 2 zeigt einen pt, der während einer magnetisch ruhigen Zeit ($K_p = 10$) am frühen Abend registriert wurde. (Die Ortszeit der benutzten Observatorien ergibt sich grob durch Hinzurechnung von etwa 40 min bis 80 min zur in den Abbildungen benutzten Weltzeit UT.) Sowohl in der H- wie in der D-Komponente zeigt der pt an allen Stationen einen Gleichlauf, wie er schon beim Vergleich der mitteleuropäischen Stationen beobachtet wurde. Die Störung setzt an allen Stationen etwa gleichzeitig ein. Die Amplituden des pt wachsen mit zunehmender geomagnetischer Breite leicht an; im Verhalten der Amplituden entspricht das Beispiel der Abb. 2 der Abhängigkeit der

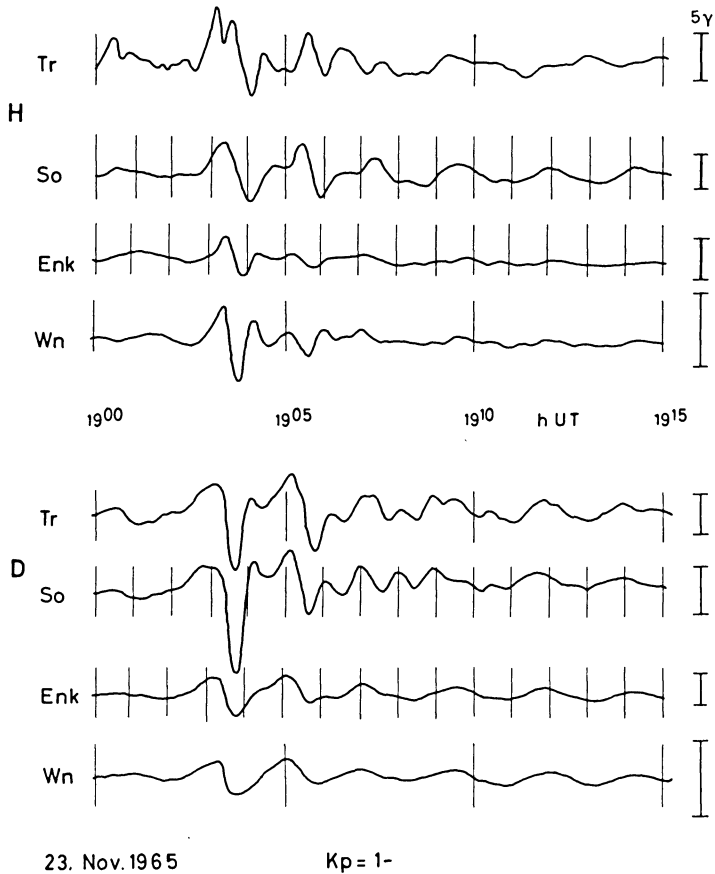


Abb. 2: Registrierung eines pt in den H- und D-Komponenten der Stationen Tr, So, Enk und Wn.

Amplituden von der Breite, wie es von JACOBS und SINNO [1960] für die pt^+ angegeben wird.

Der pt der Abb. 3 wurde ebenfalls in einem erdmagnetisch ruhigen Intervall ($K_p = 1-$) zu einer etwas späteren Tageszeit registriert. Die Pulsationsperioden liegen bei etwa 180 sec, sind also für einen pt verhältnismäßig lang. Auch hier zeigen die H-Komponenten einen weitgehenden Parallellauf an den vier Stationen Ki, So, Enk und Wn. In der D-Komponente verläuft der pt an der Station Sodankylä antiparallel zu den anderen Stationen. Ein Antiparallellauf in der D-Komponente an einer nördlichen Station im Vergleich zu den hier benutzten Observatorien mittlerer Breite wurde nur für Sodankylä häufiger gefunden. Dies hängt wahrscheinlich mit der östlichen Lage von Sodankylä gegenüber den anderen Stationen zusammen (vgl. Tab. 1). So beträgt die Ortszeitdifferenz von So gegen Ki etwa 25 min, während die

anderen skandinavischen Stationen nur geringe Längenunterschiede gegeneinander aufweisen. Die Amplituden des Effektes verhalten sich ähnlich wie die des pt in Abb. 2.

Zwei kurzzeitig aufeinanderfolgende pt's während einer erdmagnetisch leicht gestörten Periode ($K_p = 20$) sind in Abb. 4 wiedergegeben. Hier steigen die Amplituden stark nach Norden hin an (Verhältnis in der H-Komponente von Ki: Wn = 8:1). Diese Amplitudenzunahme mit wachsender geomagnetischer Breite entspricht etwa dem Verhalten der pt⁻ nach JACOBS und SINNO [1960]. Die H-Komponenten der beiden nördlichen Stationen Ki und So stimmen sehr gut überein. Auffallend ist ihr Antiparallellauf zu den H-Komponenten von Enk und Wn. Die D-Komponenten zeigen in diesem Falle keine große Übereinstimmung an den verschiedenen Stationen.

Der pt der Abb. 5 zeigt ein ähnliches Verhalten wie das Beispiel in Abb. 4. Auch dieser Effekt wurde in den späten Abendstunden registriert. Wieder verläuft der pt in den H-Komponenten der nördlichen Stationen um 180° phasenverschoben gegen die südlichen Stationen. Jedoch zeigen die D-Komponenten diesmal, wie in den meisten Fällen, einen klaren Gleichlauf an allen Stationen.

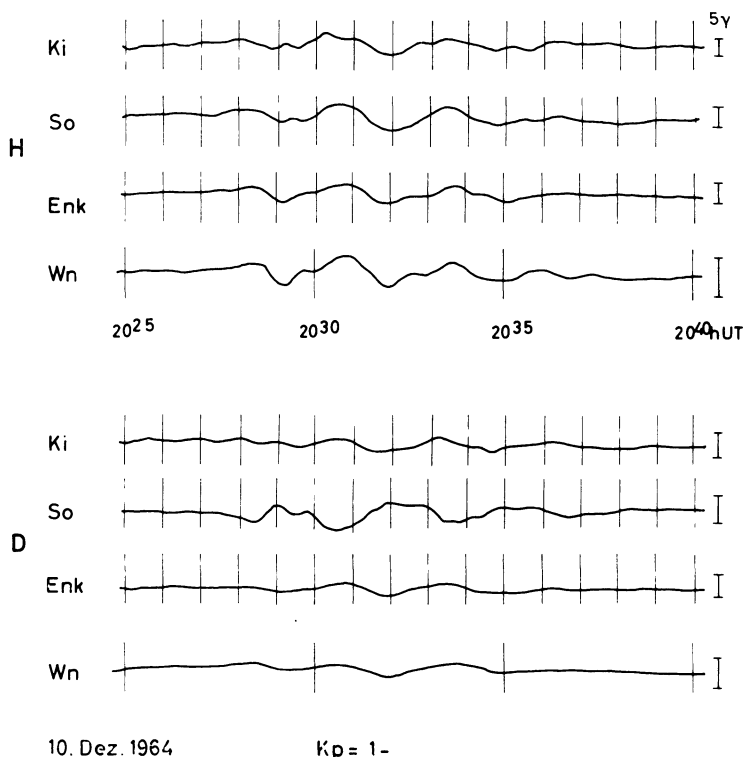


Abb. 3: Registrierung eines langperiodischen, schwachen pt in den H- und D-Komponenten der Stationen Ki, So, Enk und Wn.

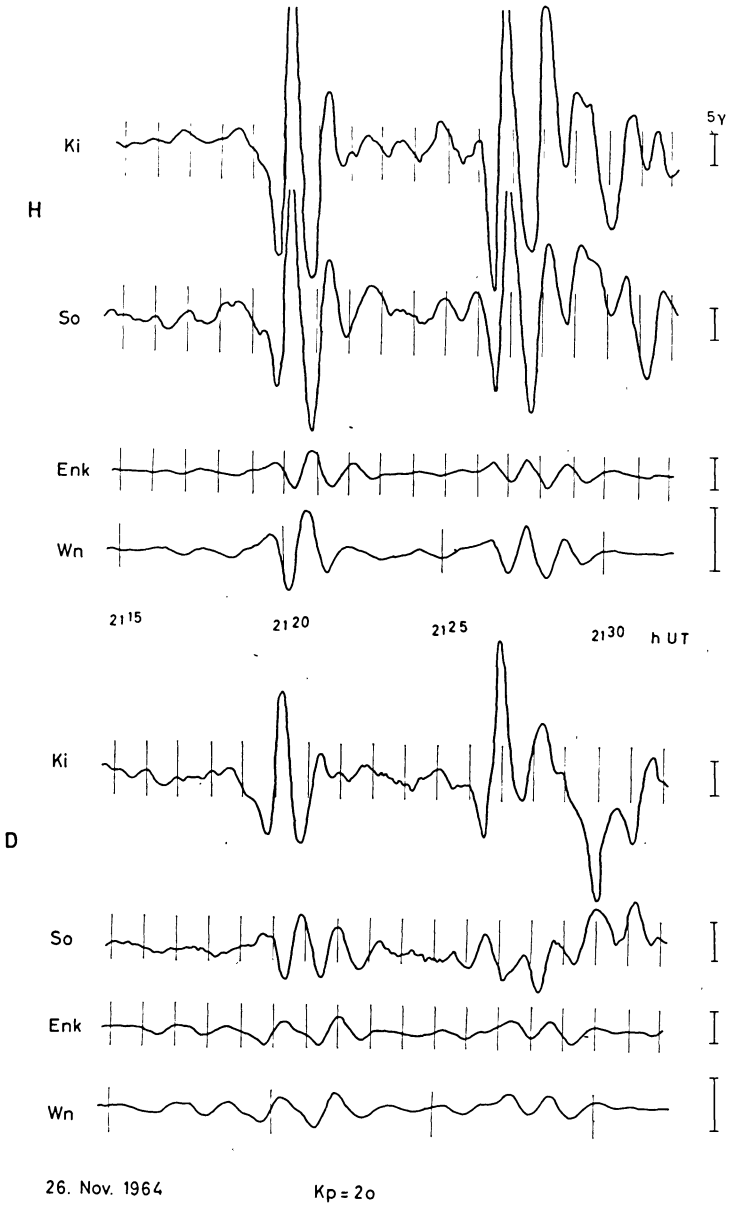


Abb. 4: Registrierung zweier kurz aufeinanderfolgender pt's in den H- und D-Komponenten der Stationen Ki, So, Enk und Wn.

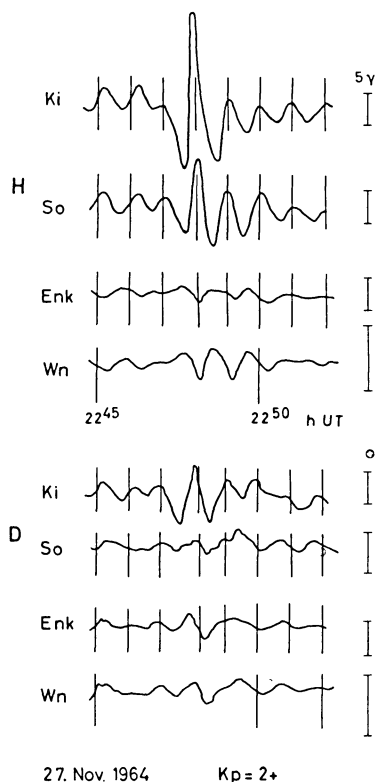


Abb. 5: Registrierung eines typischen pt in den H- und D-Komponenten der Stationen Ki, So, Enk und Wn.

Auffallend an diesen Beispielen war vor allen Dingen das Verhalten der H-Komponenten. Hier zeigten die pt's an allen Stationen etwa die gleiche Form, jedoch verlief die Störung an den nördlichen Stationen mitunter antiparallel gegenüber den Stationen in mittleren Breiten. Dabei traten nur Phasenunterschiede von 0° und 180° zwischen den Stationen nahe der Polarlichtzone und Wingst auf; bemerkenswerterweise wurden deutliche Effekte, die andere Phasenwinkel untereinander aufwiesen, auch sonst nicht gefunden.

4. Ergebnisse der statistischen Auswertung

Es fragt sich nun, ob der Parallel- bzw. Antiparallelverlauf der pt's in den H-Komponenten der nordskandinavischen Stationen im Vergleich mit Wingst von der Zeit und vom erdmagnetischen Störungsgrad abhängen. Zur Untersuchung dieser Fragen diente die statistische Untersuchung von etwa 700 pt's. Es wurden die an den folgen-

den Stationen registrierten pt's mit gleichzeitigen Registrierungen von Enköping und Wingst verglichen:

- von Tromsø für die Zeit vom 15. Nov. 1965 bis 15. Jan. 1966,
- von Kiruna für die Zeit April bis Sept. 1963 und Nov. bis Dez. 1964,
- von Sodankylä für die Zeit Nov. bis Dez. 1964 und Juni bis Juli 1965.

Eine Zusammenfassung der Ergebnisse bringt die Abb. 6. Die Stundenmarken sind in Weltzeit UT angegeben. Die Pfeile in den Nachmittags- bzw. Abendstunden bedeuten jeweils den Übergang von Parallellauf zu Antiparallellauf der pt's in der H-Komponente der entsprechenden Station gegenüber Wingst. Die Pfeile im Morgensektor markieren den Umschlag von Antiparallellauf auf 0°-Phase des Störungsverlaufes an den nördlichen Stationen gegenüber Wingst. Die Genauigkeit der Umschlagzeiten von Parallellauf zu Antiparallellauf in den Abendstunden liegt bei 0,5 h. Die Morgenwerte für die Rückkehr zum Parallellauf sind wesentlich ungenauer. Insgesamt ergeben sich aus der Abb. 6 und den weiteren Untersuchungen folgende Aussagen über das Verhalten der pt's:

- a) Der Übergang von Parallellauf zu Antiparallellauf in der H-Komponente in bezug auf Wingst erfolgt zuerst in Tromsø, dann in Kiruna und zuletzt in Sodankylä; dieses Verhalten wird noch ausgeprägter, wenn man Ortszeit an Stelle von UT benutzt (vgl. auch Abb. 7), da Sodankylä und Kiruna östlich von Tromsø liegen. Das Umschlagen von Parallellauf auf Antiparallellauf an den nördlichen Stationen geschieht also mit zunehmender geomagnetischer Breite früher.
- b) Der Umschlag auf Antiparallellauf gegenüber Wingst erfolgt mit zunehmender erdmagnetischer Unruhe früher. Er setzt für Kiruna bei $K_p = 1$ um etwa 20.45 h UT ein, bei $K_p = 2$ um 20.00 h und bei $K_p = 3$ schon um 19.30 h UT. Bei $K_p = 2$ ist der Verlauf aller in Tromsø beobachteter pt's in der H-Komponente antiparallel zu Wingst.
- c) Mit wachsender erdmagnetischer Unruhe rücken die Umschlagzeiten von Kiruna und Sodankylä dichter zusammen.
- d) In nur etwa 4% der ausgewerteten Fälle zeigten die pt's in der H-Komponente von Enköping einen Antiparallellauf zu Wingst und einen Gleichlauf mit den nördlichen Stationen. Diese Effekte wurden vorwiegend zu magnetisch stärker gestörten Zeiten gefunden.
- e) In der D-Komponente fanden sich nur einige wenige in Sodankylä beobachtete pt's mit Antiparallellauf zu den gleichzeitigen Effekten in Wingst, sie treten etwa zur Zeit des Überganges der H-Komponente von Sodankylä von Parallellauf zur Gegenphasigkeit auf. Für die D-Komponenten der Stationen Tromsø und Kiruna wurde kein Gegenlauf gegenüber Wingst gefunden.
- f) Die Übergangszeiten von Parallellauf zu Antiparallellauf sind unabhängig von der Jahreszeit; die Auswertung von im Sommer und im Winter registrierten pt's zeigte in dieser Beziehung keine Unterschiede.

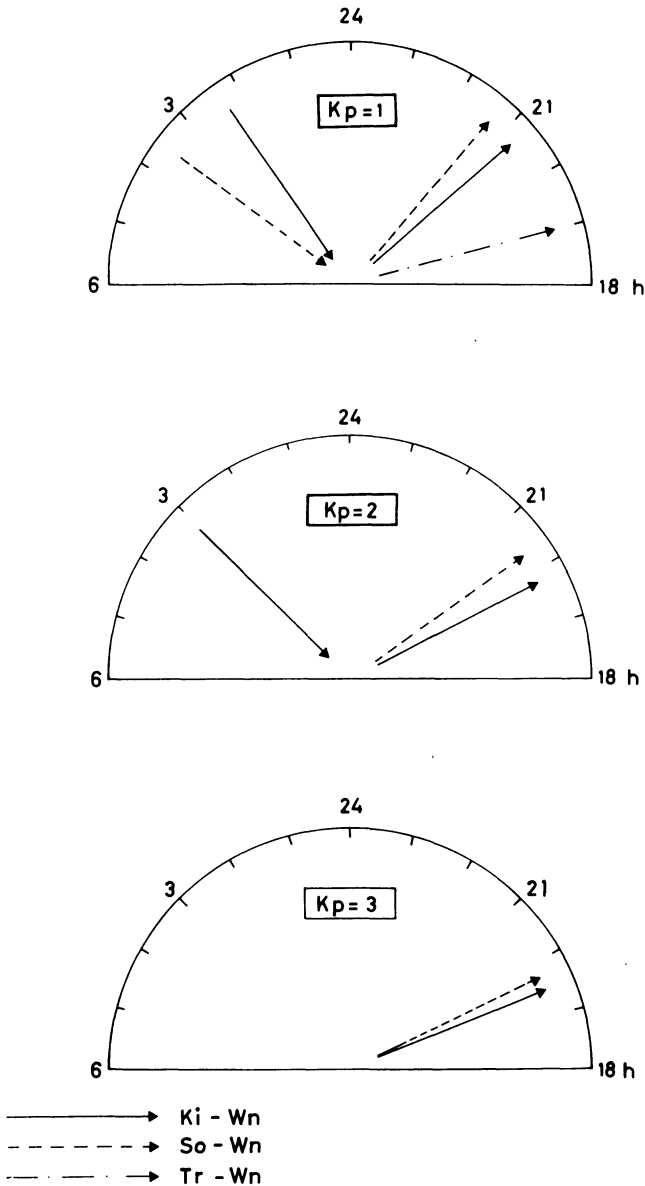


Abb. 6: Zeitpunkte des Überganges von Parallellauf zu Antiparallellauf in den H-Komponenten der pt's der drei skandinavischen Stationen nahe der Polarlichtzone gegenüber Wingst (in den Abendstunden, Pfeile aufwärts gerichtet), sowie der Rückkehr zum Gleichlauf am Morgen (Pfeile abwärts). Die Zeiten sind in UT angegeben.

5. Zusammenhang der pt's mit Baystörungen

Die Untersuchungen SAITOS [1961], der feststellte, daß gleichzeitig mit einem pt irgendwo nahe der Polarlichtzone immer eine bayartige Störung auftritt, deuten schon auf einen sehr engen Zusammenhang zwischen Bays und pt's hin. Auch die im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Eigenschaften der pt's, das Parallel- und Antiparallellaufen der Störungen an den nördlichen Stationen gegenüber Wingst in Abhängigkeit von der Tageszeit und vom erdmagnetischen Störungsgrad, erinnern sehr an das ebenfalls von der Tageszeit abhängige Auftreten von positiven und negativen Bays [SILSBEE und VESTINE 1942]. Es liegt daher nahe, die Umschlagzeiten des Störungsverlaufes der pt's an den Stationen nahe der Polarlichtzone einmal mit dem die Baystörung beschreibenden äquivalenten Stromsystem zu vergleichen.

In Abb. 7 ist das von AKASOFU, CHAPMAN und MENG [1965] angegebene äquivalente Baystromsystem dargestellt. Man sieht von oben auf den nördlichen Durchstoßpunkt der Dipolachse. Die Richtung zur Sonne ist durch die Verlängerung der Linie vom Pol zum 12 h Punkt gegeben. Die geomagnetischen Breiten der Observatorien Tromsø, Kiruna, Sodankylä, Enköping und Wingst werden durch die dick ausgezogenen Kreisbögen markiert. Die Kreuze X geben den Beginn des Antiparallellauf der H-Komponente der pt's der jeweiligen nördlichen Stationen gegenüber Wingst. Die Werte beziehen sich auf pt's, die während Intervalle mit $K_p = 1$ registriert wurden. Da das vorliegende Baystromsystem aber für intensive Störungen abgeleitet wurde, haben die folgenden Ausführungen nur den Wert einer groben Näherung. Für einen Störungsgrad von $K_p = 1$ würde sich das Oval des Elektrojets weiter polwärts zusammenziehen.

Man sieht, daß der Übergang zur Gegenphasigkeit in den H-Komponenten der pt's der skandinavischen Stationen gegenüber Wingst vom Abstand der jeweiligen Station vom exzentrischen Oval des polaren Elektrojets abhängt. Unter Berücksichtigung der Stromdichte (in Abb. 7 der Dichte der Stromlinien) tritt der Umschlag etwa bei gleichen Abständen der verschiedenen Orte vom Elektrojet ein; dieses Verhalten wird vermutlich noch klarer, wenn man die Umschlagpunkte nach geomagnetischer Ortszeit in Abb. 7 einträgt. Mit zunehmendem Störungsgrad verlagert sich der Elektrojet weiter nach Süden, und es ist nach diesem Bilde plausibel, daß sich damit auch der Beginn des Antiparallellaufes zu früheren Abendstunden hin verschiebt. Weiter ist bemerkenswert, daß die Fälle des Antiparallellaufes der D-Komponente von So gegenüber denen der anderen Stationen etwa mit dem Umschlagpunkt der H-Komponente von So gegenüber W_n zusammenfällt; nach Abb. 7 treten gerade in dieser Zeit Ströme mit ausgeprägter Südkomponente auf. In mittleren Breiten haben die Stromlinien überall West-Ost-Richtung, dieses stimmt mit dem gleichphasigen Verlauf der pt's und dem einheitlichen Einsatz von $dH/dt > 0$ an den südlicher gelegenen Observatorien überein.

Die vorhergehenden Betrachtungen deuten also auf einen engen Zusammenhang der pt's mit dem Baystromsystem hin. Es sei jedoch auf einige Unstimmigkeiten auf-

merksam gemacht. So stimmt nach SAITO [1961] die Richtung des Störungsvektors einer Bay an einer Station nicht mit dem Störungsvektor des gleichzeitig auftretenden pt (SAITO betrachtet nur den Einsatz) überein. Weiter sei bemerkt, daß das Baystromsystem die Verhältnisse während des Maximums der Bay beschreibt, während die pt's am Beginn und im ansteigenden Ast der Baystörung beobachtet werden.

Erwähnt sei weiter, daß das Oval des polaren Elektrojets außer mit den Baystörungen noch mit verschiedenen anderen geophysikalischen Erscheinungen eng verbunden

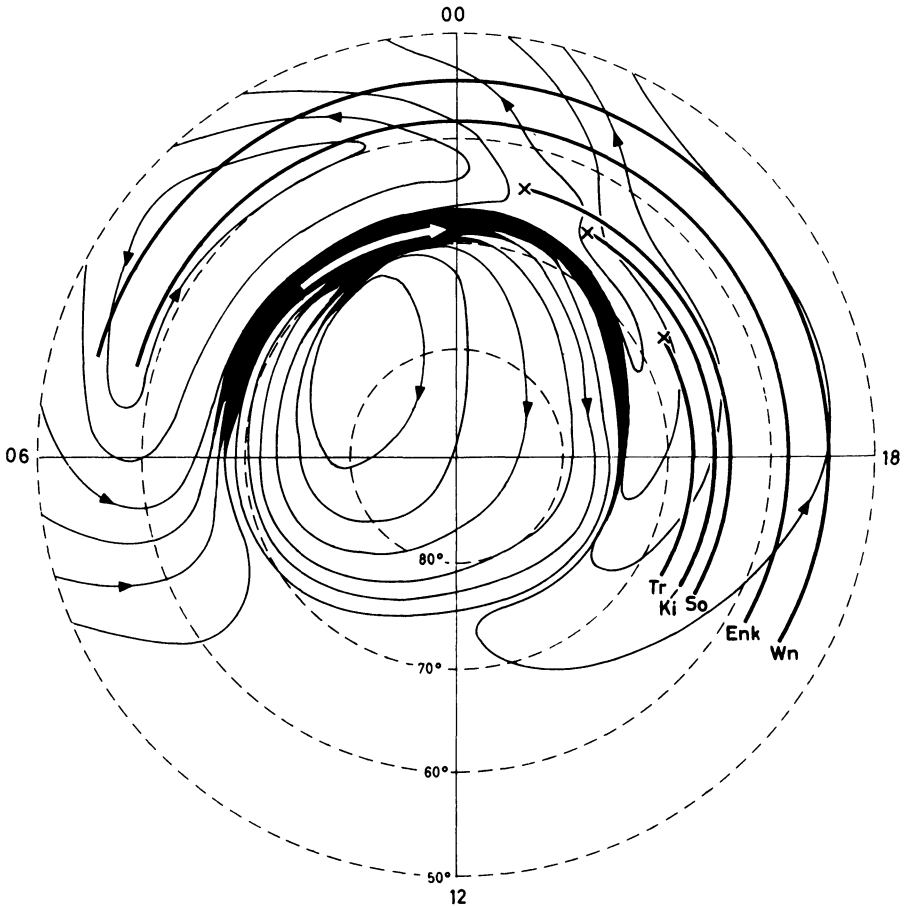


Abb. 7: Vergleich der Lage der Umschlagpunkte von Parallel- und Antiparallellauf der pt's der H-Komponente der skandinavischen Stationen gegenüber dem Baystromsystem nach AKASOFU, CHAPMAN und MENG [1965]. Für den erdmagnetischen Störungsgrad $K_p = 1$ sind die Umschlagpunkte als Kreuze X nach Ortszeit der jeweiligen Stationen eingetragen. Sicht von oben auf den nördlichen Durchstoßpunkt der Dipolachse. Die Richtung zur Sonne ist durch die Verlängerung der Linie vom Pol zum 12 h Punkt gegeben.

ist; so fällt es mit der Zone maximaler Nordlichttätigkeit zusammen und bildet die Schnittlinie der äußeren Grenze des äußeren Strahlungsgürtels mit der Ionosphäre [AKASOFU, CHAPMAN und MENG 1965]. In dieser Polarlichtzone wurden gleichzeitig mit Baystörungen und pt's Infrarotwellen registriert, die etwa die gleichen Perioden wie die pt's aufwiesen [CAMPBELL und YOUNG 1963]. Die pt's sind also nur eine Erscheinung, die mit anderen geophysikalischen Ereignissen im Zusammenhang mit Bays verbunden sind.

6. Schluß

Die Errichtung einer weiteren Pulsationsstation der hier benutzten Art auf Island verspricht verbesserte Ergebnisse über das Verhalten der pt's auf einer Stationskette längs der Polarlichtzone. Durch die größere Längendifferenz gegenüber den bestehenden Stationen sollte sich die Zeitabhängigkeit des Umschlags von Parallellauf auf Antiparallellauf, insbesondere auch in der D-Komponente, noch klarer ergeben.

Weiter soll das Verhalten der Störungsvektoren der pt's in den Horizontalvektogrammen an den verschiedenen Stationen genauer untersucht werden (im gesamten Verlauf eines pt, nicht nur der Einschwingvorgang wie bei SAITO) und mit den Störungsvektoren der entsprechenden Baystörungen verglichen werden.

Außerdem soll versucht werden, die pt-Registrierungen mit gleichzeitigen Nordlichtbeobachtungen und Ionosphärenmessungen an den skandinavischen Stationen zu korrelieren.

Den Observatorien und Instituten in Tromsø, Kiruna, Sodankylä, Enköping, Wingst, Fürstfeldbruck und Roburent bin ich für die Betreuung der Pulsationsinstrumente bzw. für die Überlassung der Magnetogramme zu großem Dank verpflichtet. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft, Bad Godesberg, gilt mein Dank für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit.

Literatur

- AKASOFU, S.-I., S. CHAPMAN and C.-I. MENG: The Polar Electro-jet Atmosph. Terr. Phys., 27, S. 1275—1305, 1965.
- ANGENHEISTER, G.: Über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit magnetischer Störungen und Pulsationen. Nachr. d. K. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, Math.-phys. Klasse (1913), S. 565 bis 581.
- ANGENHEISTER, G.: Über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit erdmagnetischer Störungen und Pulsationen. Terr. Mag., 25, S. 26—32, 1920.
- 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, S. 5909—5916, 1963.

- GRENET, G., Y. KATO, J. OSSAKA und M. OKUDA: Pulsations of Terrestrial Magnetic Field at the Time of Bay Disturbance. *Sci. Rep. Tohoku Univ., Ser. 5, Geophys.*, 6, No. 1, S. 1 bis 10, 1954.
- JACOBS, J. A. und K. SINNO: World Wide Characteristics of Geomagnetic Micropulsations. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, 3, S. 333—353, 1960.
- JAESCHKE, R.: Registrierung von Pulsationen im südlichen Niedersachsen als Beitrag zur erdmagnetischen Tiefensondierung. *Mitteilungen Max-Planck-Inst. Aeronomie*, Nr. 12, 1963.
- KATO, Y., J. OSSAKA, T. WATANABE, M. OKUDA und T. TAMAO: Investigation on the Magnetic Disturbance by the Induction Magnetograph, Part V. *Sci. Rep. Tohoku Univ., Ser. 5, Geophys.* 7, S. 136—146, 1956.
- SAITO, T.: Oscillations of Geomagnetic Field with the Progress of pt-Type Pulsation. *Sci. Rep. Tohoku Univ., Ser. 5, Geophys.* 13, S. 53—61, 1961.
- SILSBEE, H. C. und E. H. VESTINE: Geomagnetic Bays, Their Frequency and Current Systems. *J. Terr. Mag. and Atmosph. Electr.*, 47, S. 195—208, 1942.
- STEVING, E.: Erdmagnetische Tiefensondierung mit 9 gleichzeitig registrierenden Pulsationsstationen zwischen Göttingen und Goslar. Protokoll über das Symposium „Erdmagnetische Tiefensondierung“ in Goslar vom 30. September bis 2. Oktober 1965.
- TROITSKAYA, V. A.: Continuous Pulsations (pc) and Pulsation Trains (pt) in the Arctic and in the Antarctic. *I.A.G.A. Bull.*, No. 16 C, S. 148—154 1961.
- VOELKER, H.: Zur Breitenabhängigkeit erdmagnetischer Pulsationen. *Mitteilungen Max-Planck-Inst. Aeronomie* Nr. 11, 1963.

Statistische Untersuchungen über langperiodische Pulsationen des erdmagnetischen Feldes

Von V. ZÜRN, Göttingen¹⁾

Zusammenfassung: Von August 1964 bis April 1965 wurden in Göttingen langperiodische Pulsationen mit einer dafür besonders eingerichteten Apparatur registriert. Die statistische Auswertung dieser Pulsationen in der H-Komponente im Periodenbereich zwischen 50 und 900 Sekunden ergab folgendes: Pulsationen mit längeren Perioden als 3 Minuten treten in Göttingen nur selten auf (etwa 3 Fälle am Tag). Für Pulsationen mit längeren Perioden als 5 Minuten nimmt die Amplitude mit wachsender Periode zu. Im Bereich um eine Minute tritt tagsüber eine merkliche Häufung von Pulsationen auf (etwa 10 Fälle am Tag), desgleichen ist die Amplitude in diesem Periodenbereich relativ groß. Nachts auftretende Pulsationen (pt's) konzentrieren sich bei zunehmender erdmagnetischer Unruhe ebenfalls im Periodenbereich um eine Minute.

Weitere Untersuchungen dieser bevorzugten einminütigen Pulsationen ergaben keine Abhängigkeit der Pulsationsperiode von der geomagnetischen Breite. Die H- und die D-Komponente scheinen gekoppelt zu sein.

Summary: From August 1964 to April 1965 geomagnetic pulsations with periods between 50 and 900 seconds have been recorded at Göttingen with a special equipment. A statistical investigation of parameters of the H-component has yielded the following results: Pulsations with periods longer than 3 minutes occur rarely (about 3 times a day). The amplitudes of pulsations with periods longer than 5 minutes increase with increasing period. The occurrence-frequency of day-time pulsations has a maximum at periods of about 1 minute (nearly 10 effects a day). The amplitudes belonging to this period range are also relatively large. The number of night-time pulsations (pt's) with periods of about 1 minute also increases with increasing geomagnetic activity. No dependence of the periods on geomagnetic latitude could be found for the 1-minute-pulsations. The H- and D-components seem to be coupled.

1 Einleitung

Schwankungen des erdmagnetischen Feldes im Periodenbereich von Sekunden bis zu einigen Minuten nennt man Pulsationen. Tagsüber sind kontinuierliche Pulsationen (pc's) vorherrschend, deren Periode in der H-Komponente systematisch mit der geomagnetischen Breite zunimmt [VOELKER 1963]. In Göttingen beträgt ihre Periode etwa 30 Sekunden. Abends und nachts treten einzelne Wellenzüge (pt's), auf, deren Periode etwa zwischen 40 und 120 Sekunden liegt.

Nun nimmt einerseits die Empfindlichkeit der normalen Göttinger Pulsationsregistrierung im Bereich langer Perioden rasch ab, andererseits ist dieser Periodenbereich für theoretische Untersuchungen interessant [SIEBERT 1962]. Um eine genauere

¹⁾ Dipl.-Phys. VOLKER ZÜRN, Geophysikalisches Institut der Universität, 34 Göttingen, Herzberger Landstraße 180.

Kenntnis der Phänomenologie langperiodischer Pulsationen zu gewinnen, wurde deshalb mit einer Anordnung nach dem Grenet'schen Prinzip registriert, die im Periodenbereich von einer bis zu 15 Minuten eine Empfindlichkeit von $1 \text{ mm}/\gamma$ hatte. Sowohl zu sehr langen Perioden hin als auch unterhalb von etwa einer Minute Periode fällt die Empfindlichkeit ab, um einerseits die Variationen mit normalerweise großer Amplitude, andererseits die starke Pulsationstätigkeit im Bereich einer halben Minute zu unterdrücken. Der Papiervorschub betrug $6 \text{ mm}/\text{min}$. Daneben wurde mit einem Kompensationsmagnetometer mit angeschlossenem Tintenschreiber registriert, um auch noch Pulsationen mit sehr langen Perioden auswerten zu können. Hier betrug die Empfindlichkeit $1,5 \text{ mm}/\gamma$, der Vorschub $2 \text{ mm}/\text{min}$.

Die folgenden Untersuchungen stützen sich auf Registrierungen der H-Komponente der Station Göttingen aus den Monaten August 1964 bis April 1965.

2 Auswertung

Aus den Magnetogrammen wurden nach folgenden Gesichtspunkten Pulsationen herausgesucht:

- a) Eine volle Schwingung muß klar zu erkennen sein.
- b) Treten mehrere Schwingungen hintereinander auf, so darf sich die Periode der längsten Einzelschwingung von der kürzesten nur um etwa 10% unterscheiden.
- c) Die Doppelamplitude soll auf dem Registrierpapier mindestens $0,5 \text{ mm}$ betragen.
- d) Die mittlere Periode muß zwischen 50 und 200 Sekunden beim GRENETSchen Variometer und zwischen 100 und 900 Sekunden beim Kompensationsmagnetometer liegen.

Es wurden 1638 Pulsationen ausgelesen und jeweils die durchschnittliche Doppelamplitude und die durchschnittliche Periode bestimmt.

3 Ergebnisse der Auswertung

3.1 Die Häufigkeit in Abhängigkeit von der Periode, Tageszeit und magnetischem Störungsgrad

Zum Zwecke einer besseren Übersicht wurden die Ergebnisse in geeigneter Weise normiert. In Abb. 1 entspricht die Länge jedes Balkens einer Zahl von Pulsationen, deren Periode innerhalb eines bestimmten 3-Sekunden-Intervalls liegt. Eine solche Zahl von Pulsationen würde durchschnittlich innerhalb von 100 Tagen in einem bestimmten Tagesabschnitt (6.00 bis 16.00 UT bzw. 16.00 bis 6.00 UT) auftreten, falls 100 Tage lang ein bestimmter erdmagnetischer Unruhegrad — ausgedrückt durch K_p [BARTELS 1957] — andauern würde. Die tageszeitliche Einteilung erfolgte nach dem Gesichtspunkt, daß während der Beobachtungsmonate die Zeit 6.00 bis 16.00 UT zwischen Sonnenaufgang und Sonnenuntergang lag.

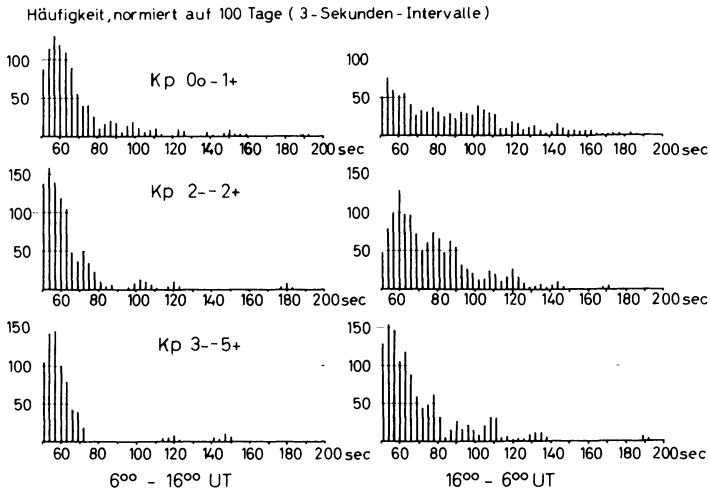


Abb. 1: Normierte Häufigkeit der Pulsationen in Abhängigkeit von der Periode, Tageszeit und erdmagnetischen Aktivität.

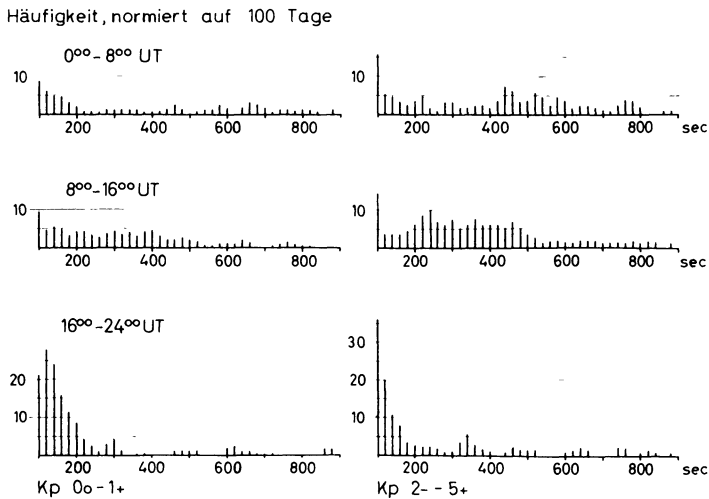


Abb. 2: Normierte Häufigkeit der Pulsationen in Abhängigkeit von der Periode, Tageszeit und erdmagnetischen Aktivität.

In entsprechender Weise ist Abb. 2 zu verstehen. Hier wurden jedoch Periodenintervalle von 20 Sekunden, eine Aufteilung in 3 Tageszeiten und eine Aufteilung in nur 2 Klassen erdmagnetischer Unruhe genommen. Ferner ist in Abb. 2 der Ordinatenmaßstab zu beachten, in dem sich die geringe Häufigkeit von Pulsationen oberhalb von 3 Minuten Periode ausdrückt.

In Abb. 1 fällt die starke Häufung der Pulsationen zwischen 6.00 und 16.00 UT im Periodenbereich einer Minute ins Auge. Bei einer genaueren Untersuchung des Tagesganges zeigt sich ein Ansteigen der Häufigkeit nach Sonnenaufgang zu einem Vormittagsmaximum. Pulsationen mit längeren Perioden als 80 Sekunden sind tagsüber relativ selten. Bei einer Fortsetzung der Abb. 1 zu kürzeren Perioden hin würde bei etwa 30 Sekunden ein um 1 bis 2 Zehnerpotenzen höheres Maximum auftreten, entsprechend den tagsüber vorherrschenden pc's (pc 3).

Im Zeitraum 16.00 bis 6.00 UT, also den Abend- und Nachtstunden, findet man eine nennenswerte Anzahl von Pulsationen nur unterhalb von etwa 3 Minuten Periode. Beachtenswert ist während dieser Zeit die starke Zunahme der Häufigkeit im Periodenbereich um eine Minute bei zunehmender erdmagnetischer Unruhe. Die abends und nachts auftretenden langperiodischen Pulsationen bis etwa 3 Minuten Periode entsprechen den pt's (pi 2). Sie weisen ein Maximum der Häufigkeit kurz vor lokal Mitternacht auf [ANGENHEISTER 1954].

3.2 Die Amplituden langperiodischer Pulsationen in Abhängigkeit von der Periode und dem magnetischen Störungsgrad

In Abb. 3 ist die mittlere Doppelamplitude in Abhängigkeit von der Periode dargestellt, Parameter ist der erdmagnetische Störungsgrad. Der linke Teil der Darstellung entspricht den Registrierungen mit dem GRENETSchen Variometer, der rechte Teil den Registrierungen mit dem Kompensationsmagnetometer. Die mittlere Abweichung beträgt durchweg etwa $0,5 \gamma$.

Im Bereich kräftiger Pulsationstätigkeit um eine Minute nimmt die Amplitude systematisch mit zunehmender erdmagnetischer Unruhe zu, von etwa $0,8 \gamma$ Doppelamplitude bei $K_p 0_- - 0_+$ bis 2γ bei $K_p 4_- - 5_+$. Im Periodenbereich von 60 bis 70 Sekunden ist dann eine Abnahme der Amplitude zu beobachten, mit Ausnahme magnetisch sehr ruhiger Zeiten. Dieser Abfall der Amplitude erfolgt offenbar parallel zu der starken Häufigkeitsabnahme der Pulsationen in diesem Bereich (Abb. 1). Im Tagesgang der Amplitude ist parallel dem Tagesgang der Häufigkeit ein Anstieg nach Sonnenaufgang zu einem Vormittagsmaximum feststellbar.

Zwischen etwa 80 und 300 Sekunden Periode ist die Amplitude der Pulsationen weitgehend unabhängig von der Periode und auch vom erdmagnetischen Störungsgrad. Zwischen 300 und 600 Sekunden Periode steigt die Amplitude mit zunehmender Pulsationsperiode an; dies Verhalten ist bei anwachsender erdmagnetischer Unruhe

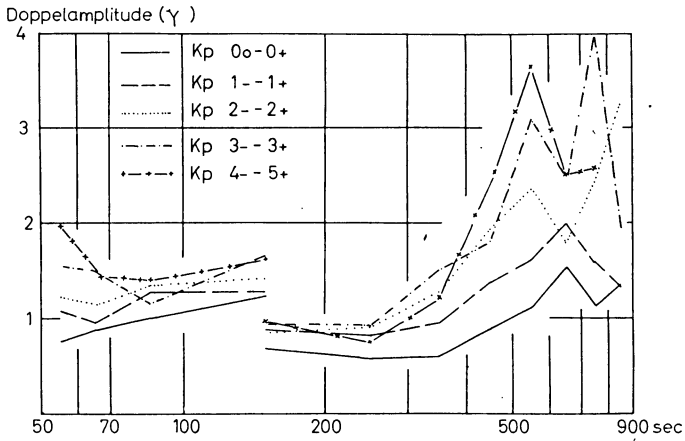


Abb. 3: Mittlere Doppelamplitude der Pulsationen in Abhängigkeit von der Periode und erdmagnetischen Aktivität. Der linke Teil beruht auf Registrierungen mit dem Grenet-Variometer, der rechte Teil auf Registrierungen mit dem Kompensationsmagnetometer.

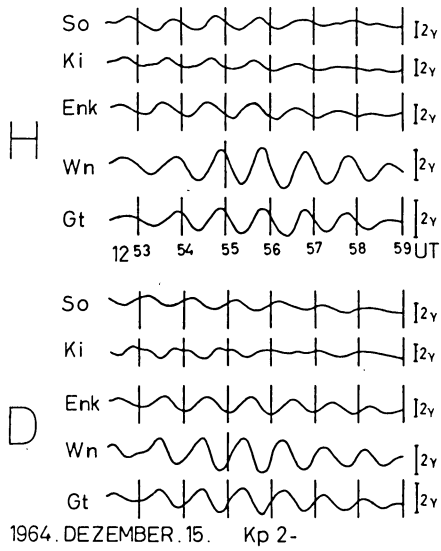


Abb. 4: Registrierbeispiel von Pulsationen an 5 Stationen auf einem Nord-Süd-Profil.

systematisch stärker ausgeprägt. Das Verhältnis der mittleren Amplitude von Pulsationen mit 600 Sekunden Periode zu der von Pulsationen mit 300 Sekunden Periode steigt von etwa 2 bei Kp 0 an auf etwa 4 bei Kp 4 bis 5.

4 Vergleich gleichzeitiger Pulsationen auf einem Nord-Süd-Profil

Für eine Deutung der Pulsationen, die sich im Periodenbereich einer Minute häufen, ist es wichtig, den Verlauf an verschiedenen Orten der Erde gleichzeitig zu verfolgen.

Da die Pulsationen durch die Registrieranlagen im allgemeinen verzerrt wiedergegeben werden, kann man nur mit gleichartigen Instrumenten gewonnene Registrierungen direkt vergleichen. In den vergangenen Jahren sind eine Reihe von Observatorien mit Induktionsvariometern nach GRENET ausgestattet worden, die in Göttingen konstruiert wurden.

Zur Verfügung standen Registrierungen der Monate November und Dezember 1964 an den 5 Stationen Göttingen (Gt, $\Phi = 52,3^\circ$), Wingst (Wn, $\Phi = 54,6^\circ$), Enköping (Enk, $\Phi = 58,2^\circ$), Kiruna (Ki, $\Phi = 65,3^\circ$), Sodankylä (So, $\Phi = 63,8^\circ$). Aus den gleichzeitigen Registrierungen mit dem Kompensationsmagnetometer wurden für diese Monate einige Pulsationen herausgesucht. Diese wurden dann in den Registrierungen der einzelnen Stationen aufgesucht und verglichen.

Abb. 4 zeigt ein Beispiel mit tagsüber aufgetretenen Pulsationen. Die Periode beträgt überall 57 Sekunden. Es ist keine Abhängigkeit der Periode von der geomagnetischen Breite feststellbar. Ferner verlaufen H- und D-Komponente weitgehend gleichartig. Es treten jedoch Phasenunterschiede auf. Die Amplitude ist an allen Stationen von gleicher Größenordnung. 20 weitere untersuchte Fälle zeigten das gleiche Verhalten.

5 Diskussion

Besonders interessant ist die Existenz eines ausgezeichneten Periodenbereichs bei etwa einer Minute. Einerseits konzentrieren sich dort die abends und nachts auftretenden pt's bei zunehmender erdmagnetischer Unruhe, andererseits treten dort auch tagsüber Pulsationen in mindestens gleicher Häufigkeit auf, die aber normalerweise von den halbminütigen pc's verdeckt werden.

Insbesondere zeigten sich bei dem Vergleich der Tagespulsationen auf dem Nord-Süd-Profil ähnliche Eigenschaften wie bei den pt's, nämlich keine Breitenabhängigkeit der Pulsationsperiode und Kopplung der H- und der D-Komponente. Ob diese tagsüber aufgefundenen Pulsationen den pt's entsprechen, läßt sich aus dem vorliegenden Material nicht entscheiden. Weltweite gleichzeitige Registrierungen müßten dazu herangezogen werden.

Die vorliegende Arbeit ist durch finanzielle Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft ermöglicht worden, wofür ihr an dieser Stelle gedankt sei.

Literatur

- ANGENHEISTER, G.: Die Registrierung und Diskussion erdmagnetischer Pulsationen. Gerl. Beitr. 64, S. 108—132, 1954.
- BARTELS, J.: The geomagnetic measures for the time-variations of solar corpuscular radiation, described for use in correlation studies in other geophysical fields. IGY Annals, 4, S. 227 bis 236, 1957.
- SIEBERT, M.: Zur Theorie erdmagnetischer Pulsationen mit breitenabhängigen Perioden. Mitt. Max-Planck-Inst. für Aeronomie, Nr. 21, 1965.
- VOELKER, H.: Zur Breitenabhängigkeit erdmagnetischer Pulsationen. Mitt. Max-Planck-Inst. für Aeronomie, Nr. 11, 1963.

Some Geophysical Investigations in the Faroe Islands

A Preliminary Report

By S. SAXOV and N. ABRAHAMSEN, Aarhus¹⁾

Summary: The geology is reviewed, the dominating rocks being flood basalts in a sequence of nearly 3,000 meters. The lavas fall into three main series. The basalts are gently folded, forming an anticline to the north and a syncline to the south, the strata dipping 1 to 4 degrees to the east.

Density determinations give 2.90, 2.82, and 2.87 gr./cm³ for the lower, middle, and upper series, respectively.

BOUGUER-anomaly maps from a 1954 survey including 25 stations and from a 1964 survey including 270 stations are presented. The gravimetric picture reveals a pronounced minimum to the north and indicates a maximum to the south. From the gravimeter gradient a tilting of the strata to the east is suggested.

Magnetic polarizations along the principal geological profiles are normal in the bottom and the top of the lower series, while the middle part of these series as well as the middle and the upper series are reversely polarized.

Seismic refraction measurements reveal travel times of 3.9, 4.9, and 6.4 km/sec. for the two uppermost series, the lower series, and an unknown deeper layer, respectively. It is concluded from an inspection of seismic and seismological investigations in the North Atlantic region that the 6.4 km/sec. layer in the Faroes is of basaltic character.

Zusammenfassung: Die Geologie des bearbeiteten Gebietes wird kurz referiert, die dominierenden Gesteine bilden Basaltströme mit einer Mächtigkeit von nahezu 3000 Metern. Die Laven zerfallen in drei Hauptgruppen. Die Basalte zeigen eine schwache Faltung, sie bilden nach Norden eine Antiklinale und nach Süden eine Synklinale, bei einem Einfallen von 1 bis 4 Grad gegen Osten.

Spezifische Dichtebestimmungen ergaben 2,90, 2,82 und 2,87 g/cm³ für die unteren, mittleren und oberen Serien.

Karten mit BOUGUER-Anomalien werden gegeben, und zwar von Untersuchungen aus dem Jahre 1954 mit 25 Meßpunkten und von 1964 mit 270 Messungen. Die Auswertung der gravimetrischen Messungen ergab ein deutliches Minimum nach Norden und deutet ein Maximum nach Süden an. Der gravimetrische Gradient deutet ebenfalls ein schwaches Einfallen der Lagen nach Osten an.

Die magnetische Polarisation entlang den wichtigsten geologischen Profilen ist normal am Boden und in der oberen Partie der unteren Serien, während dagegen der mittlere Teil dieser Serien sowie die mittleren und oberen Serien umgekehrte Polarisation zeigen.

Refraktionsseismische Messungen ergaben Fortpflanzungsgeschwindigkeiten von 3,9, 4,9 und 6,4 km/sec für die zwei obersten Serien, die unteren Serien und eine unbekanntere tiefere Lage. Aus den Ergebnissen von seismischen Untersuchungen im Nordatlantik wird geschlossen, daß auch auf den Färöer die Fortpflanzungsgeschwindigkeit von 6,4 km/sec auf basaltische Gesteine zurückgeht.

¹⁾ SVEND SAXOV and NIELS ABRAHAMSEN, Institute of Applied Geophysics, Department of Geology, University of Aarhus.

1. The Faroe Islands are a cluster of islands in the eastern North Atlantic Ocean. The group consists of 18 larger islands besides numerous islets and skerries. It covers some 1,400 km². The north eastern group of the islands has a very rough topography, the highest peak being 882 m.

2. Geologically the Faroe Islands belong to the North Atlantic Basalt province, which is characterized by a lively volcanic activity in the Tertiary. This province stretches from Scotland in the east to East Greenland in the west [TYRRELL 1949] and may possibly continue to West Greenland (the Disko Island and Nugssuak) and Arctic Canada.

The formations consist of lavas with volcanic ashes, and agglomerates, while dykes, sills, and a few intercalated thin sedimentary beds may also be found. The known stratigraphic column, about 3 km in thickness is divided into three series [NOE-NYGAARD and RASMUSSEN 1957; NOE-NYGAARD 1962]: the lower series more than 900 m thick, consisting of monotonous basaltic lava flows, each flow usually

about 20 m thick varying from 5—75 m and interbedded by tuffs; a middle series more than 1350 m in thickness consisting of rather varying basaltic flows in thin layers and without tuffs; and an upper series of 625 m thickness which mostly resembles the lower series, except that each flow of lava is only about half as thick (Fig. 1).

The lower and the middle series are separated by a 10 m thick coal-bearing sedimentary bed followed by a rather extensive agglomerate, occasionally reaching 100 m in thickness [J. RASMUSSEN 1952].

The sediments contain remnants of a usually supposed lower tertiary flora [RASMUSSEN 1963, RASMUSSEN and ESKE KOCH 1964] while recent radioactive age-determinations (K-Ar-method) on two samples situated below and above the coal-bearing sediments showed ages of 150 ± 20 and 86 ± 4 million years respectively, corresponding to upper mesozoic ages [NOE-NYGAARD and RASMUSSEN 1966].

After their formation the strata were faulted and intruded with dykes and sills,

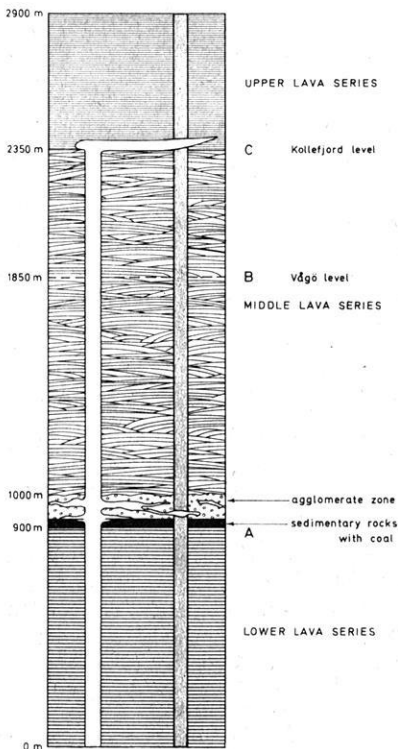


Fig. 1: The geological stratigraphic column.

although the displacements along the faults were quite small [NOE-NYGAARD 1945].

The formations are gently folded and inclined, so that the strata on the greater north-western isles form a slight anticline while the strata to the south

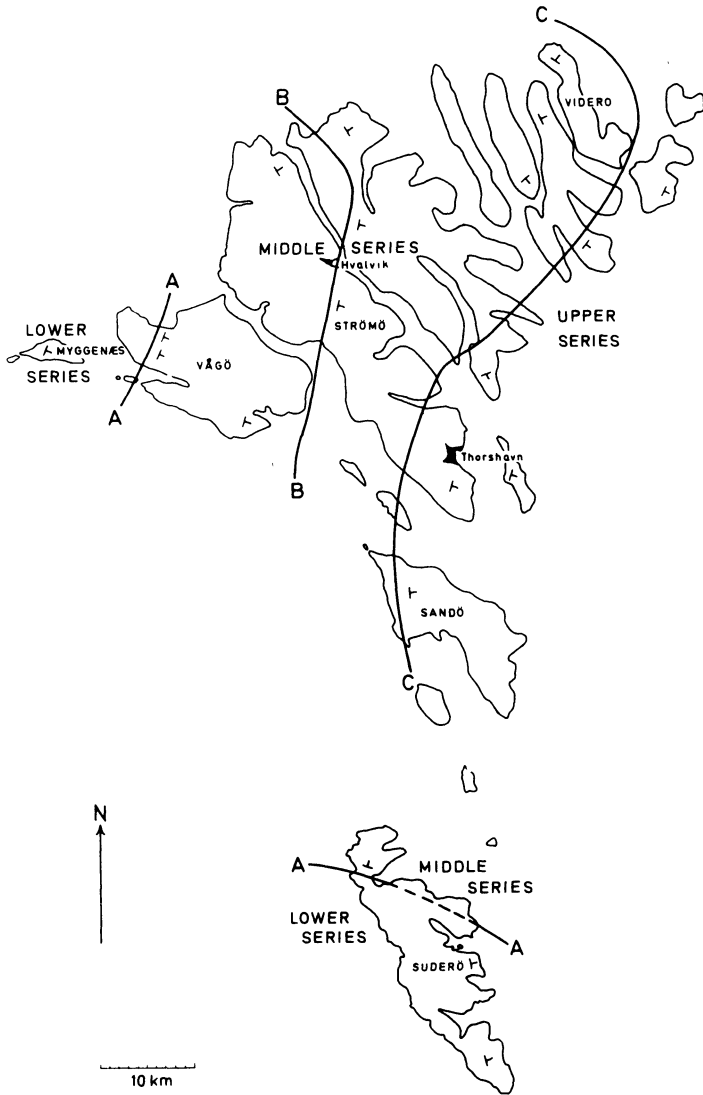


Fig. 2: Tectonic sketch-map after NOE-NYGAARD (1962).

form a broader and slighter syncline. The crest amplitude of the anticline is between 300 and 500 m. The formations are tilted a few degrees to east (Fig. 2).

No sign of a non-basaltic substratum has been observed till now; only basaltic pebbles are found in the intercalated conglomerates and agglomerates. From sand analyses it is indicated that all erosion materials are derived from basaltic rocks [THOMSEN 1952]. Further no leucocratic xenoliths are known in the lava formations on the isles.

3. The first systematic investigation of the densities of the lava formations was carried out in 1963 [SAXOV and ABRAHAMSEN 1964]. Additional information was obtained in 1964 during another field visit [ABRAHAMSEN 1965]. The results may be summarized in the following table.

	No. of specimens	Density	Standard deviation
Lower lava series	29	2.90 \pm 0.01 gr/cm ³	0.04 \pm 0.01 gr/cm ³
Middle lava series	71	2.82 \pm 0.02 gr/cm ³	0.09 \pm 0.01 gr/cm ³
Upper lava series	25	2.87 \pm 0.02 gr/cm ³	0.06 \pm 0.01 gr/cm ³
Dykes and sills	7	2.97 \pm 0.02 gr/cm ³	0.06 \pm 0.02 gr/cm ³
Tuffs	8	2.17 \pm 0.04 gr/cm ³	0.12 \pm 0.03 gr/cm ³

It is seen from the table that the density values of the three lava series differ only little from each other; however, a *t*-test shows a significant difference between the three sets of values.

The lava samples have been collected with a view that they should be the best possible representatives for the lava formations, which means that samples with great porosity, contents of zeolites or tuffs, or weathered samples have been avoided as far as possible. Regarding these circumstances and in order to obtain the representative density value to be employed in the computation of the BOUGUER-correction of the gravimetric data, investigation of the mean density value have been carried out. This investigation follows the lines given by NETTLETON [1939], PARASNIS [1951], and JUNG [1961].

According to the procedure given by PARASNIS, the equation to solve giving the mean density d runs as follows

$$y = \div dx + q$$

where y is observed gravity + free air correction \div theoretical gravity, q the anomaly, and x the BOUGUER-plate correction subtracted from the ratio topographic correction to density. According to JUNG the ratio term is of negligible character, and therefore we have substituted the ratio value with the topographic correction.

The procedure has been carried out for different regions, by employing gravimetric stations with greatest possible elevation-differences and situated close to each other.

From Fig. 3 it is seen that the density values are distinctly lower than the ones listed in the table. For Viderø, Sandø, and Vågø the range is very small, and the same is the case with regard to Strømø a. Therefore we have only considered the other five examples in the estimation of the tuff contents in the lava formations. An analysis.

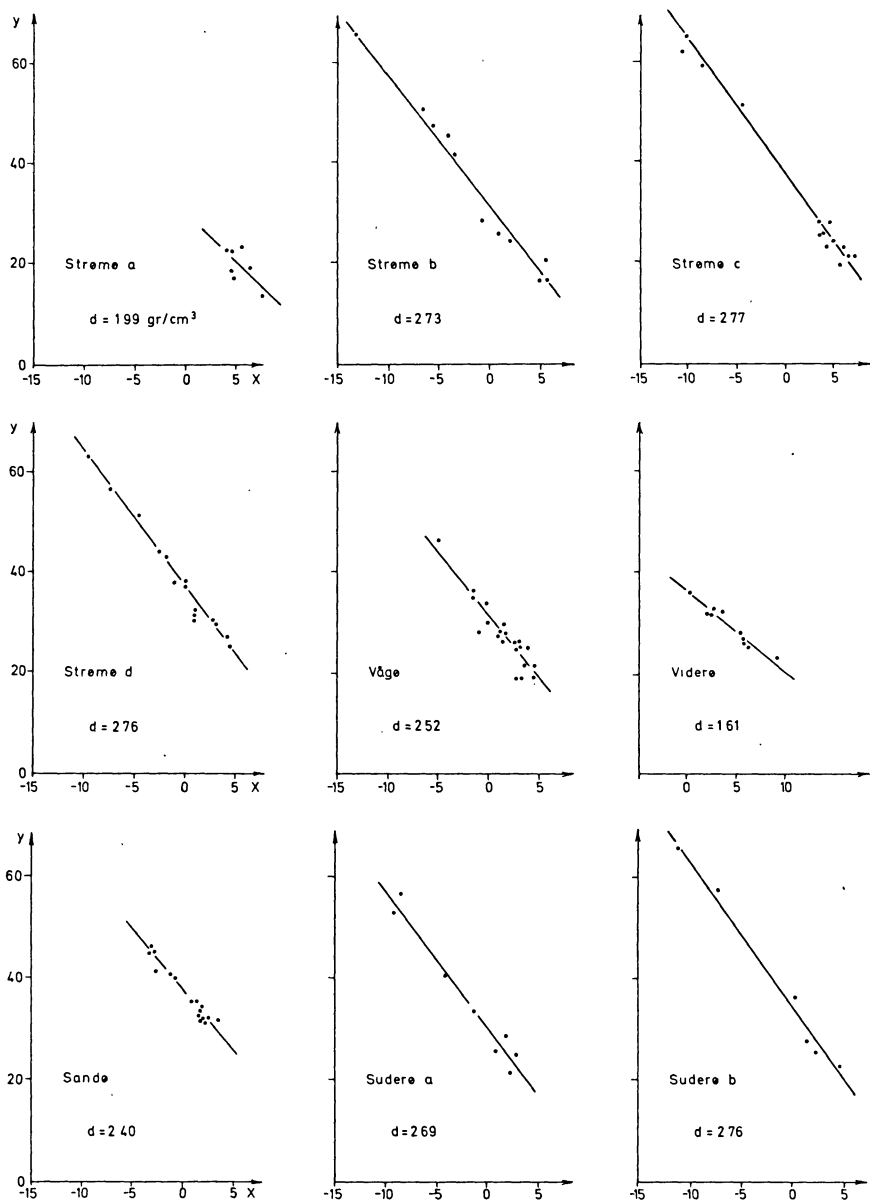


Fig. 3: Density diagrams according to PARASNIS (1951).

shows that a tuff mean content of about 11% equals a density decrease of about 0.07 gr/cm^3 . This figure seems an uppermost estimation of the tuff contents. Due to the uncertainty in the tuff influence we decided, however, to employ a density value of 2.86 gr/cm^3 in the BOUGUER-correction factor.

4. In 1954 en route from Copenhagen to East Greenland Mr. BJ. SVEJGAARD, M. Sc., Geodesist, from the Danish Geodetic Institute carried out some 25 gravity observations by means of a Frost Gravimeter. The results have been reported elsewhere [SAXOV and

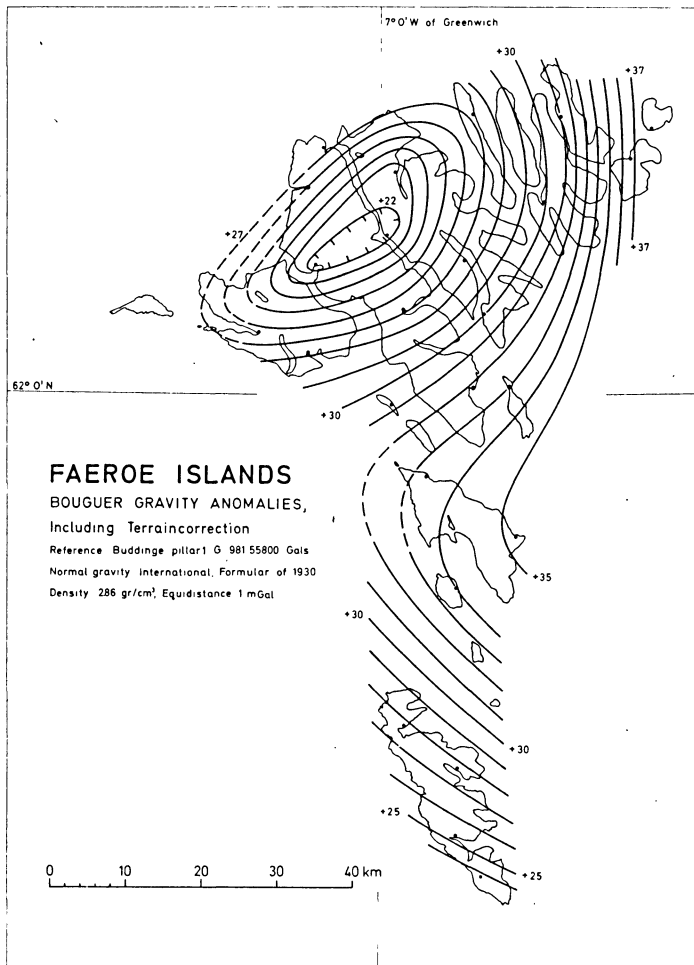


Fig. 4: BOUGUER-anomaly map of gravimetric measurements executed in 1954 by means of a Frost gravimeter.

ABRAHAMSEN 1964]. The anomalies reveal an extremely nice syncline in the north and a less pronounced anticline in the south. Even the tilting of the north-eastern isles is demonstrated (Fig. 4).

In 1964 a more detailed gravimetric survey was undertaken, this time the Frost Gravimeter being employed at the previous stations and a Worden Gravimeter being used at the previous stations as well as at some 250 new stations. While all the stations, except one in the 1954 survey, were established at harbours, several traverses across the islands were made in 1964. The gravimetric stations were chosen at bench-marks

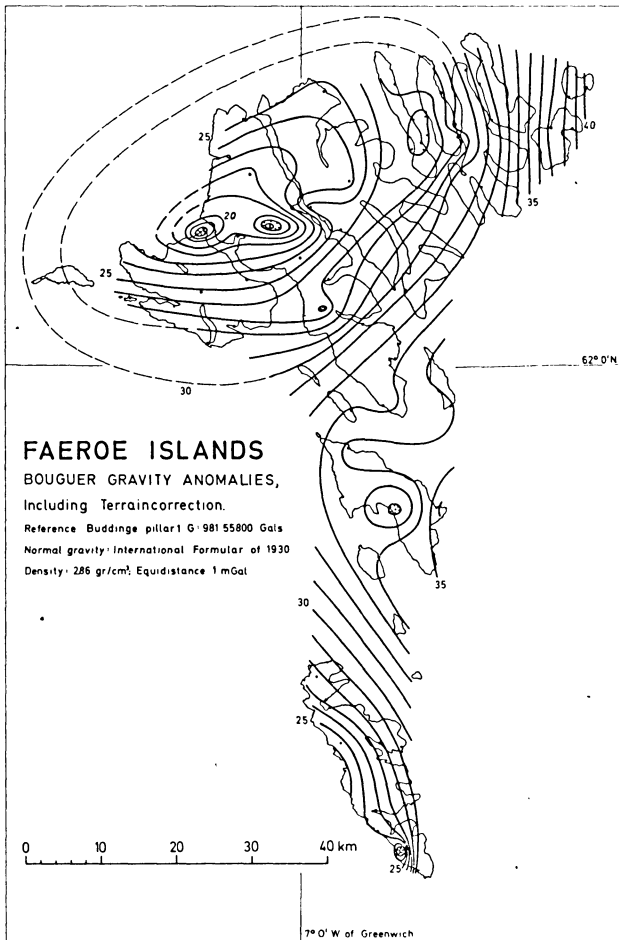


Fig. 5: BOUGUER-gravity anomalies originating from measurements in 1964 by means of a WORDEN-gravimeter.

or dot-points marked at the 1:20.000 topographical maps. Much trouble was caused by microseismic disturbances. The anomalies have been computed in the usual manner and the values are based on Copenhagen Main Station. The gravity difference from Copenhagen to Thorshavn, Faroe Islands, originates from the 1954 Frost Gravimeter connection. A special gravimetric survey was made in 1965 by the employment of three La Coste & Romberg Gravimeters to ensure an exact gravimetric tie between Copenhagen-The Faroes-Iceland. The results will be reported elsewhere.

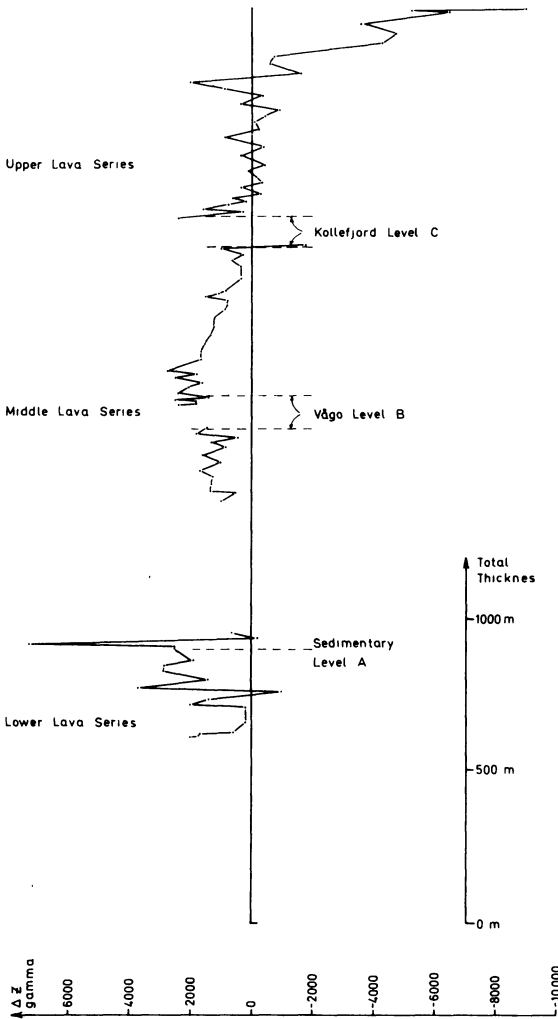


Fig. 6: Magnetic vertical intensities along the principal geological profiles.

The topographic conditions in the Faroes are very rough and it has been rather time-consuming to carry out the computation of the topographic corrections. The present map (Fig. 5) includes, therefore, only 65 stations reduced topographically in the proper way. The main picture is the same as in the previous map, only more details are seen. However, it has no sense to discuss the gravimetric picture further before all stations are properly reduced.

5. Magnetic observations by means of an Askania GFZ magnetometer were also carried out in 1964. Some 225 stations were established, most of them at the gravimeter stations or close to. The climatological station at The State Experimental Farm in Højvik near Thorshavn was chosen as base station. The most important result is that the mean z -value is about 1000γ higher at the northern group of islands than at Suderø [ABRAHAMSEN 1965]. Four series of magnetic traverses were made along the geological column; profile Örnefjeld at Suderø cuts through the sedimentary zone which separates the lower and the middle series; profile Sandevåg at Vågø is situated in the lower part of the middle series, while profile Sneis at Strømø is to be found in the upper part of the same series; profile Villingadalsfjeld at Viderø runs in the upper series (Fig. 6).

Fig. 7 shows that the bottom part and the top part of the lower lava series are normally magnetized, while the middle part of this series together with the middle and the upper lava series are reversely magnetized except for a few dubious intervals which may have changed direction due to lightning.

6. In 1964 G. PÁLMASSON from the State Electricity Authority of Iceland carried out 2 seismic refraction profiles in the Faroes [PÁLMASSON 1965]. The profiles were located in such a way that the known stratigraphic formations were crossed. Due to lack of time only one profile was reversed. The results obtained are the following:

Layer	P	S	Rock Type
1	3.9 km/sec.	2.2 km/sec.	Upper lava series
2	4.9 km/sec.	2.7 km/sec.	Middle & lower lava series
3	6.4 km/sec.	3.4 km/sec.	Unknown

In Fig. 8 is shown the interpretation of the reversed seismic profile, stretching from Thorshavn about 30 km north-north-west at Strømø.

For comparison we would like to quote the corresponding figures from a series of refraction measurements in Iceland [PÁLMASSON 1963]. During 1962 and 1963 34 profiles on northern and eastern Iceland were shot giving the following information:

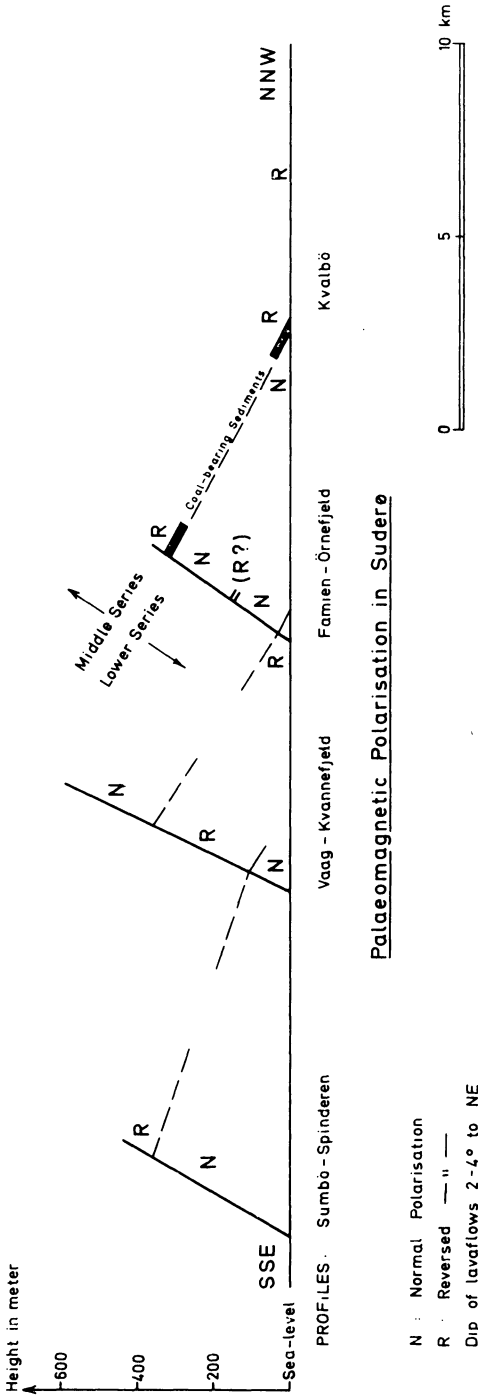


Fig. 7: Magnetic polarizations along three profiles at Suderö.

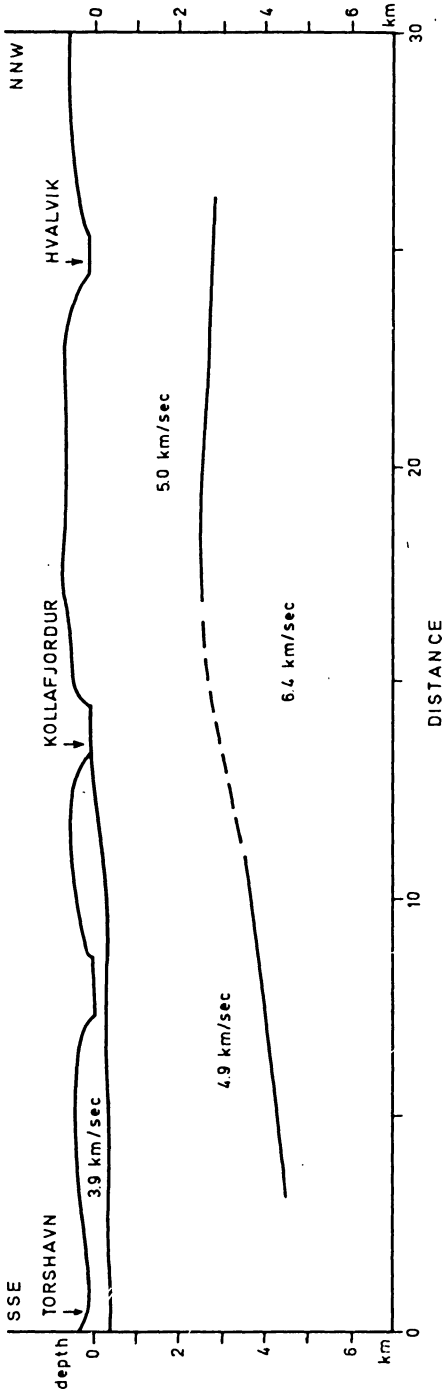


Fig. 8: Seismic refraction profile at Strömø according to PÁLMASSON (1965).

Layer	P	S	Thickness	Rock Type
1	2.82 km/sec.		220 m	Quaternary volcanics
2	4.16 km/sec.	2.32 km/sec.	940 m	Tertiary flood basalts
3	5.06 km/sec.	2.74 km/sec.	2.350 m	Tertiary flood basalts with basic & acid intrusions
4	6.32 km/sec.	3.51 km/sec.		Unknown

It is of interest to note that a P velocity of about 6.3 km/sec. has been reported in previous papers, e.g. TRYGGVASON [1959a, b] investigated records from earthquakes with epicentral distance smaller than 800 km from Icelandic seismograph stations and found a distinct P phase with velocity about 6.7 km/sec. in almost all investigated seismogrammes. He interpreted this as an upper layer, possibly 15 km thick. The same values (6.7 km/sec. and thickness 15.70 km) were found by BÅTH [1960] from 2 long seismic profiles in Iceland. He states that the layer corresponds to the submarine rise between Great Britain and Greenland. In another paper by TRYGGVASON and BÅTH [1961] is reported on a series of 8 seismic profiles in Iceland. The deepest layer is found below the base of the lava, the most probable velocity being 6.17 km/sec. In the ATLANTIC HILL [1952] has found velocities of 6.37 and 6.23 km/sec. "The thickness of this layer was not determined, but it is certainly very great." HILL concluded that the velocities found are consistent with the material being similar to that found beneath continents. (In a number of investigations of near earthquakes an "intermediate" layer below the granitic layer and above the MOHOROVIČIĆ-discontinuity has been found, the velocity being about 6.5 km/sec.) In another paper by HILL [1957] is given the following oceanic structure summary

Layer	Thickness	P	Rock Type
1	4.5 km	1.5 km/sec.	Sea water
2	0.45 km	2 km/sec.	Unconsolidated sediments
3	1.75 km	4—6 km/sec.	Volcanics or consolidated sediments
4	4.7 km	6.71 km/sec.	Basaltic rocks
5		8.09 km/sec.	Ultrabasic rocks

HILL concludes that there is little doubt but that layer 4 generally exists, and that there is no large difference in its composition in those areas of the three oceans in which measurements have been made, the rock type being a massive basic igneous rock.

Of special interest is an investigation by EWING and EWING [1959] who have reported on a series of seismic refraction measurements in the Atlantic Ocean. In the western Atlantic Ocean basin as a mean value of 21 measurements a velocity of 6.71 km/sec. in "oceanic" layer is found, while a velocity of 6.38 km/sec. as a mean of 6 stations is found in eastern Atlantic Ocean basin. In the Mid-Atlantic Ridge the "oceanic"

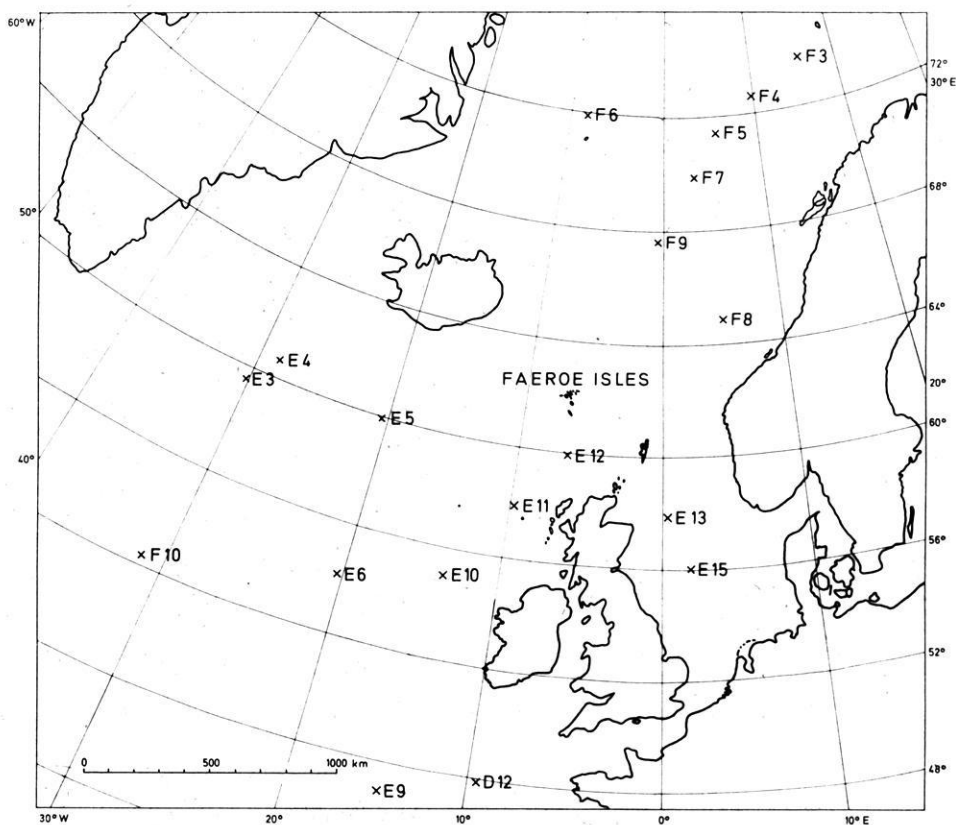


Fig. 9: Location of seismic profiles in the North-eastern Atlantic after EWING & EWING (1959).

layer has not been observed. The upper layer of the ridge, 5.15 km/sec. average velocity, corresponds closely to the 4.9 km/sec. Faroic and the 5.06 km/sec. Icelandic layer. The deeper Mid-Atlantic Ridge layer with an average velocity 7.21 km/sec. is tentatively by EWING and EWING identified as a mixture of mantle and oceanic layer. From 7 stations in the Norwegian and Greenland Seas similar velocities were found (5.2 and 7.5 km/sec.).

In the group of 5 stations on the continental slope of Britain and Norway one station is of particular interest. This station (E. 12) is about midway between The Faroe Islands and the northern tip of Scotland. Unfortunately equipment trouble occurred at this station and it was only possible to determine apparent velocities. The deepest layer recorded has a velocity of 4.91 km/sec., however, the thickness is not determined. Similar difficulties occurred at the neighbouring stations (E. 11 and E. 12).

Based on the information from EWING and EWING and from BÄTH [1960] we have compiled Fig. 10.

Recently in a series of papers [BARRETT et. al. 1964; KEEN et. al. 1965; EWING et. al. 1966; KEEN et. al. 1966] values of a P-velocity of 6.1—6.7 km/sec. have been reported from seismic studies on the eastern seaboard of Canada. The layer is interpreted as a major crustal layer with a thickness of about 4 km.

7. In conclusion it may be said that the 6.4 km/sec. layer at the Faroes belongs to the same crustal layer as found elsewhere in the oceans and beneath the continents, and that no intermediate layer was found at the Faroes between this layer and the lower lava series [NOE-NYGAARD 1966].

Density values, magnetic polarizations, and seismic travel times together with the geological stratifications have been compiled in Fig. 11.

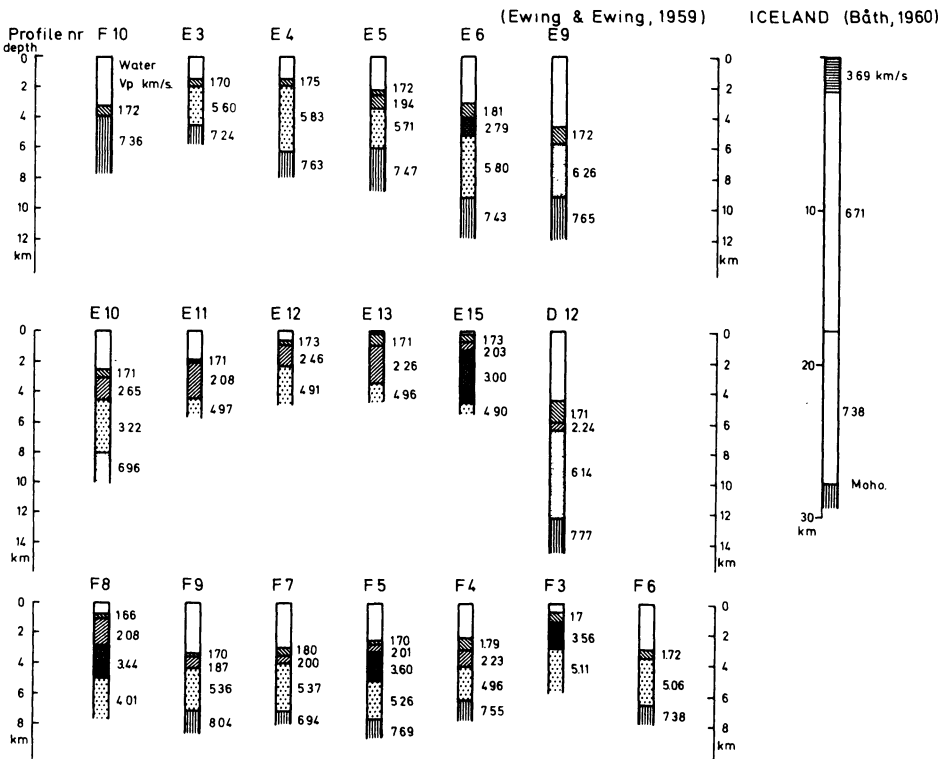


Fig. 10: Compilation of the seismic profiles in the Northeastern Atlantic after EWING & EWING (1959), and BÄTH (1960).

References

- ABRAHAMSEN, N.: Geofysiske undersøgelser på Færøerne, unpublished thesis, Aarhus University, 1965.
- BARRETT, D. L., M. BERRY, J. E. BLANCHARD, M. J. KEEN and R. E. McALLISTER: Seismic Studies on the Eastern Seaboard of Canada: The Atlantic Coast of Nova Scotia, *Canadian J. Earth Sciences* 1, pp. 10—22, 1964.
- BÄTH, M.: Crustal Structure of Iceland, *J. Geoph. Research* 65, pp. 1793—1807, 1960.
- EWING, G. N., A. M. DAINY, J. E. BLANCHARD and M. J. KEEN: Seismic Studies of the Eastern Seaboard of Canada: The Appalachian System, *Canadian J. Earth Sciences* 3, pp. 89—109, 1966.
- EWING, J. and 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. Am.* 70, pp. 291—318, 1959.
- HILL, M. N.: Seismic Refraction Shooting in an area of the Eastern Atlantic, *Phil. Transac. Royal Soc. London, Ser. A.* vol. 244, pp. 561—594, 1952.
- , Recent Geophysical Exploration of the Ocean Floor, pp. 129—163, in *Physics and Chemistry of the Earth 2* (ed. Ahrens et al.), 1957.
- JUNG, K.: *Schwerkraftverfahren in der angewandten Geophysik*, Leipzig 1961.
- KEEN, M. J., C. F. TSONG and J. E. BLANCHARD: The Propagation of the Compressional Wave in the Crust. I. A Simple Treatment of Data, *Canadian J. Earth Sciences* 2, pp. 543—559, 1965.
- KEEN, CH. and B. D. LONCAREVIC: Crustal Structure on the Eastern Seaboard of Canada: Studies on the Continental Margin, *Canadian J. Earth Sciences* 3, pp. 65—76, 1966.
- NETTLETON, L. L.: Determination of Density for Reduction of Gravity Observations, *Geophysics* 4, pp. 176—183, 1939.
- NOE-NYGAARD, A.: Nogle tektoniske iagttagelser fra Færøerne, *Bull. Danish Geol. Soc.* 10, pp. 541—545, 1945.
- , The Geology of the Faroes, *Quarterly J. Geol. Soc. London* 118, pp. 375—385, 1962.
- , The Invisible Part of the Faroes, *Bull. Danish Geol. Soc.* 16, pp. 191—195, 1966.
- NOE-NYGAARD, A. and J. RASMUSSEN: The Making of the Basalt Plateau of the Faroes, *Congreso Geol. Int. XX Ses., Sec. I, Vulcanologia del Cenozoico (segundo tomo)*, pp. 399—407, 1957.
- , New Data on the Geological Age of the Faroes, *Nature* 209, pp. 1229—1230, 1966.
- PÁLMASSON, GUDMUNDUR: Seismic Refraction Investigation of the Basalt Lavas in Northern and Eastern Iceland, *Jökull* III, pp. 40—60, 1963.
- , Seismic Refraction Measurements of the Basalt Lavas of the Faeroe Islands, *Tectonophysics* 2, pp. 476—482, 1965.

- PARASNIS, D. S.: A Study of Rock Densities in the English Midlands, Royal Astr. Soc., Geoph. Suppl. 6, pp. 272—291, 1951.
- RASMUSSEN, J.: Bidrag til forståelsen af den færøske lagseries opbygning, Bull. Danish Geol. Soc. 12, pp. 275—283, 1952.
- , Recent Studies on the Geology of the Faroes, pp. 29—33, in North Atlantic Biota and their History, ed. A. Löve & D. Löve, Pergamon Press, 1963.
- RASMUSSEN, J. and B. ESKE KOCH: Fossil Metasequoia from Mikinés, Faroe Islands, Ann. Soc. Scient. Faroensis, pp. 83—96, 1964.
- SAXOV, SVEND and NIELS ABRAHAMSEN: A Note on some Gravity and Density Measurements in the Faroe Islands, Boll. Geof. Teor. Appl. 6, pp. 249—262, 1964.
- THOMSEN, BR.: En tungmineral-analyse af nogle sandprøver fra de nordlige Færøer, Bull. Danish Geol. Soc. 12, pp. 205—210, 1952.
- TRYGGVASON, EYSTEINN: Hradi Jarðskjálftbylgja í Jarðskorpunni undir Íslandi, Natúrufræðingurinn 29, pp. 80—84, 1959 a.
- , Crustal Structure of the Iceland Region from Dispersion of Surface Waves, Bull. Seism. Soc. Am. 52, pp. 359—388, 1959 b.
- TRYGGVASON, E. and M. BÅTH: Upper Crustal Structure of Iceland, J. Geoph. Research 66, pp. 1913—1925, 1961.
- TYRRELL, G. W.: The Tertiary Igneous Geology of Scotland in Relation to Iceland and Greenland, Bull. Danish Geol. Soc. 11, pp. 413—440, 1949.

Dispersion von Rayleigh-Wellen in Südwestdeutschland und in den Alpen¹⁾

Von D. SEIDL, ST. MÜLLER, Karlsruhe²⁾ und L. KNOPOFF, Los Angeles³⁾

Zusammenfassung: Die Grundzüge der Auswertung langperiodischer Seismogramme zur Bestimmung der Phasengeschwindigkeiten von Oberflächenwellen werden kritisch untersucht. Im allgemeinen erweisen sich die experimentell ermittelten Dispersionskurven als ausgesprochen richtungsabhängig. Die Beobachtungen längs dreier Profile, die von Stuttgart nach Westen, Südwesten und Süden ausgehen, lassen sich nur dann zufriedenstellend deuten, wenn im oberen Erdmantel eine Zone erniedrigter Scherwellengeschwindigkeit (low-velocity channel) angenommen wird. Diese Zone ist unter den Alpen stärker ausgeprägt als im nördlichen Alpenvorland.

Summary: The principles of analysing long-period seismograms to yield surface wave phase velocities are critically reviewed. In general the dispersion curves that one obtains experimentally are found to be markedly azimuth dependent. The observations along three profiles to the west, south-west and south of Stuttgart can only be interpreted satisfactorily, if a zone (channel) of low shear velocity is assumed in the upper part of the earth's mantle. This zone is much more pronounced under the Alps than it is in the northern foreland.

Aus den auf der Schichtung des Untergrundes beruhenden Dispersionsmerkmalen seismischer Oberflächenwellen (Rayleigh-Wellen und Love-Wellen) lassen sich Rückschlüsse auf die mittleren Geschwindigkeiten der P- und S-Wellen sowie die Dichten in der Kruste und im oberen Mantel ziehen. Den Ausgangspunkt der Interpretation bilden experimentell gewonnene Gruppen- und Phasengeschwindigkeitsdispersionskurven beider Arten von Oberflächenwellen:

Gruppengeschwindigkeitsmessungen erfordern eine genaue Kenntnis der Lage des Epizentrums sowie der Herdzeit und liefern Informationen über die mittlere Struktur der Kruste und des oberen Mantels längs des durchlaufenen Gesamtwellenweges zwischen Epizentrum und Beobachtungsstationen.

¹⁾ Vortrag gehalten auf der 27. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft vom 4. bis 7. April 1966 in Kiel.

²⁾ Dipl.-Phys. D. SEIDL, Geophysikalisches Institut der TH Karlsruhe, 75 Karlsruhe-W, Hertzstraße 16.

Prof. Dr. St. MÜLLER, Geophysikalisches Institut der TH Karlsruhe, 75 Karlsruhe-W, Hertzstraße 16.

³⁾ Prof. Dr. L. KNOPOFF, Institute of Geophysics and Planetary Physics, University of California, Los Angeles 24, California USA.

Phasengeschwindigkeitsmessungen innerhalb eines Stationsdreieckes bzw. längs einer Stationslinie in Wellenausbreitungsrichtung sind von Epizentrum, Herdzeit und durchlaufenem Wellenweg unabhängig und liefern Informationen über die regionale Struktur der Kruste und des oberen Mantels innerhalb des Dreiecksgebietes bzw. längs der Stationslinie. Solche Messungen erlauben es also, energiereiche Fernbeben zur Untersuchung der regionalen Struktur der Kruste und des oberen Mantels heranzuziehen, wobei man in wesentlich größere Tiefen vordringen kann, als dies mit den Methoden der Refraktionsseismik möglich ist.

Phasengeschwindigkeitsmessungen an Rayleigh-Wellen wurden in Deutschland zum ersten Mal im Jahr 1959 im Stationsdreieck Stuttgart-Tübingen-Messtetten des Landeserdbendienstes Baden-Württemberg mit kurzperiodischen Nahbebenesismographen durchgeführt [BERCKHEMER, MÜLLER und SELLEVOLL 1961]. In den Jahren 1960/61 bzw. 1964/65 haben dann das Seismological Laboratory des California Institute of Technology (Pasadena) und das Institute of Geophysics and Planetary Physics der Universität von Kalifornien in Los Angeles bzw. das Geophysikalische Institut der Techn. Hochschule Stuttgart unter Mitwirkung des Institut de Physique du Globe in Strasbourg mit langperiodischen Seismographen Phasengeschwindigkeitsmessungen in den Stationsnetzen Stuttgart-Besancon-Chur-Oropa bzw. Stuttgart-Heidelberg-Künzelsau-Strasbourg durchgeführt ([KNOPOFF, MÜLLER and PILANT 1966] bzw. [SEIDL 1965]). Abb. 1 zeigt eine Skizze der geographischen Lage dieser Stationen.

Bei der Dimensionierung solcher Stationsdreiecke hat man stets einen Kompromiß zu schließen zwischen hoher Meßgenauigkeit einerseits und einem einheitlich aufgebauten Untersuchungsgebiet, d. h. richtungsunabhängigen Dispersionskurven, andererseits. Die optimalen Stationsentfernungen liegen zwischen etwa 100 und 200 km. Macht man die Entfernungen kleiner, wie im Fall des Stationsnetzes Stuttgart-Heidelberg-Künzelsau-Strasbourg (Stationsabstände zwischen 50 und 100 km), so erhält man für Erdbeben aus verschiedenen Azimuten innerhalb der Fehlergrenzen dieselben Phasengeschwindigkeiten, die dann dem Dreieck als Ganzem zugeordnet werden können. Die Genauigkeit der gemessenen Phasengeschwindigkeiten ist aber klein. Macht man die Entfernungen dagegen größer, wie im Fall des Stationsnetzes Stuttgart-Besancon-Chur-Oropa (Stationsabstände zwischen 200 und 300 km), so wird die Meßgenauigkeit erhöht; man erhält jetzt aber für Erdbeben aus verschiedenen Azimuten verschiedene Phasengeschwindigkeiten, d. h. die Dispersionskurven werden richtungsabhängig. Um den dadurch bei der Berechnung der Ankunftsrichtung der Wellen auftretenden Fehler klein zu halten, dürfen nur solche Beben verwendet werden, deren Epizentren näherungsweise auf einem Großkreis durch zwei Stationen liegen und deren Wellenfronten annähernd senkrecht zur Verbindungslinie beider Stationen ankommen. Die so ermittelten Phasengeschwindigkeiten werden dann diesen Stationslinien zugeordnet [PILANT and KNOPOFF 1964].

Bevor die Ergebnisse der bisherigen Phasengeschwindigkeitsmessungen geschildert werden, soll kurz auf die beiden Standardverfahren der Dispersionsanalyse, die Fourier-Analyse und die „Peak-and-Through“-Analyse eingegangen werden.

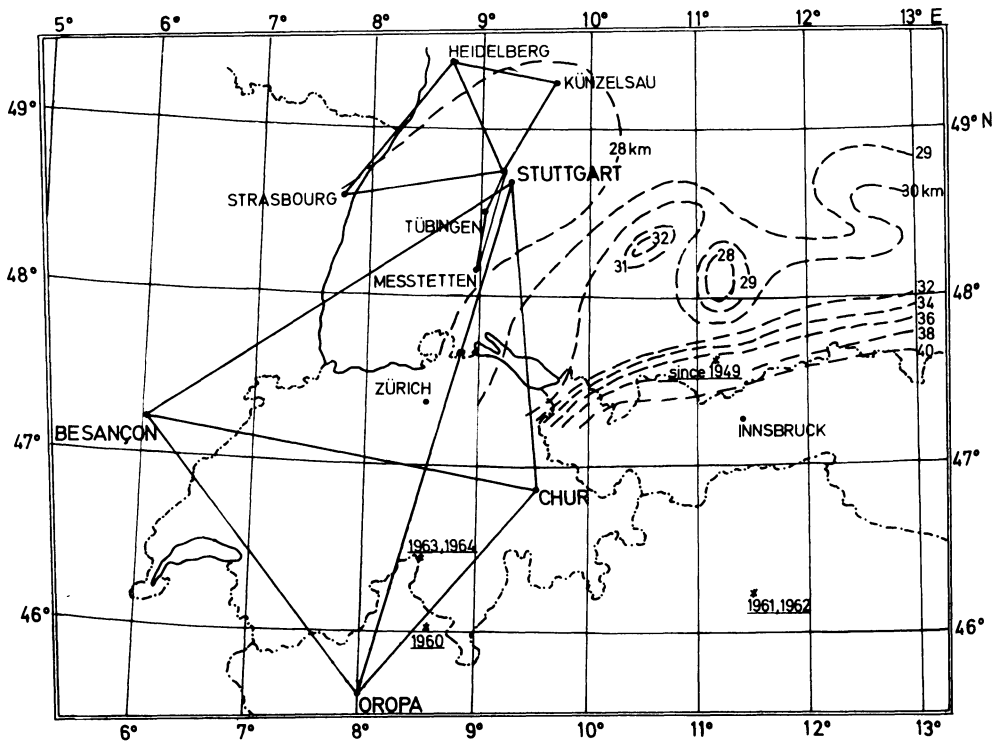


Abb. 1: Geographische Lage der Stationsnetze.

In die Karte sind außerdem die Schubpunkte Eschenlohe, Lago Lagorai, Lago Bianco und Monte Bavarione sowie die refraktionsseismisch ermittelten Tiefenlinien der MOHOROVITŠ-Diskontinuität eingezeichnet.

(THE GERMAN RESEARCH GROUP FOR EXPLOSION SEISMOLOGY: Crustal Structure in Western Germany. — Ztschr. f. Geophysik, 30 (1964), S. 209—234.)

Eine ebene dispersierte Welle, die sich in Richtung der positiven x -Achse ausbreitet, läßt sich durch ein Fourier-Integral in der folgenden Form darstellen:

$$f(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} F_0(i\omega) \cdot e^{i\omega \left[t - \frac{x}{c(\omega)} \right]} d\omega \quad (1)$$

In den Frequenzbereich übersetzt lautet diese Beziehung:

$$F_x(i\omega) = F_0(i\omega) \cdot e^{-i \frac{\omega x}{c(\omega)}} \quad (2)$$

$F_0(i\omega)$ bzw. $F_x(i\omega)$ bedeuten die komplexen Fourier-Spektren der Wellensignale im Herd bzw. in der Entfernung x .

$c(\omega)$ ist die gesuchte Phasengeschwindigkeitsdispersionsfunktion. Dabei ist vorausgesetzt, daß keine Absorption auftritt, die beobachtete Dispersion also rein geometrischer Natur ist.

Aus Gl. (2) folgt für zwei Stationen A und B im Abstand $\Delta = X_B - X_A$:

$$F_B(i\omega) = F_A(i\omega) e^{-i \frac{\omega \Delta}{c(\omega)}} \quad (3)$$

Gl. (3) lautet ausführlich geschrieben:

$$F_B(\omega) \cdot e^{i\varphi_B(\omega)} = F_A(\omega) \cdot e^{i\varphi_A(\omega)} \cdot e^{-i \frac{\omega \Delta}{c(\omega)}} \quad (4)$$

$F_A(\omega)$ bzw. $F_B(\omega)$ sind die Amplitudenspektren und $\varphi_A(\omega)$ bzw. $\varphi_B(\omega)$ die Phasenspektren der Wellensignale an den Stationen A bzw. B .

Durch Gleichsetzen der Argumente in Gl. (4) und Auflösen nach $c(\omega)$ ergibt sich:

$$c(\omega) = \frac{\omega \Delta}{\varphi_A(\omega) - \varphi_B(\omega) + 2n\pi} \quad (5)$$

n ist eine ganze Zahl, zu deren Bestimmung die Größenordnung von c bekannt sein muß.

Unter Berücksichtigung der instrumentellen Phasenlaufzeiten $\tau_{PA}(\omega)$ und $\tau_{PB}(\omega)$ der Seismographensysteme in den Stationen A und B folgt für die gesuchte Funktion $c(\omega)$:

$$c(\omega) = \frac{\omega \Delta}{[\varphi_A(\omega) - \varphi_B(\omega)] + \omega [\tau_{PA}(\omega) - \tau_{PB}(\omega)] + 2n\pi} \quad (6)$$

Die Aufgabe der Dispersionsanalyse im Frequenzbereich läuft also darauf hinaus, die Phasenspektren der in den Stationen A und B registrierten Signale zu berechnen. Das Phasenspektrum $\varphi(\omega)$ einer zum Zeitpunkt $t = 0$ einsetzenden Funktion $f(t)$ ergibt sich nach folgender Formel:

$$\tan \varphi(\omega) = - \frac{\int_0^{\infty} f(t) \cdot \sin \omega t \, dt}{\int_0^{\infty} f(t) \cdot \cos \omega t \, dt} \quad (7)$$

Allerdings ist diese Beziehung in praktischen Fällen meist nicht unmittelbar anwendbar, da ein Großteil der beobachteten Fernbebenseismogramme einen durch Interferenzerscheinungen verursachten Schwebungscharakter zeigt [PILANT and KNOPOFF 1964]. Die Phasenspektren solcher Seismogramme weisen bei den Frequen-

zen der Schwebungsminima Unstetigkeiten in den Ableitungen auf, durch die ein stark oszillierender Verlauf der Dispersionskurven vorgetäuscht wird. Solche Seismogramme müssen daher vor Berechnung der Phasenspektren einer Reihe von numerischen Filter- und Glättungsverfahren unterworfen werden, durch die diese Interferenzeffekte eliminiert werden können.

Die zweite Methode der Dispersionsanalyse ist die sogenannte „Peak-and-Through“-Analyse. Es handelt sich dabei um ein Näherungsverfahren im Zeitbereich, das einen quasisinusförmigen Signalverlauf voraussetzt. Man kann dann das Integral in Gl. (1), das als expliziter Ausdruck für ein Seismogramm in der Entfernung x gelesen werden kann, näherungsweise nach der „Methode der stationären Phase“ auswerten. Jeder Phase des Seismogramms läßt sich eine Momentanfrequenz ω bzw. eine Momentanperiode $T = 2 \pi/\omega$ zuordnen, für die die Phasenfunktion

$$\varphi(x, t, \omega) = \omega t - \frac{\omega x}{c(\omega)} \tag{8}$$

einen Extremalwert annimmt. Die Bedingung dafür lautet:

$$\frac{\partial}{\partial \omega} \varphi(x, t, \omega) = 0 \tag{9}$$

Die Signalverformung infolge der Dispersion läßt sich anschaulich verfolgen, wenn man die Bahnkurven der einzelnen Phasen φ_i in der x, t -Ebene aufzeichnet (siehe Abb. 2). Ihre Gleichungen

$$x_i = x_i(\varphi_i, t) \tag{10}$$

ergeben sich durch Elimination der Kreisfrequenz ω aus den Gl. (8) und (9) und Auflösen des erhaltenen Ausdrucks nach der Koordinate x .

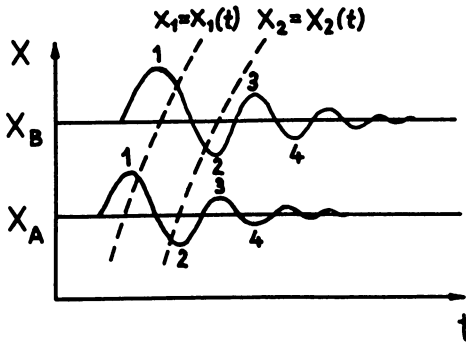


Abb. 2: Darstellung eines dispersierten Signals in der x, t -Ebene durch die „Bahnkurven“ $x_i = x_i(t)$ der einzelnen Phasen.

Die Momentangeschwindigkeit \dot{x}_i jeder Phase φ_i ist nun gerade gleich der zu ihrer Momentanperiode T_i gehörenden Phasengeschwindigkeit $c(T_i)$:

$$\dot{x}_i = c(T_i) \quad (11)$$

Im allgemeinen wählt man als ausgezeichnete Phasen die Maxima und Minima des Signals, da sie sich an benachbarten Stationen leicht einander zuordnen lassen. Ihre Momentanperioden können graphisch bestimmt werden (siehe Abb. 3): Man nummeriert die Maxima und Minima fortlaufend durch und trägt ihre Ankunftszeiten t_i als Funktion ihres Index i auf. Die doppelte Steigung dieser Kurven gibt dann die Momentanperioden an:

$$T_i = 2 \frac{dt_i}{di} \quad (12)$$

Sind nun A und B zwei hinreichend nahe benachbarte Stationen im Abstand Δ , so lassen sich die Momentangeschwindigkeiten der einzelnen Phasen durch ihre mittleren Geschwindigkeiten zwischen A und B ersetzen. Diese werden dem Mittelwert \bar{T}_i ihrer Momentanperioden zugeordnet. Anstelle von Gl. (11) gilt dann also näherungsweise:

$$c(\bar{T}_i) = c\left(\frac{T_{iA} + T_{iB}}{2}\right) = \frac{\Delta}{t_{iB} - t_{iA}} \quad (13)$$

T_{iA} und t_{iA} bzw. T_{iB} und t_{iB} bedeuten die Momentanperiode und Ankunftszeit der Phase i in den Stationen A bzw. B .

Abb. 4 zeigt die geglätteten experimentellen Dispersionskurven für die Stationen Stuttgart-Oropa, Stuttgart-Besançon und Stuttgart-Strasbourg. Die Werte für die beiden Linien Stuttgart-Oropa bzw. Stuttgart-Besançon wurden durch Fourier-Analyse zweier Kamchatka- bzw. zweier Sinkiang-Beben erhalten. Die Werte für die

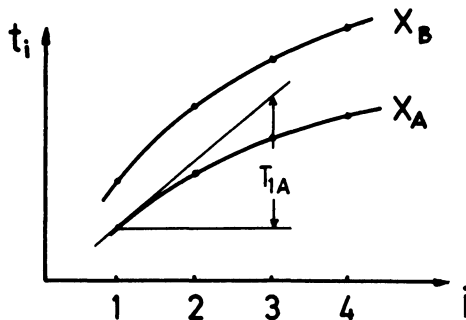


Abb. 3: Graphische Bestimmung der Momentanperiode.

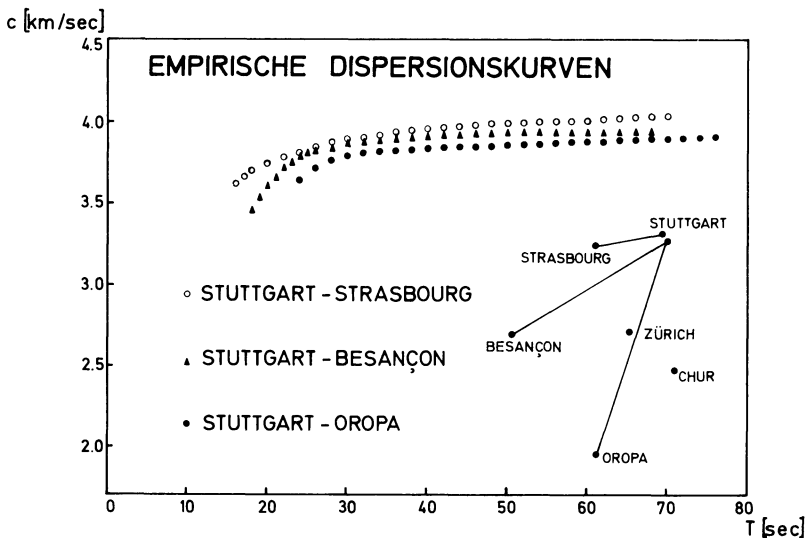


Abb. 4: Geglättete experimentelle Phasengeschwindigkeitskurven für die Stationslinien Stuttgart—Strasbourg, Stuttgart—Besançon und Stuttgart—Oropa.

Linie Stuttgart-Strasbourg sind das Ergebnis einer „Peak-and-Through“-Analyse von Beben aus verschiedenen Azimuten, die aber innerhalb der Fehlergrenzen dieselben Phasengeschwindigkeiten ergaben. Die Daten unterhalb 20 sec für die Linie Stuttgart-Strasbourg sind den im Dreieck Stuttgart-Tübingen-Meßstetten durchgeführten Messungen entnommen, die den Periodenbereich bis 45 sec umfassen und innerhalb der Fehlergrenzen mit den Werten für die Linie Stuttgart-Strasbourg übereinstimmen. Der beobachtete Periodenbereich von etwa 15 bis 70 sec ist in erster Linie durch die Bandpaßwirkung der verwendeten Seismographensysteme bedingt.

Charakteristisch für alle drei Kurven ist ihr nahezu horizontaler Verlauf zwischen etwa 30 und 80 sec sowie ihre starke Krümmung bei kürzeren Perioden. Die Interpretation der experimentellen Dispersionskurven durch verschiedene Vielschichtmodelle zeigt, daß der Verlauf der Dispersionskurven für Perioden größer als etwa 30 sec in erster Linie von der Verteilung der S-Geschwindigkeit im oberen Mantel abhängt, während für Perioden kleiner als 30 sec die Verteilung der S-Geschwindigkeit in der Kruste die Form der Dispersionskurven bestimmt. Die P-Geschwindigkeiten und die Dichten haben dagegen nur einen geringen Einfluß auf den Verlauf der Dispersionskurven. Die teleseismischen Phasengeschwindigkeitsbestimmungen lassen sich im kurzperiodischen Spektralbereich ($T < 15$ sec) durch Messung der Gruppenlaufzeitdifferenzen von Oberflächenwellen bei Nahbeben ergänzen [SCHNEIDER, MÜLLER und KNOPOFF 1966]. Die Interpretation solcher Messungen liefert Informationen über den regionalen Aufbau des oberen Bereichs der Erdkruste.

Der flache Verlauf der Dispersionskurven läßt sich nur dann deuten, wenn man im oberen Mantel eine Zone erniedrigter S-Geschwindigkeit, einen sogenannten „Low-Velocity-Channel“, annimmt, während die starke Krümmung bei kürzeren Perioden auf relativ hohe P- und S-Durchschnittsgeschwindigkeiten für den Tiefenbereich zwischen CONRAD- und MOHORoviČIĆ-Diskontinuität schließen läßt. Diese Geschwindigkeiten sind sicherlich höher, als sie von der Refraktionsseismik für das Material unmittelbar unterhalb der sogenannten CONRAD-Grenze ermittelt werden.

Der Gang der Interpretation soll im folgenden kurz angedeutet werden. Abb. 5 zeigt die theoretischen Dispersionskurven zweier Geschwindigkeitsmodelle zusammen mit den experimentellen Phasengeschwindigkeiten aus Abb. 4. Beide Modelle haben im oberen Mantel eine ausgeprägte Zone erniedrigter S-Geschwindigkeit. Als untere Grenze dieses sogenannten „Low-Velocity-Channels“ wurde eine aus Laufzeitmessungen postulierte Diskontinuität in etwa 220 km Tiefe festgesetzt [LEHMANN 1961]. Unter dieser Grenzfläche folgen fünf weitere Schichten, die der Geschwindigkeitsverteilung nach LEHMANN-DORMAN entsprechen [DORMAN, EWING and OLIVER 1960].

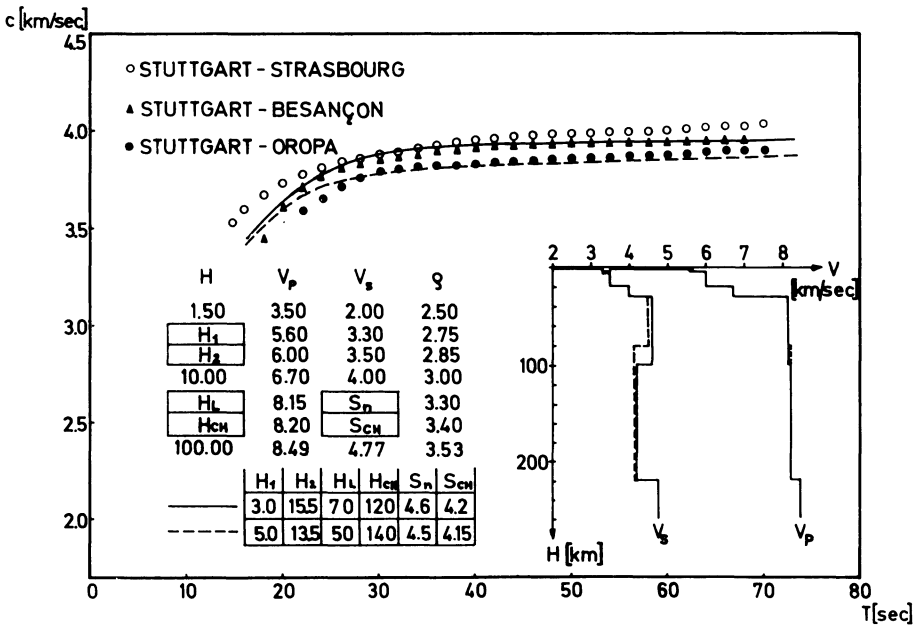


Abb. 5: Theoretische und experimentelle Dispersionskurven.

Bezeichnungen:

- H = Schichtmächtigkeit (km) ρ = Dichte (g/cm^3)
 V_P = P-Geschwindigkeit (km/sec) c = Phasengeschwindigkeit (km/sec)
 V_S = S-Geschwindigkeit (km/sec) T = Periode (sec)

Der Halbraum mit einer P-Geschwindigkeit von 10,85 km/sec und einer S-Geschwindigkeit von 6,03 km/sec beginnt in einer Tiefe von 700 km. In der Kruste wurde eine Geschwindigkeitsverteilung gewählt, wie sie von der Refraktionsseismik geliefert wird, wobei die S-Geschwindigkeiten, sofern sie nicht direkt beobachtet werden konnten, durch Division mit $\sqrt{3}$ aus den P-Geschwindigkeiten berechnet wurden. Für die Anpassung der theoretischen an die experimentellen Kurven im Periodenbereich zwischen 30 und 80 sec bleiben dann zwei variable Parameter übrig: Die S-Geschwindigkeit S_{CH} im „Low-Velocity-Channel“ sowie dessen Mächtigkeit H_{CH} . Ohne diesen „Low-Velocity Channel“ würden die Dispersionskurven im Periodenbereich oberhalb 30 sec stark ansteigen. Der Kanal bewirkt eine Erniedrigung der Phasengeschwindigkeiten, die umso größer ist, je ausgeprägter der „Low-Velocity Channel“ ist. Während man durch Variation von Geschwindigkeit und Mächtigkeit des Kanals die theoretischen und experimentellen Dispersionskurven für Perioden größer als 30 sec zur Deckung bringen kann, verlaufen bei kürzeren Perioden die theoretischen stets unterhalb der experimentellen Kurven. Diese Diskrepanz kann nur beseitigt werden, wenn man für den Tiefenbereich zwischen CONRAD- und MOHOROVIČIĆ-Diskontinuität eine mittlere S-Geschwindigkeit von mindestens 4,0 km/sec, d. h. eine mittlere P-Geschwindigkeit von mindestens 6,7 bis 6,8 km/sec voraussetzt.

Zusammenfassend kann festgehalten werden:

1. Die beobachteten Phasengeschwindigkeiten von Rayleigh-Wellen in Südwestdeutschland und in den Westalpen lassen sich befriedigend interpretieren, wenn man im oberen Erdmantel zwischen etwa 80 und 220 km Tiefe eine Zone erniedrigter S-Geschwindigkeit, d. h. einen sogenannten „Low-Velocity-Channel“ einführt. Diese Zone ist unter den Alpen besonders stark ausgeprägt. Sie nimmt aber gegen das nördliche Vorland hin an Mächtigkeit und Geschwindigkeitskontrast ab. Man erkennt dies qualitativ am ansteigenden Verlauf der Dispersionskurven für die Linien Stuttgart-Oropa, Stuttgart-Besançon und Stuttgart-Strasbourg.
2. Für den Tiefenbereich zwischen CONRAD- und MOHOROVIČIĆ-Diskontinuität ergeben sich mittlere Geschwindigkeiten von mindestens 4,0 km/sec für die S-Wellen, d. h. von mindestens 6,7 bis 6,8 km/sec für die P-Wellen.

Literatur

- BERCKHEMER, H., ST. MÜLLER und M. A. SELLEVOLL: Die Krustenstruktur in Südwestdeutschland aus Phasengeschwindigkeitsmessungen an Rayleigh-Wellen. *Ztschr. f. Geophysik*, 27, S. 151—163, 1961.
- DORMAN, J., M. EWING and J. OLIVER: Study of shear-velocity distribution in the upper mantle by mantle Rayleigh waves. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 50, S. 87—115, 1960.
- LEHMANN, I.: S and the structure of the upper mantle. *Geophys. Jour.*, 4, S. 124—138, 1961.
- KNOPOFF, L., ST. MÜLLER and W. L. PILANT: Structure of the Crust and Upper Mantle in the Alps from the Phase Velocity of Rayleigh Waves. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 56, 1966 (in press).
- SCHNEIDER, G., ST. MÜLLER und L. KNOPOFF: Gruppengeschwindigkeitsmessungen an kurz-periodischen Oberflächenwellen in Mitteleuropa. *Ztschr. f. Geophysik*, 32, S. 33—57, 1966.
- SEIDL, D.: Die Struktur der Erdkruste und des oberen Erdmantels in Südwestdeutschland nach Phasengeschwindigkeitsmessungen an Rayleigh-Wellen. Diplomarbeit, Technische Hochschule Stuttgart, 1965, 79 S.
- PILANT, W. L., and L. KNOPOFF: Observations of multiple seismic events. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 54, S. 19—39, 1964.

Modellseismischer Beitrag zur Deutung des Krustenaufbaues in der bayerischen Molasse

Von L. WANIEK und V. SCHENK¹⁾

Zusammenfassung: Es wurde versucht, mit Hilfe der dreidimensionalen Modelltechnik die Tiefenverteilung der Geschwindigkeit longitudinaler Wellen in der bayerischen Molasse modellseismisch nachzuahmen. Der Geschwindigkeitsbereich des angewendeten Modellstoffes — Gele des Systems Wasser-Glycerin-Gelatine — ermöglichte die gedետete Tiefenverteilung bis 28,3 km genau einzuhalten. Es zeigt sich, daß nur aus kinematischen Beobachtungen die Existenz der CONRAD-Diskontinuität stark angezweifelt werden kann; auch aus Beobachtungen der dynamischen Eigenschaften kann diese Diskontinuität nicht eindeutig nachgewiesen werden. Modellseismische Untersuchungen der Amplitudenkurven einzelner Wellengruppen zeigen auf einen komplizierten oszillatorischen Verlauf, welcher für die Eigenschaften des tieferen Krustenaufbaues charakteristisch ist. Demnach sollte im weiteren Aufmerksamkeit den dynamischen Parametern seismischer Wellen hauptsächlich im Distanzbereich zwischen 70 und 170 km gewidmet werden.

Summary: An attempt was made to simulate the velocity-depth distribution of P waves in the Munich Tertiary Basin by means of the three-dimensional technique of seismic modelling. The velocity range of the modelling substance used — gels of the system water-glycerol-gelatine — allowed to realize exactly the proposed velocity-depth distribution to 28.3 km. It appears that the existence of the Conrad discontinuity deduced from kinematic observations is doubtful and cannot be proved even by investigating the dynamic properties of waves. Model investigations of amplitude curves for different types of waves show a complex oscillatory shape of these curves, characteristic for the deeper parts of the crustal structure. Therefore it would be desirable to observe the dynamic parameters of seismic waves, especially in the distance range between 70 and 170 km.

Zur richtigen Deutung des Krustenaufbaues an Hand der vorhandenen seismischen Messungen könnten modellseismische Untersuchungen bedeutende Hilfe leisten. Es wurde versucht, mittels der neu entwickelten Methode dreidimensionaler seismischer Gel-Modelle [WANIEK 1966] eine der möglichen Geschwindigkeitsverteilungen nachzuahmen, und zwar so, wie sie aus den Messungen in der bayerischen Molasse hervorgeht.

Indem die Geschwindigkeitsänderung mit dem angewendeten Modellstoff (Gele des Systems Wasser-Glycerin-Gelatine) auf 26% beschränkt ist, konnte die Geschwindigkeitsverteilung völlig modellähnlich nur bis zur Tiefe 28,3 km eingehalten werden. Die Geschwindigkeitsverteilung in größeren Tiefen entspricht aus technischen Gründen nicht mehr den seismischen Beobachtungen; unterhalb 28,3 km wurde eine

¹⁾ Geofyzikální ústav ČSAV, Praha 4 - Spořilov, ČSSR.

mächtige Schicht mit konstanter Geschwindigkeit, welche nahezu der MOHORoviČIĆ-Diskontinuität entspricht, eingereicht. Es wurden folgende Modellkoeffizienten angenommen: $S_{VP} = 0,263$, $S_A = 2,67 \cdot 10^{-6}$, $S_T = 1,015 \cdot 10^{-5}$.

Auf Abb. 1 ist die modellierte Tiefenverteilung der Geschwindigkeit der P-Wellen ersichtlich. Die an der Oberfläche liegende Sedimentschicht hat eine Mächtigkeit von 4 km mit konstanter Geschwindigkeit 5,8 km/s. Von hier ab (1) steigt die Geschwindigkeit stetig bis zur Tiefe 10 km an und bleibt dann bis 18,5 km mit 6,20 km/s konstant. In dieser Tiefe liegt die sog. Conrad-Diskontinuität (2), in der die Geschwindigkeit auf 6,35 km/s ansteigt. Ab 24,5 km Tiefe beginnt ein Geschwindigkeitsanstieg mit konstantem Gradienten (sog. Sub-CONRAD-Diskontinuität 3) bis zur MOHORoviČIĆ-Diskontinuität (4) in der Tiefe 28,3 km. Diese Tiefenverteilung ist in Abb. 1 mit voller Linie gekennzeichnet. Die Meßpunkte sind die an Kontrollproben gemessenen Geschwindigkeitswerte. Hieraus ist ersichtlich, daß das Modell dem projektierten Tiefenverlauf im Rahmen der Herstellungs- und Meßfehler befriedigend entspricht. Die Geschwindigkeitsänderung an der MOHORoviČIĆ-Diskontinuität wurde durch eine 5 cm dicke Plexiglasplatte verwirklicht, somit wurde jedoch der Geschwindigkeitsprung modellähnlich nicht eingehalten (2,7 km/s statt 2,1 km/s). Dieser Mangel beeinflusst nicht die modellähnliche Ausbreitung der P-Wellen bis zur Tiefe 28,3 km.

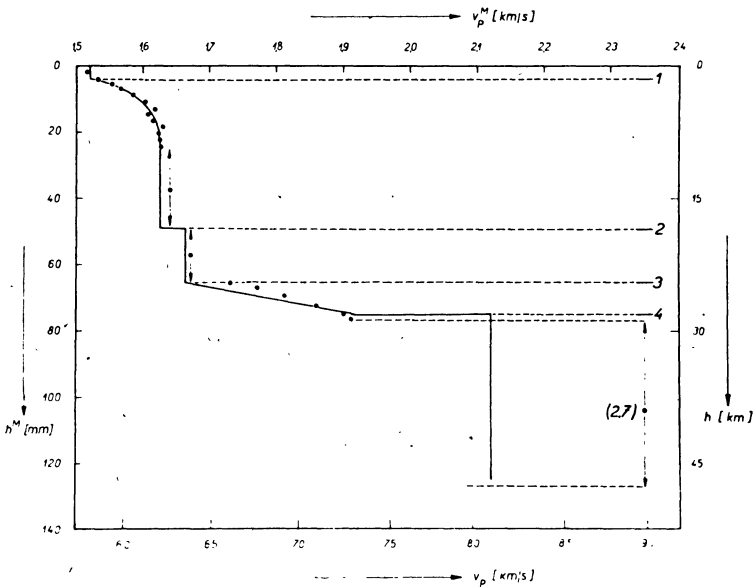


Abb. 1: Modellierte Tiefenverteilung der P-Wellen nach Messungen in der bayerischen Molasse. v_P, v_P^M = wirkliche und modellähnliche Geschwindigkeit; h, h^M = wirkliche und modellähnliche Tiefe; volle Linie = projektierte Tiefenverteilung.

Die Eigenschaften der angewendeten elektronischen Apparatur sind in Arbeit [PROS 1961] eingehend beschrieben. Als Sender wurde ein zylinderförmiges piezokeramisches Element (Durchmesser 10 mm, Höhe 10 mm) mit Eigenfrequenz 1 MHz angewendet; das Wellenbild wurde mit einem speziellen Splitter-Empfänger aufgenommen [KLÍMA 1966]. Das Modell hatte die Dimensionen $80 \times 30 \times 13$ cm. Der Sender wurde auf der Oberfläche des Modells angebracht, und zwar so, daß Reflexionen von den Seitenwänden nicht störend wirken. In dieser Anordnung wurden an der Oberfläche modellseismische Messungen am Profil und Gegenprofil mit 5 mm Schritt durchgeführt (Versuchsbedingungen, Eigenschaften des Modells und das Meßverfahren siehe [WANIEK 1966]).

Als Beispiel des beobachteten Wellenbildes sind in Abb. 2 die Oszillogramme aus dem Distanzbereich 50 — 150 mm (20 — 55 km) wiedergegeben. Die ausgewerteten Laufzeiten sind in Abb. 3 eingezeichnet. Die Einsätze der ausgeprägten Wellengruppen sind mit voller Linie verbunden. Mit Buchstaben wird der Wellentypus bezeichnet, die unteren Indizes betreffen die Diskontinuitäten im Modell (siehe Abb. 1), die oberen bedeuten Reflexionen (r), refraktierte Wellen (ref) und die Kopfwelle (h). Die Laufzeitkurven lassen sich ziemlich einfach deuten; so ist P_{12}^{ref} die zwischen der unteren Grenze der Sedimentschicht (1) und der CONRAD-Diskontinuität (2) refraktierte P-Welle und P_4^r die von der MOHORoviČIĆ-Diskontinuität (4) reflektierte P-Welle. Diese Welle erscheint noch einmal verspätet durch die Reflexion in der Sedimentschicht [$P_4^r P_1^r$]. Deutlich kann auch die Kopfwelle an der MOHORoviČIĆ-Diskontinuität verfolgt werden [P_4^h]. Es ist ersichtlich, daß die multiplen Reflexionen in der Sedimentschicht die Deutung der seismischen Aufzeichnungen sehr erschweren [siehe Einsätze zwischen 50—200 mm, resp. 20—75 km]. Weiter ist interessant, daß sich weder die CONRAD- (2) noch die Sub-CONRAD-Diskontinuität (3) kinematisch klar auswirkt; auch bei wiederholter Auswertung der Meßergebnisse am Profil und Gegenprofil konnten die Einsätze der Wellengruppen P_2^r und P_3^r nicht nachgewiesen werden.

Es wurde versucht, aus den modellseismischen Beobachtungen die Abhängigkeit der maximalen Amplituden einzelner Wellengruppen von der Entfernung zu konstruieren. Abb. 4 zeigt die beobachteten Amplitudenkurven der gedeuteten Wellengruppen, ihre Bezeichnung ist gleich wie in Abb. 3. Für P_{12}^{ref} und P_4^h nimmt die maxi-

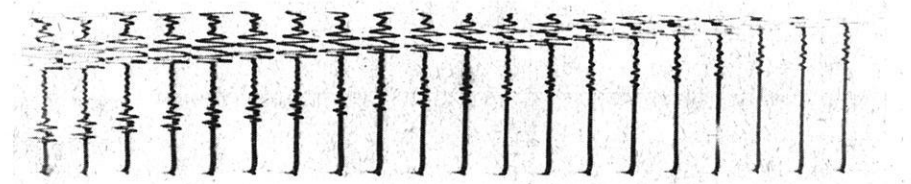


Abb. 2: Oszillogramm-Montage des Profils im Distanzbereich 50—150 mm. Beobachtungsintervall 0—130 μ s.

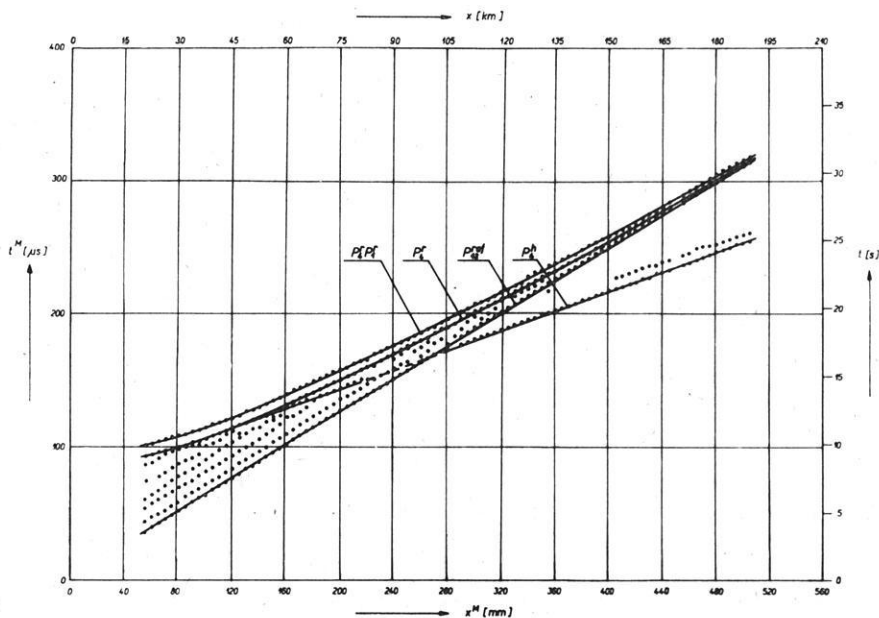


Abb. 3: Beobachtete Laufzeitkurven der P-Wellen. t, t^M = wirkliche und modellähnliche Laufzeit; x, x^M = wirkliche und modellähnliche Entfernung.

male Amplitude mit wachsender Entfernung monoton ab. Das Maximum der Wellengruppe P_4^h hinter der kritischen Entfernung konnte nicht ausgewertet werden, da der überwiegende Teil dieser Gruppe mit der Wellengruppe P_4^r überlagert ist. Die Amplitudenkurve der Wellengruppe P_4^r hat einen sehr komplizierten oszillatorischen Verlauf, der durch zwei ausgeprägte Zonen erhöhter Amplituden im Bereich 110—180 mm und 370—420 mm charakterisiert ist. Die mögliche Deutung dieser Zonen geht von der Berechnung der kritischen Entfernungen der gegebenen Diskontinuitäten aus (mit kleinen Buchstaben bezeichnete volle Dreiecke in Abb. 4). Das Maximum bei $x = 150$ mm, kann der Reflexion an der MOHORoviČIĆ-Diskontinuität hinter der kritischen Entfernung [a] zugeordnet werden. Die kleinen Oszillationen der Amplitudenkurve können an Hand des vorgelegten Beobachtungsmaterials nicht eindeutig geklärt werden, und zwar um so mehr, da ihre Realität auf Grund eventueller Zusammenwirkung von Meß- und Auswertungsfehlern angezweifelt werden kann. Dies betrifft jedoch nicht das stark ausgeprägte Maximum bei $x = 390$ mm, welches mit dem Geschwindigkeitsgradienten zwischen der Sub-CONRAD- und MOHORoviČIĆ-Diskontinuität in Verbindung gebracht werden kann [siehe kritische Entfernung für die Sub-CONRAD-Diskontinuität c]. Es ist weiter beachtenswert, daß die Reflexion von der CONRAD-Diskontinuität [kritische Entfernung d] durch kein eindeutig klares Maximum dieser komplizierten Amplitudekurve gekennzeichnet ist.

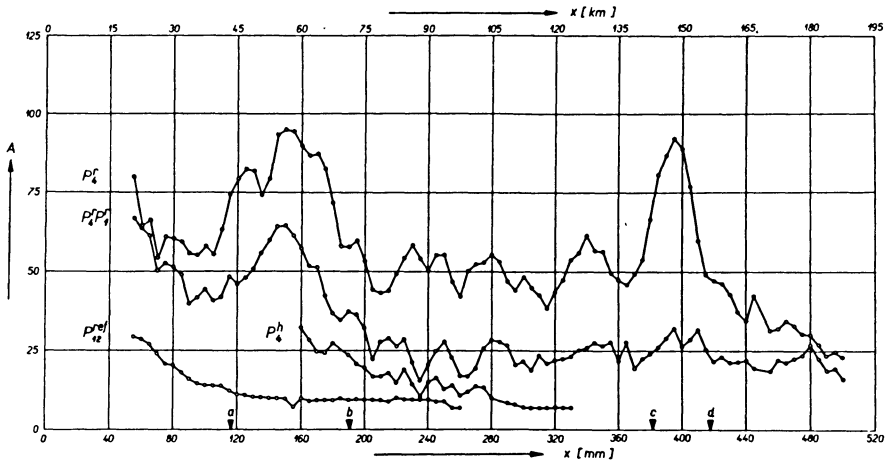


Abb. 4. Amplitudenkurven der gedehnten Wellengruppen. A = maximale Amplitude; x = wirkliche und modellähnliche Entfernung.

Die Amplitudenkurve der Wellengruppe $P_4^c P_1^c$ hat nur ein klares Maximum bei $x = 150$ mm, welches ersichtlich im Zusammenhang mit der Reflexion von der MOHORoviČIĆ-Diskontinuität ist [kritische Entfernung a]. Es sei betont, daß in Wirklichkeit die zur MOHORoviČIĆ-Diskontinuität zugehörigen Maxima nicht in den beobachteten Entfernungen liegen, da im beschriebenen Modell eine genaue Modellähnlichkeit dieser Diskontinuität nicht eingehalten werden konnte. Falls das Modell die MOHORoviČIĆ-Diskontinuität treu wiedergeben würde [2,1 km/s statt 2,7 km/s], wäre die kritische Entfernung in $x = 190$ mm zu suchen [b], so daß sich die Lage der ersten Zone erhöhter Amplituden um rund 75 mm weiter verschieben würde.

Obzwar bisher nur Untersuchungen an einem einzigen Krustenmodell mit der beschriebenen Tiefenverteilung durchgeführt wurden, können zusammenfassend einige Folgerungen mit allgemeinerer Geltung formuliert werden.

1. Der Vergleich seismischer Meßergebnisse mit modellseismischen Untersuchungen an dreidimensionalen Modellen mit stetiger Geschwindigkeitsänderung kann zur richtungsnahen Deutung der Krustenstruktur beitragen. Mit Hilfe seismischer Modelle können unwahrscheinliche Deutungsmöglichkeiten relativ einfach ausgeschieden werden. So zeigt sich z. B., daß die CONRAD-Diskontinuität, wie sie in der bayerischen Molasse vorausgesetzt wird, aus Modellmessungen weder kinematisch noch dynamisch nachgewiesen werden kann.
2. Modellseismischen Untersuchungen zufolge kann gezeigt werden, daß die Amplitudenkurven einzelner Wellengruppen viel empfindlicher auf die Feinstruktur der Geschwindigkeitsverteilung sind als die fast unter idealen Bedingungen ermittelten Laufzeitkurven. Hieraus folgt, daß zur besseren Klärung des seismischen Auf-

baues der Erdkruste eingehende Amplitudenmessungen als unentbehrlich anzusehen sind. Im gegebenen Falle sollten die dynamischen Parameter seismischer Wellen hauptsächlich im Distanzbereich zwischen 70 und 170 km, in dem die Oszillationen der Amplitudenkurven die typischen Eigenschaften des tieferen Krustenaufbaues charakterisieren, untersucht werden.

3. Seismische Modelle können zukünftig wertvolle Hilfe zur Klärung der Frage der Ordnung von tiefer liegenden Diskontinuitäten leisten. Dazu ist eine Serie von eingehenden Untersuchungen an Modellen mit verschiedenen Typen der Geschwindigkeitsverteilung unbedingt nötig.

Abschließend sei Herrn Prof. H. BERCKHEMER und Herrn Dr. H. MEISSNER unser herzlicher Dank für die Überlassung von Auswertungsergebnissen und für wertvolle Diskussionen ausgesprochen.

Literatur

- KLÍMA, K., Z. PROS und A. KNOBLOCHOVÁ: Electroacoustic Transducers for Seismic Modelling. *Studia geophys. et. geod.* 10, 323, 1966.
- PROS, Z.: Аппаратура для точных измерений упругих параметров горных пород. *Travaux Inst. Géophys. Accad. Tchecosl. Sci.* Nr. 153, 1961.
- VANĚK, J., L. WANIEK, Z. PROS und K. KLÍMA: Modellseismische Untersuchungen an dreidimensionalen Modellen des oberen Erdmantels. *Travaux Inst. Géophys. Accad. Tchecosl. Sci.*, 1966.
- WANIEK, L.: Fabrication and Properties of Three Dimensional Seismic Models of the Upper Mantle. *Studia geoph. et geod.* 10, 290, 1966.

Neue Gesichtspunkte zur Gliederung der Erdkruste auf Grund refraktionsseismischer Messungen¹⁾

Von P. GIESE, München²⁾

Zusammenfassung: Aus einer Anzahl von Refraktionsprofilen aus Südbayern, den Ost- und den Südalpen wird ein typisches Grund-Laufzeitdiagramm abgeleitet. Die Laufzeitkurven sind schwach gekrümmt, bilden aber keine vollständigen Schleifen. Die zugehörige Geschwindigkeit-Tiefen-Funktion wird mit Hilfe eines Näherungsverfahrens berechnet, das sowohl für reflektierte als auch für eintauchende Wellen anwendbar ist. Die Berechnung ergibt Geschwindigkeitsgradienten anstelle von „scharfen“ Grenzflächen, insbesondere für den Bereich zwischen der CONRAD- und der MOHORoviČIĆ-Diskontinuität.

Eine sehr ausgeprägte Zone geringerer Geschwindigkeit befindet sich unter den Zentralalpen. Die Alpenwurzel wird im wesentlichen durch eine breite Übergangszone zwischen 6,6 und 8,2 km/s gebildet. Eine petrographische Interpretation für die beschriebene Geschwindigkeitsverteilung wird gegeben.

Summary: From a number of refraction profiles, situated in the southern part of Bavaria, in the Eastern and Southern Alps, a typical basic time distance graph is developed. The time distance lines show a small curvature, but they do not form complete cusps. The corresponding depth velocity function was calculated by an approximation method, which is applicable not only for reflected waves but also for penetrating ones. The determination lead to velocity gradients instead of „sharp“ boundaries, specially for the range between the CONRAD- and the MOHORoviČIĆ-Discontinuity.

A very pronounced low velocity channel was found under the central part of the Alps. The root of the Alps consists of a wide transition zone between 6.6—8.2 km/s primarily. A petrographical interpretation of the described velocity distribution is given.

In den letzten Jahren ist durch die Gemeinschaftsarbeit einer großen Anzahl europäischer geophysikalischer Institute und Forschungsstellen eine intensive Erforschung der Krustenstruktur Mitteleuropas, speziell auch des Alpenraums, erfolgt.

Den größten Umfang nahmen refraktionsseismische Messungen ein. In dieser Arbeit wird ein Teil der seismischen Meßergebnisse des Instituts für Angewandte Geophysik der Universität München vergleichend betrachtet und interpretiert. Zur Ergänzung wird auch bereits publiziertes Beobachtungsmaterial anderer Institute verwendet.

¹⁾ Der hier veröffentlichte Artikel ist eine Zusammenfassung einer ausführlichen Arbeit mit dem Titel „Versuch einer Gliederung der Erdkruste im nördlichen Alpenvorland, in den Ostalpen und in Teilen der Westalpen mit Hilfe charakteristischer Refraktions-Laufzeitkurven sowie eine geologische Deutung“, die in Kürze erscheinen wird.

²⁾ Dr. P. GIESE, Institut für Angewandte Geophysik der Universität München.

Trotz zahlreicher Messungen auf der gesamten Erde bestehen über die Gliederung und den Aufbau der Erdkruste doch noch recht unterschiedliche Auffassungen. Als Beispiele seien angeführt, daß die Realität der CONRAD-Diskontinuität immer wieder angezweifelt wird, ferner das Problem der „antiroot“ in Orogenen und schließlich die Frage nach der Schärfe der MOHOROVIČIĆ-Diskontinuität.

Diese Schwierigkeiten beruhen wenigstens zum Teil auf den Vorstellungen, die man sich vom Aufbau der Erdkruste macht, nämlich als eine Folge von Schichten, die durch Grenzflächen, an denen un stetige Geschwindigkeitsänderungen auftreten, getrennt sind. Es hat sich ferner die Ansicht herausgebildet, daß gewisse Geschwindigkeitsintervalle bevorzugt auftreten, die über weite Gebiete unverändert zu verfolgen seien. Eine solche Vorstellung vernachlässigt den großen direkten und indirekten Einfluß der Temperatur auf die Geschwindigkeit der seismischen Wellen in den Gesteinen der Erdkruste. Daher wird in dieser Arbeit versucht, einen anderen Weg für die Aufstellung einer Gliederung der Erdkruste einzuschlagen. An Hand von möglichst eng mit homogenen Stationen vermessen en Profilen kann gezeigt werden, daß die Laufzeitdiagramme einen ganz charakteristischen Aufbau erkennen lassen. Bei dieser Betrachtungsweise tritt die Bedeutung des absoluten Wertes der Geschwindigkeit gegenüber der gegenseitigen Lage der einzelnen Kurven im Laufzeitdiagramm zurück. Die „Geschwindigkeits-Gliederung“ wird durch die „Typen-Gliederung“ ersetzt. Hierbei haben spätere Einsätze eine genauso große Bedeutung wie Ersteinsätze. Der hier postulierte Grundtyp des Laufzeitdiagramms entspricht genau dem Typ der Diagramme, die russische Autoren auf Grund ihrer sehr dichten und umfangreichen Messungen veröffentlicht haben. Die Kurven des „typischen“ Laufzeitdiagramms sind dadurch charakterisiert, daß sie unzusammenhängend sind. Wendet man für die Transformation der Laufzeitkurven in eine Geschwindigkeit-Tiefen-Funktion die üblichen Formeln der Reflexions- und Refraktionsseismik an, so setzt man bereits un stetige Geschwindigkeitsänderungen voraus. Da aber gerade diese Frage geprüft werden soll, ist eine Methode erforderlich, die diese Voraussetzung nicht enthält. Das HERGLOTZ-WIECHERT-Verfahren versagt, da die Kurven unzusammenhängend sind. Aus diesem Grunde wird ein Näherungsverfahren beschrieben, das sowohl für reflektierte Wellen als auch für Tauchwellen Gültigkeit besitzt. Auch der Einfluß der Anisotropie kann in erster Näherung berücksichtigt werden.

Ausführlich wird eine Anzahl von Profilen aus dem nördlichen Alpenvorland, den Ost-, den Süd- und den Westalpen beschrieben. Es wird gezeigt, daß das Grundschema sich in allen Laufzeitdiagrammen, wenn auch stets in etwas variiert er Form, wiederfindet. Im Geschwindigkeitsintervall zwischen 5,0 und 6,6 km/s vollzieht sich die Geschwindigkeitserhöhung im Durchschnitt kontinuierlich. Das schließt nicht aus, daß lokal kleinere Un stetigkeiten (in der Größenordnung von 0,1 km/s) auftreten. Der im allgemeinen angegebene Geschwindigkeitssprung von 6,6 auf 8,2 km/s existiert nicht, der Übergang vollzieht sich über einen mehr oder minder breiten Bereich (6—20 km) ebenfalls kontinuierlich.

Die Parameter, die die Geschwindigkeit in intrusiven und metamorphen Gesteinen bestimmen, werden diskutiert. Dabei wird deutlich, daß für größere Tiefen als 5 km die Geschwindigkeit in einem Gestein entscheidend von der Temperatur beeinflußt wird. An Hand der Dichtebestimmungen an metamorphen Gesteinen des Penninikums wird versucht, auch eine Geschwindigkeitsskala für die Abfolge der metamorphen Gesteine aufzustellen.

Entsprechend dem Grundtyp des Laufzeitdiagramms gibt es eine allgemeine Geschwindigkeit-Tiefen-Funktion, die petrographisch interpretiert wird. Für die Deutung sind nicht nur die Geschwindigkeitswerte von Wichtigkeit, sondern auch deren Gradienten. Das Geschwindigkeitsintervall zwischen 6,6 und 8,2 km/s zeichnet sich durch einen kontinuierlichen Übergang mit starken Gradienten aus. Dem entsprechenden Tiefenbereich muß basisches Material (Salsima-Sima) zugeordnet werden, welches wahrscheinlich einer stetigen Phasenumwandlung unterliegt. Diesem Übergangsbereich schließt sich nach unten die MOHORoviČIĆ-„Diskontinuität“ an, deren Tiefenlage somit temperaturabhängig wird. Die obere Grenze gegen das saure Material (Sial) ist auf Grund des Materialunterschiedes (Sial gegen Salsima-Sima) temperaturunabhängig. Dieser Grenzbereich kann mit der bekannten CONRAD-Diskontinuität zusammenfallen, doch muß betont werden, daß dies auch in manchen Fällen nicht zutrifft. Der saure Bereich (Sial) ist durch Geschwindigkeiten bis 6,6 km/s charakterisiert. Die Geschwindigkeit-Tiefen-Funktion wird der Folge der metamorphen Gesteine (Epi-, Meso- und Katazone) gegenübergestellt. Die typische Zone geringerer Geschwindigkeit, auf die zum ersten Male GUTENBERG hingewiesen hat, fällt in den Bereich der Katazone. Bei starker Temperaturzunahme kann jedoch die Geschwindigkeitsinversion bis in die Epizone reichen.

Im letzten Teil wird versucht, an Hand der Geschwindigkeit-Tiefen-Funktion den Krustenaufbau des nördlichen Alpenvorlands, der Ost- und der Südalpen und des südlichen Teils der Westalpen geologisch zu deuten. Die Mächtigkeit der variskischen, sialischen Kruste beträgt im nördlichen Alpenvorland etwa 22 km. Auch im Bereich der Zentralalpen ist die variskische Kruste etwa 20—25 km mächtig, eine Verdickung dieses Bereiches während der alpinen Orogenese scheint nicht stattgefunden zu haben. Wohl hat sich der gesamte Bereich um den Betrag des Deckgebirges (= autochthone Sedimente + allochthone tektonische Einheiten) abgesenkt (am Nordalpenrand um 5—6 km, an der Grenze Zentralalpen gegen Südalpen um 10—12 km). Die extreme Einengung beschränkt sich wahrscheinlich nur auf diesen oberen Bereich. Ein der Einengung entsprechendes Hinabdrücken oder Hinabsaugen der Kruste, welches zu einer Verdickung des autochthonen sialischen Bereiches führt, ist heute nicht mehr zu erkennen und hat wahrscheinlich auch niemals stattgefunden. Die postorogene Metamorphose in den Zentralalpen gibt sich durch ein sehr ausgeprägtes, bis nahe an die Oberfläche reichendes Geschwindigkeitsminimum zu erkennen. Unter den Zentralalpen beginnt der Übergangsbereich (6,6—8,2 km/s) in südlicher Richtung deutlicher breiter zu werden und erreicht unter den Südalpen eine Mächtigkeit von 20 km. Auch die sialische Kruste der heutigen Südalpen ist mächtiger als im nördlichen Alpenvor-

land, eine Tatsache, die auf Grund der ruhigen Tektonik an der Erdoberfläche überrascht. Es wird vorgeschlagen, die gesamten Südalpen als Schubmasse zu deuten. — Auch in den Westalpen ist eine sehr deutlich ausgeprägte Zone geringerer Geschwindigkeit vorhanden, die sich von der Achse der äußeren Kristallinmassive bis unter den Ivrea-Körper erstreckt. Die basischen Gesteine des Ivrea-Körpers selbst haben daher keine unmittelbare Verbindung mit den Gesteinen des oberen Mantels, sie sind völlig isoliert.

Viele Fragen werden in dieser Arbeit angeschnitten, werden aber nicht bis in alle Einzelheiten beantwortet. Zu nennen sind hier in erster Linie die Probleme, die einerseits mit der Anisotropie und andererseits mit dem Wellencharakter des seismischen Impulses verbunden sind. Mit dieser Arbeit soll in erster Linie versucht werden zu zeigen, daß sich die Mannigfaltigkeit der Beobachtungsergebnisse in den betrachteten Gebieten doch unter einem einheitlichen Gesichtspunkt betrachten läßt.

Erste Auswertung von Messungen des zeitlich variablen erdmagnetischen Feldes entlang eines Profiles vom Oberpfälzer Wald bis zu den Kitzbüheler Alpen

Von A. BERKTOLD, München¹⁾

Zusammenfassung: Es wird über Messungen des zeitlich variablen erdelektrischen und erdmagnetischen Feldes (Periodenbereich 100—10000 sec) entlang eines Profiles vom Oberpfälzer Wald bis zu den Kitzbüheler Alpen berichtet. Das erdelektrische Feld \vec{E} ist im Kristallin des Oberpfälzer Waldes am größten und nimmt nach Süden mit zunehmender Sedimentmächtigkeit auf etwa $1/30$ der Feldstärke im Oberpfälzer Wald ab. Die Amplitudenabnahme von \vec{E} ist für Perioden von 100—10000 sec periodenunabhängig. Das gilt auch für die Amplituden der D -Komponente der erdmagnetischen Variationen, die längs des Profiles von N nach S nur um den Faktor 1,15 abnehmen. Die Amplitude der H -Komponente — besonders der kurzperiodischen Variationen — nimmt mit zunehmender Sedimentmächtigkeit zu, maximal um den Faktor 1,4. Die Amplituden der Z -Variationen sind im Verhältnis zu den Amplituden der H - und D -Variationen an allen Stationen klein (Abb. 8). Die größten Amplituden von Z wurden an 2 Stationen außerhalb des Molassetroges (Thanstein TST, Reit im Winkl R.i.W.) registriert. Die Amplituden kürzerperiodischer Z -Variationen (bis etwa $T = 1500$ sec) nehmen mit zunehmender Sedimentmächtigkeit ab. Sie sind am kleinsten an der Station mit der größten Sedimentmächtigkeit (Obing OBG). Ein Hinweis auf das Vorhandensein einer Leitfähigkeitsanomalie ähnlich der Norddeutschen Leitfähigkeitsanomalie im Bereich der Bayerischen Molasse ist z. Z. nicht gegeben.

Summary: This is a report of the measurements of the induced geoelectric and geomagnetic field (periods from 100—10000 sec) along a profile from the Oberpfälzer Wald to the Kitzbüheler Alps. The maximum amplitude of the induced electric field \vec{E} is observed in the Oberpfälzer Wald. With the increasing thickness of the highly conducting sediments from N to S the amplitudes of \vec{E} become much smaller; at the station Obing (OBG) about $1/30$ of the electric field at the station in the Oberpfälzer Wald. The decrease of the amplitude of \vec{E} is independent of the period (in the intervall 100—10000 sec). The same result is got for the amplitude of the D -component of the geomagnetic variations. But the decrease of the D -component from N to S is only 1,15. The amplitude of the H -component—especially for short periodic variations—increases from N to S with the thickness of the sediments. Maximum amplitude ratio is 1,4. — The amplitudes of the Z -variations are small at all stations in ratio to the amplitudes of the H - und D -variations (Fig. 8). The maximum amplitudes of Z were registrated at two stations (Thanstein TST, Reit im Winkl R.i.W.) outside of the sedimentary basin. The amplitudes of shorter periodic Z -variations decrease with growing thickness of sediments. — An indication to the existence of a conductivity anomaly similar to the North German conductivity anomaly is not given in the region of the Bavarian Molasse at present.

^{*)} A. BERKTOLD, Institut für Angewandte Geophysik der Universität, 8 München 2, Richard-Wagner-Str. 10.

Seit November 1965 werden entlang eines Profiles vom Oberpfälzer Wald bis zu den Kitzbüheler Alpen erdmagnetische Variationen mit 8 Variographen registriert. Bis Mai 1966 wurde an 15 Stationen gemessen. An diesen Stationen wurde 1963/64 auch das zeitlich variable erdelektrische Feld registriert. — Zur Zeit sind die Messungen der

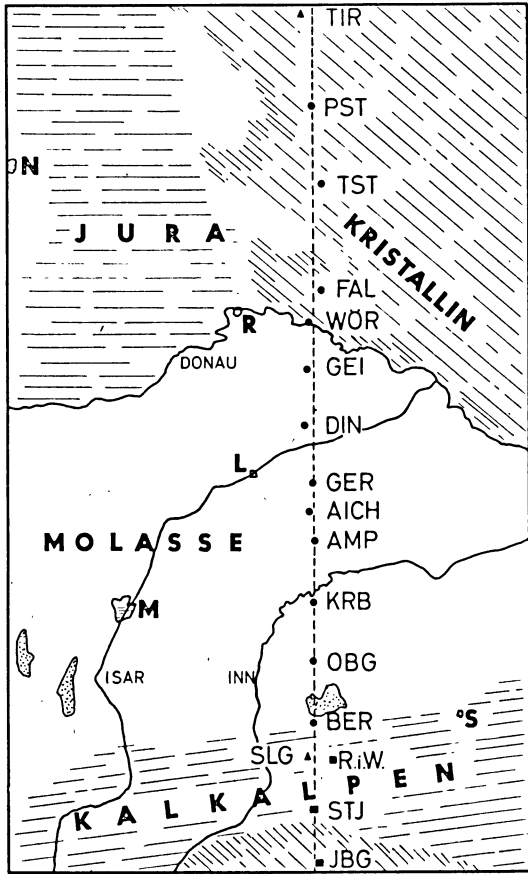


Abb. 1: Der östliche Teil des Bayerischen Molassetroges mit dem vermessenen Profil und den einzelnen Meßstationen.

erdmagnetischen Variationen nur für 7 Stationen ausgewertet. Im folgenden werden diese Messungen verglichen mit den 1963/64 an denselben Stationen durchgeführten Messungen des erdelektrischen Feldes. Die übrigen Messungen werden hier nicht berücksichtigt. — Entlang des Profiles ist die Leitfähigkeit in den obersten Kilometern

und die Mächtigkeit der Sedimente einigermaßen bekannt. Ein Vergleich der Registrierungen des erdelektrischen und des erdmagnetischen Feldes mit den Leitfähigkeitsverhältnissen der obersten Kilometer erscheint daher lohnenswert.

Abb. 1 zeigt die Lage des Profiles und der Meßstationen. Von den in Abb. 1 dargestellten Stationen werden hier folgende 7 besprochen: Thanstein (TST) im schlechtleitenden Kristallin des Oberpfälzer Waldes, Wörth (WÖR) an der Grenze Kristallin/sedimentenfüllter Molassetrog, jedoch schon auf jungen Sedimenten stehend, Dingolfing (DIN), Ampfing (AMP), Obing (OBG) im Bereich der gutleitenden Sedimente des Molassetroges, Reit im Winkel (R. i. W.) in den Kalkalpen und Jochberg (JBG) im Kristallin der Alpen.

Basisstation für die \vec{E} -Feldmessungen war die hier nicht besprochene Station Falkenstein (FAL). Basisstation der Magnetfeldmessungen ist Dingolfing (DIN). Die Länge des Profiles von Thanstein bis Jochberg ist 225 km.

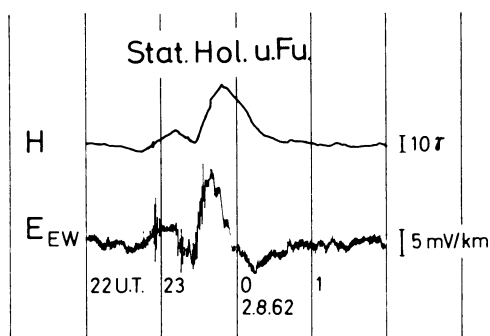


Abb. 2: Gleichzeitige Registrierung der H -Komponente des zeitlich variablen erdmagnetischen Feldes im Geophysikalischen Observatorium Fürstenfeldbruck und der EW -Komponente des erdelektrischen Feldes an der Station Holzhausen, 5 km südlich Fürstenfeldbruck.

Der mittlere spezifische Widerstand des Kristallins des Bayerischen und Oberpfälzer Waldes ist ungefähr 100mal größer als der der Molassesedimente (einige $10 \Omega\text{m}$) und etwa 10mal größer als der spezifische Widerstand in den Kalkalpen. An allen Stationen wurden für die oberen 100 m Widerstandssondierungen nach Schlumberger gemacht.

Das erdelektrische Feld wurde ohne Verstärker mit Galvanometern mit einer Empfindlichkeit von $2,2 \cdot 10^{-9}$ A/mm/m registriert bei einem Elektrodenabstand von 200 m. Es wurde nur die EW - und die NS -Komponente — nicht die Vertikalkomponente — gemessen. Die 3 Komponenten des erdmagnetischen Feldes \vec{F} wurden mit Askania-Variographen registriert.

Abb. 2 zeigt gleichzeitige Messungen der horizontalen Komponente H des erdmagnetischen Feldes (obere Kurve) im Geophysikalischen Observatorium Fürstfeldbruck und der EW -Komponente des erdelektrischen Feldes (untere Kurve) an der Station Holzhausen, die 5 km südlich vom Observatorium Fürstfeldbruck liegt. Der Vorschub betrug 2 cm/h. Jede Variation in H kann man auch in E wiederfinden, nur mit dem Unterschied, daß infolge der Induktion beim elektrischen Feld die Amplituden der kurzperiodischen Variationen im Verhältnis zu denen langperiodischer Variationen größer sind, als dies beim Magnetfeld der Fall ist. Die Induktion bewirkt auch die zackenreichere Form der Registrierkurve des elektrischen Feldes und die Phasenverschiebung zwischen E und H .

Die Messungen des erdelektrischen Feldes entlang des Profils wurden durch Bildung der Amplitudenverhältnisse q ausgewertet:

$$q_E = \frac{E_{EW} \text{ (Wanderstat.)}}{E_{EW} \text{ (Basisstat. FAL)}} \qquad q_N = \frac{E_{NS} \text{ (Wanderstat.)}}{E_{NS} \text{ (Basisstat. FAL)}}$$

Die Amplitudenverhältnisse q wurden für Variationen mit Perioden von 50 bis 10000 sec gebildet (Abb. 3). Die q -Werte streuen mehr oder weniger stark, die q_E -Werte meist stärker als die q_N -Werte. In dem Periodenbereich von 50—10000 sec ist eine Periodenabhängigkeit des Amplitudenverhältnisses nicht zu erkennen. Es kann deshalb aus den einzelnen q -Werten für jede Komponente und Station ein mittlerer Wert \bar{q} bestimmt werden. Diese \bar{q} -Werte, die später noch besprochen werden, sind in Abb. 7 dargestellt.

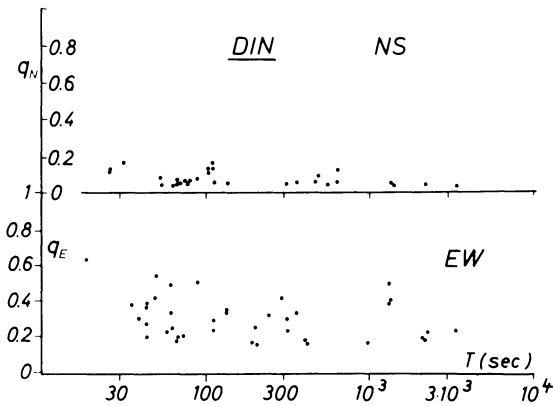


Abb. 3: Amplitudenverhältnisse $q_N = E_{NS} \text{ (Wanderst.)}/E_{NS} \text{ (Basisst.)}$ und $q_E = E_{EW} \text{ (Wanderst.)}/E_{EW} \text{ (Basisst.)}$ an der Station Dingolfing, aufgetragen über der Periode der Variationen.

Für die Auswertung der Messungen der Horizontalkomponenten H und D der erdmagnetischen Variationen wurden analog Amplitudenverhältnisse q gebildet:

$$q_H = \frac{H(\text{Wanderstat.})}{H(\text{Basisstat. DIN})} \qquad q_D = \frac{D(\text{Wanderstat.})}{D(\text{Basisstat. DIN})}$$

und über der Periode der Variationen von 100—10000 sec aufgetragen (Abb. 4—6).

Die q -Werte der Magnetfeldvariationen streuen im allgemeinen weniger als die der Variationen des elektrischen Feldes. q_H ist im Gegensatz zu q_N und q_E an einigen Stationen periodenabhängig, z. B. an den Stationen Ampfing (AMP) und Obing (OBG) (Abb. 5). Für q_D konnte eine Periodenabhängigkeit im Bereich von 100—10000 sec nicht beobachtet werden (Abb. 6). — Für Stationen mit periodenunabhängigen Amplitudenverhältnissen wurden wie beim elektrischen Feld mittlere q -Werte (\bar{q} -Werte) bestimmt. Für Stationen mit periodenabhängigen Amplitudenverhältnissen wurden dagegen die Variationen in Gruppen von 90—200 sec, 200—500 sec, 1000—5000 sec und größer als 5000 sec unterteilt und für jede Gruppe gesondert ein \bar{q} -Wert bestimmt.

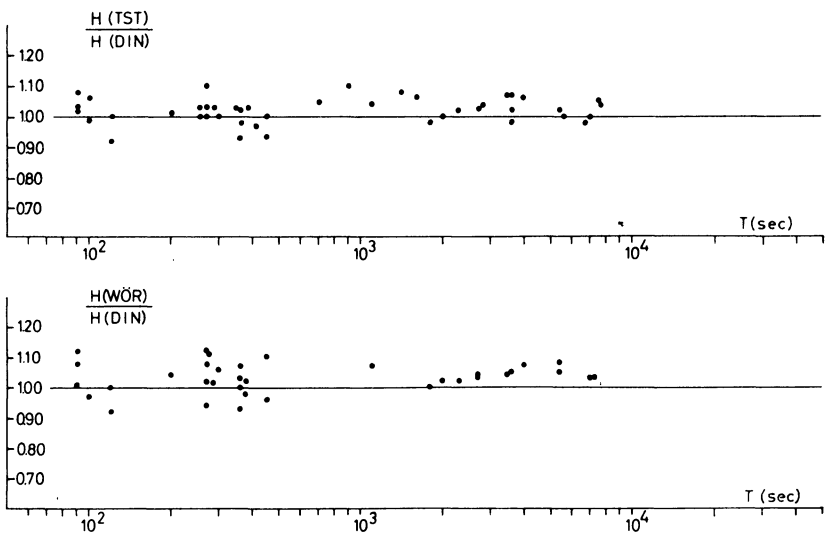


Abb. 4: Amplitudenverhältnis $q_H = H(\text{Wanderst.})/H(\text{Basisst.})$ an den Stationen Thanstein (TST) und Würth (WÖR), aufgetragen über der Periode der Variationen. Eine Periodenabhängigkeit des Amplitudenverhältnisses ist nicht vorhanden.

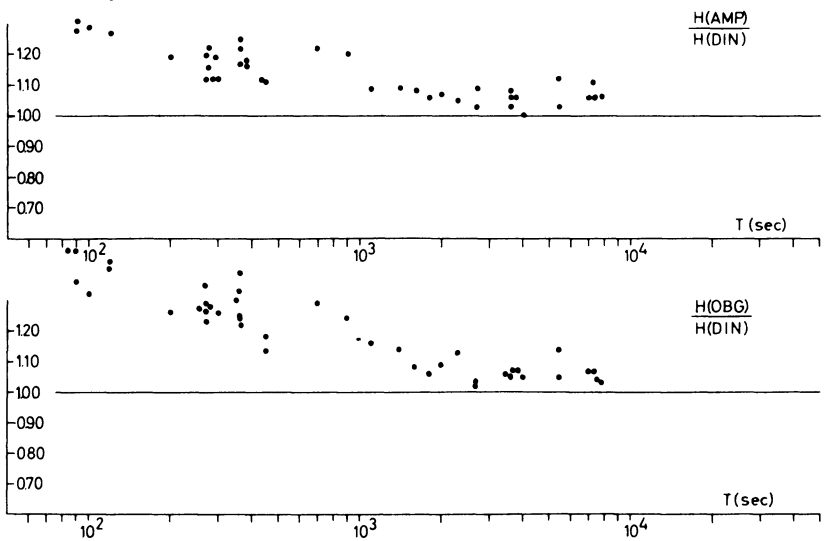


Abb. 5: Amplitudenverhältnis q_H der Stationen Amping (AMP) und Obing (OBG). Es ist eine Periodenabhängigkeit des Amplitudenverhältnisses vorhanden.

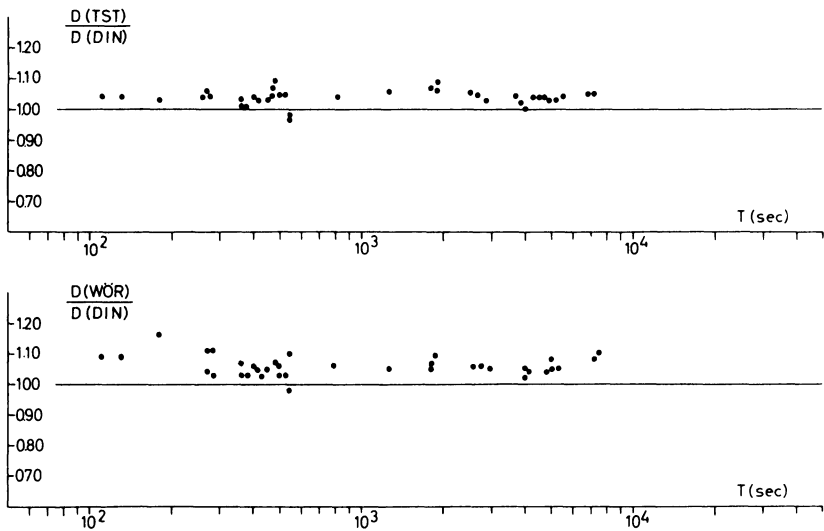


Abb. 6: Amplitudenverhältnis $q_D = D$ (Wanderst.)/ D (Basisst.) an den Stationen Thanstein (TST) und Wörth (WÖR), aufgetragen über der Periode der Variationen. Eine Periodenabhängigkeit des Amplitudenverhältnisses ist nicht zu erkennen.

Die Werte \bar{q}_H , \bar{q}_D , \bar{q}_E und \bar{q}_N sind in Abb. 7 über dem Profil aufgetragen:

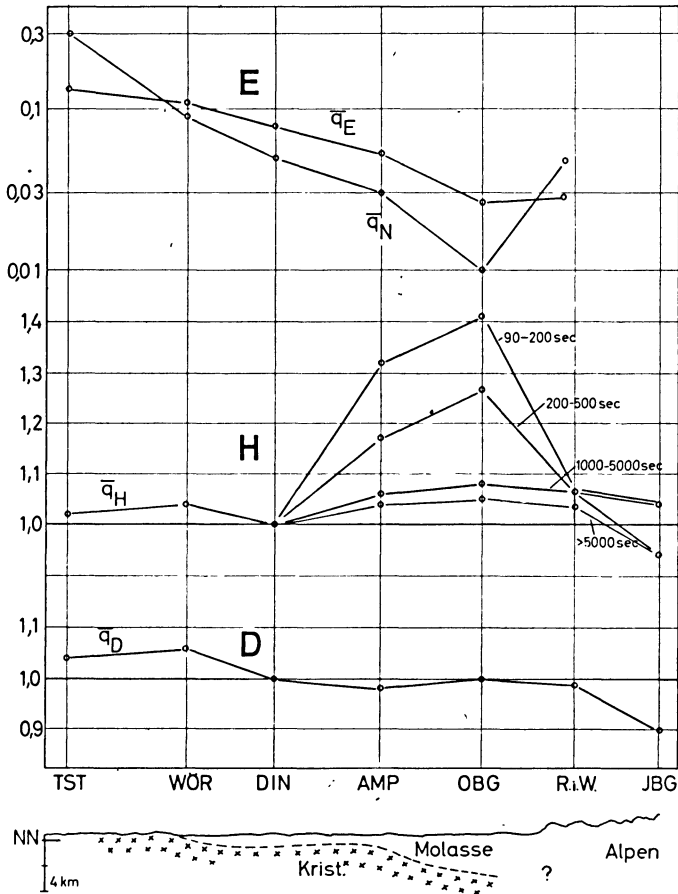


Abb. 7: Die gemittelten Amplitudenverhältnisse \bar{q}_E , \bar{q}_N der erdelektrischen Variationen und \bar{q}_H , \bar{q}_D der erdmagnetischen Variationen sind über den Profilstationen aufgetragen. Die Amplitude des erdelektrischen Feldes \bar{E} nimmt mit zunehmender Sedimentmächtigkeit etwa um den Faktor 30 ab. \bar{q}_H und \bar{q}_D ändern sich längs des Profils nur wenig. An einigen Stationen (AMP, OBG) ist \bar{q}_H periodenabhängig. Der untere Teil der Abb. zeigt ein Schnittbild entlang des Profils. Die gestrichelte Linie ist die auf Grund seismischer Untersuchungen vermutete Kristallinoberkante. (Molasse = gutleitende Sedimente des Molassetroges, vermutlich einschließlich des Mesozoikums.)

Der untere Teil der Abbildung zeigt ein Schnittbild entlang des Profils. Die gestrichelte Linie ist die auf Grund seismischer Untersuchungen vermutete Kristallinoberkante. Die Mächtigkeit der Sedimente nimmt nach S keilförmig zu. Der Verlauf des Kristallins unter den Kalkalpen ist noch weitgehend unbekannt.

Das erdelektrische Feld \vec{E} ist an der Station Thanstein (TST) im schlechtleitenden Kristallin am größten und nimmt nach S mit zunehmender Mächtigkeit der gutleitenden Sedimente ab. An der Station mit der größten Sedimentmächtigkeit (OBG) ist das erdelektrische Feld am kleinsten, nämlich 30mal kleiner als an der in Abb. 7 nicht eingezeichneten Basisstation Falkenstein. (Der \bar{q}_N -Wert der Basisstation FAL ist definitionsgemäß gleich 1). Von Station Obing (OBG) nach S nimmt die elektrische Feldstärke wieder zu. Ursache dafür kann sowohl eine Abnahme der Sedimentmächtigkeit als auch eine Abnahme der Leitfähigkeit bei gleichbleibender oder sogar zunehmender Sedimentmächtigkeit sein. Der etwas unterschiedliche Verlauf der \bar{q}_E - und \bar{q}_N -Kurve hat seine Ursache in den unterschiedlichen Vorzugsrichtungen des elektrischen Feldes an den einzelnen Stationen. (Über die Bestimmung der Sedimentmächtigkeit bis zum kristallinen Grundgebirge siehe den Bericht von K. P. SENGPHEL: „Das induzierte elektrische Feld, beobachtet längs zweier Profile durch die Bayerische Molasse“ in diesem Heft.)

Im Gegensatz zum erdelektrischen Feld \vec{E} ändern sich die Magnetfeldkomponenten H und D von Station zu Station recht wenig, \bar{q}_D z. B. nimmt von 1,05 an der Station Thanstein (TST) nur auf 0,9 an der Station Jochberg (JBG) ab. Die \bar{q}_H -Kurve hat für Perioden größer als 5000 sec einen ähnlichen Verlauf wie die \bar{q}_D -Kurve. Für kurzperiodische Variationen hängt jedoch das Amplitudenverhältnis \bar{q}_H an einigen Stationen von der Periode der Variationen ab und zwar ist \bar{q}_H umso größer, je kürzer die Periode der Variation ist. Z. B. ist an Station Obing (OBG) für Perioden von 90—200 sec der \bar{q}_H -Wert gleich 1,4; für Perioden größer als 5000 sec ist dieser Wert nur 1,05. Die \bar{q}_H -Werte kurzer Perioden sind am größten an der Station mit der größten Sedimentmächtigkeit und den kleinsten \bar{q}_E - und \bar{q}_N -Werten (Obing OBG). Die Amplitudenzunahme der kurzperiodischen Magnetfeldvariationen mit zunehmender Sedimentmächtigkeit ist eine Zunahme ihres inneren Anteils, hervorgerufen durch die in den gutleitenden Sedimenten des Molassetroges fließenden Erdströme. Da die Erdströme entlang des Profiles im Molassetrog ungefähr in EW -Richtung fließen (siehe Abb. 1 des erwähnten Berichtes von K. P. SENGPHEL), macht sich ihr Magnetfeld hauptsächlich in der H -Komponente der kurzperiodischen erdmagnetischen Variationen bemerkbar.

Über das Verhalten der Z -Komponente längs des Profiles kann zur Zeit nur wenig gesagt werden. Die Z -Variationen sind an allen Stationen im Verhältnis zu den Variationen der H - und D -Komponenten klein (Abb. 8). Am größten sind sie an den Stationen Thanstein (TST) im Kristallin des Oberpfälzer Waldes und Reit im Winkl (R. i. W.) in den Kalkalpen, also in etwa an den beiden Rändern des Molassetroges. Die Amplituden kürzerperiodischer Z -Variationen (bis ungefähr $T = 1500$ sec) nehmen mit zunehmender Sedimentmächtigkeit ab. Sie sind am kleinsten an der Station mit der größten Sedimentmächtigkeit (OBG). Ebenso klein wie an der Station Obing (OBG) sind die kurzperiodischen Z -Variationen an der Station Jochberg (JBG) im Kristallin der Kitzbüheler Alpen. Die Amplituden langperiodischer Z -Variationen ändern sich entlang des Profiles nur wenig. — Zur Zeit ist ein Hinweis

auf das Vorhandensein einer Leitfähigkeitsanomalie ähnlich der Norddeutschen Leitfähigkeitsanomalie im Bereich der Bayerischen Vorlandsmolasse nicht gegeben.

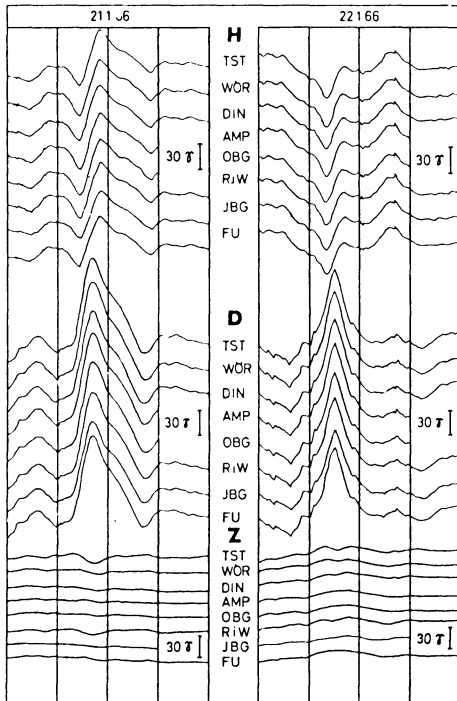


Abb. 8: Erdmagnetische Variationen an 7 Stationen längs des Profils und am Geophysikalischen Observatorium Fürstenfeldbruck (FU).

Danksagung

Besonders danken möchte ich Herrn Professor Dr. G. ANGENHEISTER für die großzügige Unterstützung der Arbeiten. Die umfangreichen Geländemessungen wären nicht durchführbar gewesen ohne die gute Zusammenarbeit mit den Herren K. P. SENGPIEL, S. GREINWALD und V. HAAK. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die Unterstützung durch Bewilligung der erbetenen Mittel. Danken möchte ich auch dem Geophysikalischen Institut der Universität Göttingen und dem Institut für Geophysik und Meteorologie der Technischen Hochschule Braunschweig für die leihweise Überlassung von Variographen.

Literatur

- ANGENHEISTER, G., A. BERKTOLD und K. P. SENGPIEL: Die zeitlichen Variationen des erdelektrischen Feldes beobachtet längs eines NS-Profiles vom Kristallin des Bayerischen Waldes durch das Alpenvorland bis zum Nordrand der Alpen. Bayerische Akademie der Wissenschaften, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Klasse, 1965.
- BERKTOLD, A.: Über Messungen des natürlichen, zeitlich veränderlichen erdelektrischen Feldes an einzelnen Stationen und entlang eines Profiles durch die Bayerische Molasse. Diplomarbeit am Institut für Angewandte Geophysik der Universität München, 1964.
- KERTZ, W.: The conductivity anomaly in the upper mantle found in Europe. *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity*, 15, 185—191, 1964.
- PRODEHL, C.: Auswertung von Refraktionsbeobachtungen im Bayerischen Alpenvorland (Steinbruchsprengungen bei Eschenlohe 1958—1961) im Hinblick auf die Tiefenlage des Grundgebirges. *Zeitschr. f. Geophysik* 30, 161—181, 1964.
- SCHMUCKER, U.: Anomalies of geomagnetic variations in the southwestern United States. *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity*, 15, 193—221, 1964.
- SENGPIEL, K. P.: Messung und Interpretation des zeitlich variablen erdelektrischen Feldes längs eines NS-Profiles durch den Ostteil der Bayerischen Molasse. Diplomarbeit am Institut für Angewandte Geophysik der Universität München, 1964.

Das induzierte erdelektrische Feld, beobachtet längs zweier Profile durch die bayerische Molasse

Von K.-P. SENGPIEL, München¹⁾

Zusammenfassung: Messungen des elektrischen Feldes der induzierten Erdströme längs zweier Profile durch die bayerische Molasse und deren Randgebiete ergaben an allen Meßstationen (etwa 25) eine relativ scharfe Vorzugsrichtung der Ströme; die maximale Abweichung von einer mittleren Richtung war meist geringer als ± 10 Grad. Die Feldintensität längs der beiden Profile nimmt deutlich mit größerer Tiefenlage der Kristallinoberfläche unter der Sedimentdecke ab. Die Auswertung ergab weiterhin, daß die meisten gemessenen Variationen des elektrischen (und magnetischen) Feldes elliptisch polarisiert sind; daher mußte als Meßgröße eine sogenannte „effektive Amplitude“ eingeführt werden, die den Energieinhalt einer elliptischen Variation charakterisiert. Mit einer Variante der CAGNIARDSchen Methode, bei der an verschiedenen Orten nur *E*-Felder gemessen werden, wird versucht, die erhaltenen Auswertungsergebnisse zu interpretieren. Die erste Anwendung dieses Verfahrens auf Profil I erbrachte bereits befriedigende Übereinstimmung mit Ergebnissen der Seismik.

Summary: Measurements of the electric field of the induced earth-currents along two profiles through the Bavarian Subalpine Molasse Basin and its surroundings show a strong polarisation of the current-directions at the 25 observing-points. The maximal deviation from a mean direction is generally less than ± 10 degrees. The field intensity along the two profiles decreases clearly with increasing depth of the crystalline basement under the sedimentary layers. In addition to this the evaluation yields that most of the observed variations are elliptically polarised; thus a new measuring quantity, called „effective amplitude“ has to be introduced. The interpretation of the results is tried by a variant of CAGNIARD's method, which only requires measurements of the electric fields at two distant points. The first application of this method to profile I shows satisfying accordance to seismic results.

Seit 1962 werden am Institut für Angewandte Geophysik der Universität München die elektrischen Felder der induzierten Erdströme mit einer Reihe von Feldstationen registriert. Im folgenden soll in Form eines Zwischenberichtes einiges über Probleme und Ergebnisse dieser Messungen mitgeteilt werden.

Die nötigen Meßapparaturen wurden am Institut für Angewandte Geophysik entwickelt und gebaut. Über einen Vorläufer der z. Z. verwendeten Geräte, die nach Prof. ANGENHEISTER „Elektrographen“ genannt werden, berichtete S. GREINWALD [1965]; an dieser Stelle kann auf ihre Arbeitsweise nicht eingegangen werden.

¹⁾ KLAUS-PETER SENGPIEL, Institut für Angewandte Geophysik der Universität München, Richard-Wagner-Straße 10.

I. Verlässlichkeit der Meßwerte

Auch bei korrekter Aufnahme der elektrischen Signale durch die Elektrographen werden die Meßwerte des E-Feldes ab und zu mit einer gewissen Skepsis betrachtet. So glaubt man z. B., daß die Amplituden der E-Feld-Variationen stark von der Leitfähigkeit des Bodens, in den die Elektroden eingegraben sind, abhängen. Dies ist nach unseren Erfahrungen keineswegs der Fall. (Siehe z. B. Abb. 2, Station UFF liegt im Moor.) An allen Stationspunkten unseres östlichen Profils wurden geoelektrische Messungen nach SCHLUMBERGER durchgeführt. Dabei ergab sich keine Korrelation zwischen der Leitfähigkeit der oberen zwei oder hundert Meter (siehe dazu Abb. 5) und der Intensität des E-Feldes. Eine solche Korrelation ist auch theoretisch nicht wahrscheinlich: Selbst die kürzesten registrierten Variationen von nur wenigen Sekunden Dauer haben bereits eine Eindringtiefe von mehreren Kilometern. In erster Näherung ist die mittlere Leitfähigkeit über den gesamten Bereich der Eindringtiefe

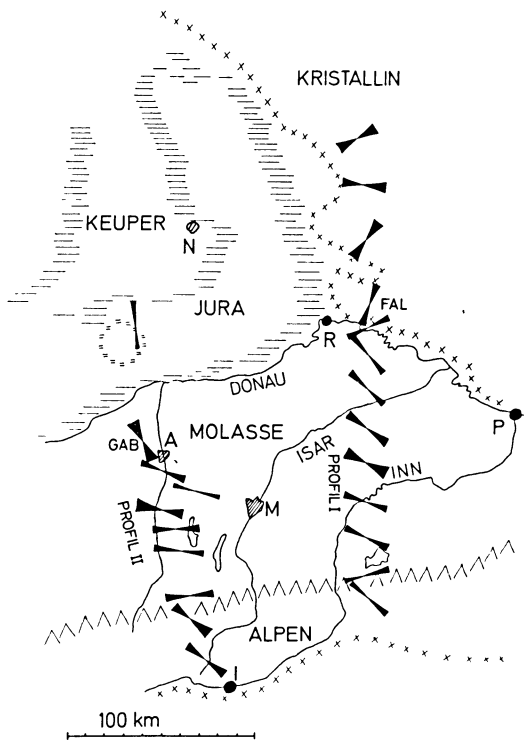


Abb. 1: Geologische Übersicht über das Meßgebiet mit der Lage der Meßpunkte (zwischen den Doppeldreiecken) sowie den Vorzugsrichtungen der Erdströme und deren mittleren Abweichungen.

bestimmend für die Feldintensität an der Erdoberfläche. Analog dazu weiß man aus der geoelektrischen Tiefensondierung, daß man für große Auslagen (entsprechend großer Eindringtiefe) z. B. beim Zweischichtenfall annähernd den spezifischen Widerstand der *zweiten* Schicht an der Erdoberfläche mißt.

Ein weiterer Einwand gegen die E-Feld-Messung bezieht sich auf die gegenüber magnetischen Messungen größere Anfälligkeit des E-Feldes für Störungen durch technische Wechselströme. Dazu ist zu sagen, daß Wechselspannungen mit Frequenzen > 1 Hz relativ leicht durch Tiefpaßfilter zu beseitigen sind. Dagegen gibt es keine Möglichkeit, Gleichstromversetzungen zu eliminieren. Bisher konnten wir an etwa 20% aller Stationspunkte in Bayern Störungen dieser Art beobachten. Sie sind aber sehr leicht von den natürlichen Variationen zu unterscheiden und zum Glück nur selten (z. B. in Großstädten) so häufig und so kräftig, daß sie die Registrierung der natürlichen Signale unmöglich machen.

II. Lage der Meßpunkte, Vorzugsrichtungen

Mit wenigen Ausnahmen wurden die bisherigen Registrierstationen längs zweier Profile durch die bayerische Molasse und deren Randgebiete angeordnet:

Die Abb. 1 gibt eine Übersicht über die Meßorte (Mitte der Doppeldreiecke); gleichzeitig ist aus diesen Doppeldreiecken die Vorzugsrichtung der Erdströme (Definition siehe unten) und die mittlere Abweichung von dieser Richtung abzulesen. Man erkennt eine sprunghafte Veränderung der Vorzugsrichtung am Alpenrand, an der Donau östlich von Regensburg und in der Gegend von Augsburg. Im Kristallin der böhmischen Masse stehen die Vorzugsrichtungen etwa senkrecht auf der Grenze zwischen Kristallin und Sedimenten.

III. Durchführung der Messungen

Die Messungen erfolgten gleichzeitig mit drei gleichartigen Apparaturen, von denen jeweils zwei als Wanderstationen und eine als ortsfeste Basisstation dienten. Die Basis für das (östliche) Profil I war Falkenstein (NE von Regensburg, im Kristallin), für Profil II Gablingen (NW von Augsburg). Profil I wurde in den Jahren 1963 und 1964 vermessen; der Papiervorschub betrug meist 8 cm/h, die Meßstrecke war 200 m lang. Die Messungen auf Profil II wurden 1965 begonnen und sind noch nicht abgeschlossen; der Papiervorschub betrug bisher 36 cm/h, die Meßstrecke hat eine Länge von 50 m. — Von beiden Profilen sind bisher insgesamt etwa 200 Filme vorhanden.

IV. Auswertung

Die Hauptziele der Auswertung waren hier die Bestimmung der Vorzugsrichtungen und der räumlichen Variation der Intensität des E-Feldes. Die Registrierungen selbst erbrachten schon häufig augenfällige Unterschiede sowohl der Richtung als auch der

VARIATIONEN DES NATÜRLICHEN ERDELEKTRISCHEN FELDES AM 21.IX.1965

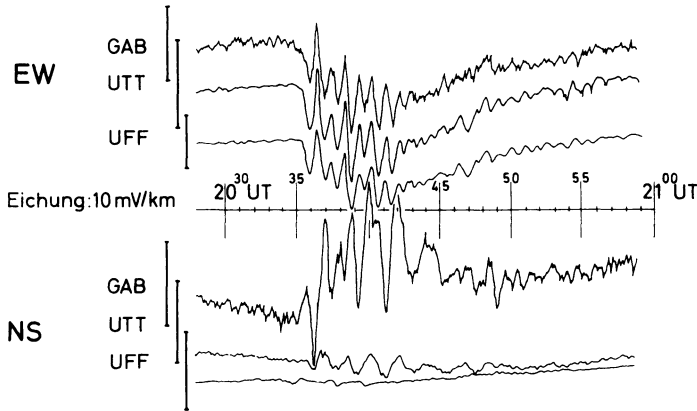


Abb. 2: Registrierbeispiel von den Meßorten Gablingen (bei Augsburg), Utting (Ammersee) und Uffing (Staffelsee) mit deutlicher Abnahme der Intensität der ganz kurzperiodischen Variationen von N nach S.

Intensität des E-Feldes, das gleichzeitig an drei Stationen registriert wurde. Die Abb. 2 zeigt (besonders in der NS-Komponente) ein Beispiel dafür.

Die Meßorte sind Gablingen (GAB) bei Augsburg, Utting (UTT) am Ammersee und Uffing (UFF) am Staffelsee. Die ganz kurzperiodischen Variationen verschwinden nach S zu allmählich; hier macht sich die Dämpfung durch die bis auf vier bis fünf Kilometer Mächtigkeit anwachsende gutleitende Deckschicht deutlich bemerkbar.

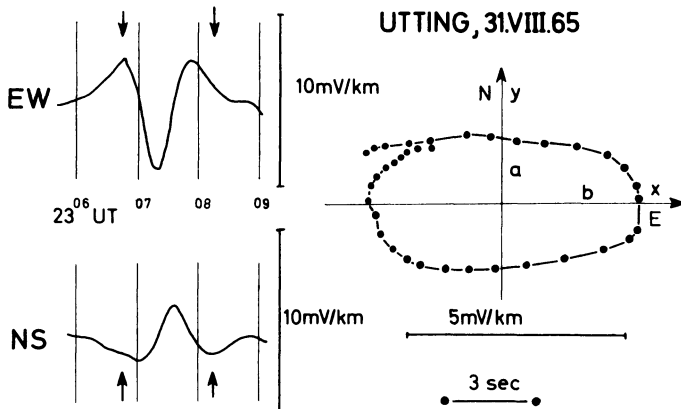


Abb. 3: Ein Registrierbeispiel mit zugehörigem Vektordiagramm; die elliptische Polarisation ist nicht immer so deutlich.

Die im folgenden beschriebene Auswertung wurde nur für die Registrierungen von Profil II verwendet; für Profil I wurden zum Teil einfachere, größere Methoden benutzt.

Zu Beginn der Auswertung war es immer nützlich, einige der in zwei zueinander senkrechten Komponenten registrierten Variationen als Vektordiagramme darzustellen. Aus diesen konnten wir u. a. entnehmen, daß die meisten Variationen elliptisch polarisiert sind, d. h. die Spitze des Vektors des elektrischen (und bekanntlich auch des magnetischen) Feldes beschreibt während einer Schwingung etwa eine Ellipse, wie z. B. in Abb. 3 für die Schwingungsdauer $T = 75$ sec, registriert an der Station Utting.

Ein Vergleich solcher elliptischer Schwingungen, z. B. in bezug auf ihren Energieinhalt, erfordert einen koordinatenunabhängigen, charakteristischen Meßwert:

1. Effektive Amplitude

Auf dem Oszillogramm (Film) wird eine harmonische Variation in zwei orthogonalen Komponenten x und y in der Form $x = a \cos \omega t$, $y = b \cos (\omega t - \delta)$ aufgezeichnet. Ihr Vektordiagramm ergibt eine Ellipse (z. B. Abb. 3). Der Vektor vom Ellipsenmittelpunkt zu einem Punkt auf der Ellipse beschreibt die momentane Größe und Richtung des Feldes; das Quadrat seines Betrages ist proportional der momentanen Energiedichte. Die mittlere Energiedichte W_m bzw. das Quadrat der mittleren Amplitude A über einen vollen Umlauf erhält man durch Integration über die Schwingungsdauer T :

$$W_m \sim A^2 = \frac{1}{T} \int_0^T (x^2 + y^2) dt = \frac{1}{T} \int_0^T [a^2 \cos^2 \omega t + b^2 \cos^2 (\omega t - \delta)] dt$$

Daraus folgt:

$$A^2 = 1/2(a^2 + b^2).$$

Dies ist insofern ein wichtiges Ergebnis, als es besagt, daß man den zeitlichen Mittelwert der Amplitude einer elliptisch polarisierten Schwingung aus den Quadraten der Maximalausschläge in zwei beliebigen orthogonalen Richtungen erhält. Die Phasenverschiebung δ zwischen den Variationen in x - und y -Richtung, die mitbestimmend für die Lage der Ellipse in bezug auf das Meßkoordinatensystem x, y ist, tritt im Ergebnis nicht auf und braucht daher bei der Auswertung mit dem Ziel von Amplitudenvergleichen nicht berücksichtigt zu werden.

In Analogie zu Bezeichnungen in der Theorie der Wechselströme wird der zeitliche Mittelwert A der Amplitude einer elliptisch polarisierten Schwingung nunmehr „effektive Amplitude“ genannt. — Es liegen Anhaltspunkte vor, daß die Proportionalität zwischen effektiver Amplitude und dem Wert $\sqrt{a^2 + b^2}$ auch für eine ganze Reihe anderer Schwingungsvorgänge (z. B. mit Dämpfung) erfüllt ist.

Bei vielen Anwendungen der CAGNIARDSchen Methode der Magnetotellurik ergab sich, daß der scheinbare spezifische Widerstand ϱ_s in zwei orthogonalen Meßrichtungen (z. B. NS und EW) verschiedene Werte hatte. Dies bedeutet, daß die CAGNIARDSche Voraussetzung eines homogen-geschichteten Untergrundes nicht erfüllt ist. In diesem Fall und in Verbindung mit elliptischer Polarisierung der magnetischen und elektrischen Schwingungen sind die Werte $\varrho_{s, NS}$ und $\varrho_{s, EW}$ von der zufälligen Lage der Ellipsen zu den Meßrichtungen abhängig; ihr Informationsgehalt ist daher gering. Bildet man jedoch den scheinbaren spezifischen Widerstand aus dem Quadrat der effektiven Amplituden von E und H , also nach

$$\varrho_s = 0,2 T \cdot \frac{E_x^2 + E_y^2}{H_x^2 + H_y^2}$$

so erhält man einen vom Koordinatensystem unabhängigen Wert, der für die weitere Auswertung nach CAGNIARD geeigneter erscheint. Die so gewonnenen Einzelwerte für ϱ_s dürften auch weniger streuen, als es bisher bei $\varrho_{s, NS}$ und $\varrho_{s, EW}$ beobachtet wurde, was allerdings noch der Überprüfung bedarf.

2. Ergebnisse der bisherigen Auswertung

Die in Abb. 2 eingetragenen Vorzugsrichtungen sind die Mittelwerte der Richtungen der großen Achsen von elliptischen Schwingungen mit Perioden > 20 sec; es genügt im allgemeinen, die Richtungen der Achsen nach Augenmaß aus Vektordiagrammen zu entnehmen. Die Streuung der Richtung ist im Meßgebiet gering, meist weniger als ± 10 Grad.

Der Amplitudenvergleich zwischen den effektiven Amplituden derselben Variation an Basis und Wanderstation sollte Aufschluß über die räumliche Verteilung der In-

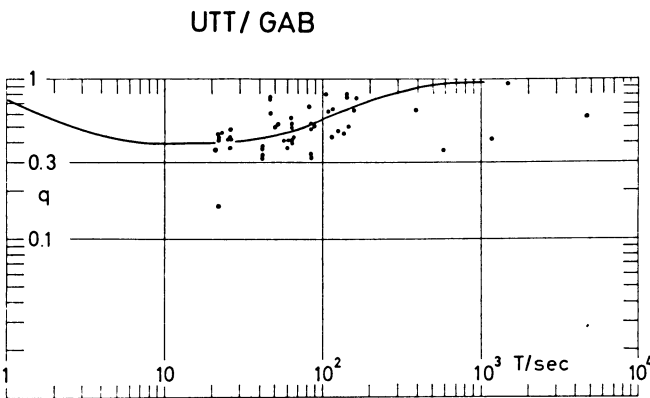


Abb. 4: Die Periodenabhängigkeit des Amplitudenverhältnisses q zwischen Utting und der Basisstation Gablingen. Die eingetragene Kurve ist für ein Mächtigkeitsverhältnis der Deckschicht von 3,16:1 berechnet.

tensität des E-Feldes im Meßgebiet erbringen. Wie die Abb. 4 (für die Station UTT bezogen auf GAB) als Beispiel zeigt, wurden die Amplitudenverhältnisse $q = E_W/E_B$ gegen die Periode T der Variationen aufgetragen¹⁾. Man erkennt eine Abnahme von q für kürzere Perioden. Aus solchen Darstellungen für alle Wanderstationen wurden für bestimmte Perioden Mittelwerte \bar{q} des Amplitudenverhältnisses entnommen und über den beiden Profilen aufgetragen (Abb. 5 und 6).

¹⁾ Erklärung der eingezeichneten Kurve siehe unten.

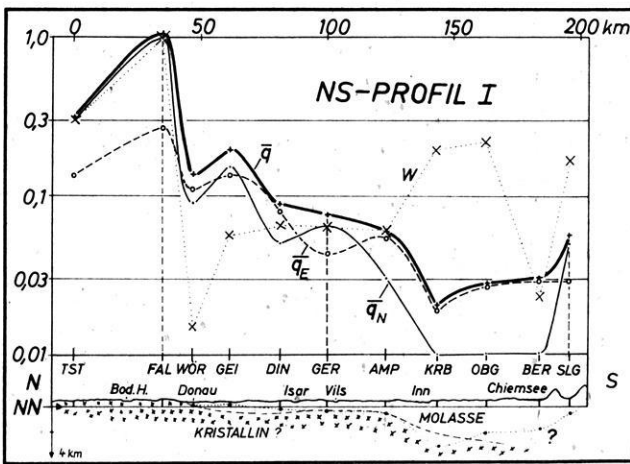


Abb. 5

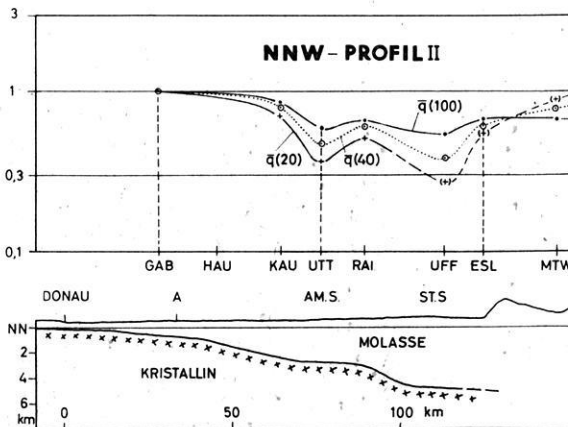


Abb. 6

Abb. 5 und 6: Die Mittelwerte \bar{q} der Amplitudenverhältnisse sind über den zugehörigen Profilstationen aufgetragen. Die punktierte Linie w (in Abb. 5) verbindet die Werte des mittleren spezifischen Widerstands der oberen 100 m, bezogen auf FAL, miteinander. Im unteren Teil der beiden Abbildungen zeigt ein Schnitt längs der Profile das Oberflächenrelief sowie die vermutliche Kristallinoberkante.

Im unteren Teil der beiden Abbildungen ist die sedimentäre Bedeckung über dem kristallinen Grundgebirge (gestrichelte Kurve der Abb. 5) aufgrund von refraktionsseismischen Ergebnissen angegeben [C. PRODEHL, 1962]. Die punktierte Kurve in Abb. 5 unten wurde aus den Werten \bar{q} für einen Zweischichtenfall berechnet (siehe im folgenden). In Abb. 5 ist \bar{q} für die Periode $T = 100$ sec, in Abb. 6 für $T = 20, 40$ und 100 sec eingetragen. \bar{q}_E und \bar{q}_N in Abb. 5 sind die Amplitudenverhältnisse der EW- bzw. NS-Komponenten; die punktierte Kurve w zeigt den mittleren spezifischen Widerstand der obersten 100 Meter bezogen auf die Basis Falkenstein (FAL), gemessen mit der SCHLUMBERGER-Methode.

Die Basisstation Gablingen (GAB) des Profils II ist etwa mit der Station Dingolfing (DIN) von Profil I vergleichbar, da die Sedimentmächtigkeit unter beiden Meßpunkten ungefähr gleich ist.

Beiden Profilen gemeinsam ist eine deutliche und fast systematische Abnahme der Feldintensität von N nach S bis etwa zum Alpenrand. Nimmt man an, daß sich der tiefere Untergrund (Kristallin und darunter) längs der Profile in bezug auf seine Leitfähigkeit nicht ändert, so muß eine Abnahme der Intensität des E-Feldes durch eine Zunahme der Mächtigkeit der gutleitenden Sedimentdecke bzw. durch eine Abnahme ihres mittleren spezifischen Widerstandes verursacht werden. Da es erwiesen ist, daß die Sedimentmächtigkeit von N nach S zunimmt, kann vermutet werden, daß die Feldintensität in diesem Gebiet weniger von der Leitfähigkeit, als von der Mächtigkeit der Deckschicht beherrscht wird — vorausgesetzt, daß der Unterschied der Leitfähigkeiten von Kristallin und Sediment stets groß bleibt. Andererseits ist der beobachtete Anstieg des Amplitudenverhältnisses q in den Kalkalpen einer starken Zunahme des mittleren spezifischen Widerstandes zuzuschreiben, da sichere Beweise für ein Ansteigen der Kristallinoberfläche in diesem Gebiet fehlen. — Die Fortsetzung der Beobachtungen auf Profil II in den Schwäbisch-Fränkischen Jura wird zur Klärung dieser Fragen weiter beitragen.

Zur Zeit sind darüber hinaus Untersuchungen im Gange, die Mächtigkeit und Leitfähigkeit quantitativ mit Hilfe der Periodenabhängigkeit des Amplitudenverhältnisses q zu erfassen. Die Grundlage dafür bildet eine Variante des CAGNIARDSchen Verfahrens, wobei das Verhältnis E/H an einem Meßpunkt durch das bereits definierte Amplitudenverhältnis $q = E_W/E_B$ zwischen zwei Meßpunkten ersetzt wird. Die Voraussetzungen entsprechen im wesentlichen denen CAGNIARDS; es wird jedoch zunächst mit einem schwach inhomogenen äußeren Magnetfeld gerechnet. An der Basisstation soll zumindest die Mächtigkeit der Deckschicht (z. B. durch eine Tiefbohrung) bekannt sein. Über das Verfahren wurde bereits an anderer Stelle ausführlicher berichtet (SENGPIEL, 1965). Es sei an dieser Stelle nur bemerkt, daß das Amplitudenverhältnis q , gemessen bei gleicher äußerer Anregung über einem homogenen Halbraum W (Wanderstation) und einem homogenen Halbraum B (Basisstation) der einfachen Beziehung

$$q = \frac{E_W}{E_B} = \sqrt{\frac{\rho_W}{\rho_B}}$$

genügt. Bestehen die Halbräume aus homogenen Schichten, so kann der spezifische Widerstand ϱ jeweils durch den scheinbaren spezifischen Widerstand ϱ_s ersetzt werden; in der Form $\varrho_s/\varrho_1 = f(\varrho_1 T/z_1^2)$ ($z_1 =$ Mächtigkeit der ersten Schicht) liegen Berechnungen von ϱ_s bereits für den Zwei-, Drei- und Vierschichtenfall vor (z. B. R. LATKA, 1965). Daraus kann ohne weiteres das Amplitudenverhältnis

$$q = \sqrt{\frac{\varrho_{sW}}{\varrho_{sB}}} = \sqrt{\frac{\varrho_{1W}}{\varrho_{1B}}} \cdot \sqrt{\frac{\varrho_{sW}/\varrho_{1W}}{\varrho_{sB}/\varrho_{1B}}}$$

in Abhängigkeit von den Parametern $\varrho_{1B}T/z_{1B}^2$ (an der Basisstation) berechnet werden. Um die Zahl der Parameter für Mehrschichtenfälle einzuschränken, ist es allerdings notwendig und wohl meist berechtigt, ab der zweiten Schicht den gleichen Aufbau des Untergrundes unter den beiden Vergleichsstationen vorauszusetzen. Eine so berechnete Kurve wurde in das $q = f(T)$ -Diagramm der Station UTT (Abb. 4) eingezeichnet. Sie wurde für ein Mächtigkeitsverhältnis der Deckschicht UTT/GAB von 3,16 : 1 bei gleichbleibender Leitfähigkeit erhalten und mittelt weitgehend die Punktwolke, die die erste grobe Auswertung ergab. Das durch Tiefbohrungen bekannte tatsächliche Verhältnis der Sedimentdicken unter beiden Meßpunkten ist etwa 2,8 : 1. Auch die bereits erwähnte punktierte Kurve im unteren Teil der Abb. 5 (berechnete Kurve) stimmt einigermaßen mit den Ergebnissen der Seismik überein.

Für die Magnetotellurik nach CAGNIARD allgemein ebenso wie für die eben beschriebene Variante ist eine Verfeinerung der Auswertungsmethoden von größter Wichtigkeit. Eine gewisse Auswahl der natürlichen Variationen, die Durchführung harmonischer Analysen oder statistischer Frequenzanalysen z. B. erscheint für eine erfolgreiche Anwendung der verschiedenen Verfahren unerlässlich.

Danksagung

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die Bereitstellung der Mittel für den Bau der Apparaturen und die Durchführung der umfangreichen Messungen. Ein besonderes Bedürfnis ist es mir ferner, meinem Lehrer, Herrn Prof. G. ANGENHEISTER, dem Initiator dieser Untersuchungen, für sein ständiges Interesse am Fortgang der Arbeiten sowie meinen drei Kommilitonen, den Herren A. BERKTOLD, S. GREINWALD und V. HAAK für ihre freundschaftliche Mitarbeit zu danken.

Literatur

- ANGENHEISTER, G., A. BERKTOLD und K.-P. SENGPIEL: Die zeitlichen Variationen des erd-elektrischen Feldes beobachtet längs eines NS-Profiles vom Kristallin des Bayerischen Waldes durch das Alpenvorland bis zum Nordrand der Alpen. Bayer. Akad. d. Wiss., math.-naturw. Klasse, Sonderdruck 7/65, 1965.
- CAGNIARD, L.: Basic theory of the magnetotelluric method of geophysical prospecting. Geophysics 18, S. 605—635, 1953.
- GREINWALD, S.: Die neue E-Feld-Apparatur des Instituts für Angewandte Geophysik München. Protokoll Symposium „Erdmagnetische Tiefensondierung“ in Goslar, 1965.
- LATKA, R.: Modellrechnungen zur Induktion im Erdinnern. Diplomarbeit am Institut für Angewandte Geophysik der Universität München, 1966.
- PRODEHL, C.: Die Kristallinoberfläche zwischen Donau und Inn, abgeleitet aus refraktions-seismischen Messungen. Diplomarbeit am Institut für Angewandte Geophysik der Universität München, 1962.
- SENGPIEL, K.-P.: Zur Deutung von Simultanregistrierungen des erdelektrischen Feldes an zwei Orten. Protokoll Symposium „Erdmagnetische Tiefensondierung“ in Goslar, 1965.

Modellrechnungen zur Induktion im elektrisch leitfähigen Untergrund

Von R. LATKA, München¹⁾

Zusammenfassung: a) Für 2-, 3- und 4-Schichtenmodelle wurde ein Atlas von Modellkurven zum CAGNIARDSchen Modell berechnet. b) Das Induktionsproblem für eine zweidimensionale Verteilung der Leitfähigkeit mit verschiedenen Zonen jeweils konstanter Leitfähigkeit wurde durch ein Iterationsverfahren numerisch gelöst. Es wird der Verlauf des elektrischen und des magnetischen Feldes längs Profilen an der Erdoberfläche für eine rechteckige Einlagerung in drei verschiedenen Teufen in Kurvenform vorgelegt.

Summary: a) A set of master curves for CAGNIARD's model has been calculated for 2-, 3- and 4-layer models. b) The induction problem has been numerically solved by means of an iteration process for two-dimensional areas with zones of different conductivities. The electric and the magnetic field along the earth's surface are plotted for a rectangular anomaly in three different depths.

a) Ein Kurvenatlas zum CAGNIARDSchen Modell

Zur Bestimmung der Leitfähigkeitsverteilung nach dem CAGNIARDSchen Verfahren [CAGNIARD 1953] wurde ein Kurvenatlas berechnet. Er umfaßt Kurven für das 2-, 3- und 4-Schichtenmodell mit folgenden Parameterwerten (die Größen sind im elektromagnetischen Maßsystem eingesetzt):

$$q_1 T / h_1^2 = 10 \text{ bis } 10^6$$

Schichten	2	3	4
q_2/q_1	$10^{-4} \text{ bis } 10^4$	$10^{-2} \text{ bis } 10^2$	$10^{-2} \text{ bis } 10^2$
h_2/h_1		$\frac{1}{\sqrt{10}} \text{ bis } 10 \sqrt{10}$	$\frac{1}{\sqrt{10}} \text{ bis } 10 \sqrt{10}$
q_3/q_1		$10^{-3} \text{ bis } 10^3$	$10^{-1} \text{ bis } 10^3$
h_3/h_1			$\frac{1}{\sqrt{10}} \text{ bis } 10 \sqrt{10}$
q_4/q_1			$10^{-2} \text{ bis } 10^1$

wobei T die Periode ist, q_i der spezifische Widerstand der i -ten Schicht und h_i deren Dicke. Die Parameter ändern sich in multiplikativen Schritten von 10 bei q_i/q_1 , $\sqrt{10}$ bei h_i/h_1 und $\sqrt[3]{10}$ bei $q_1 T / h_1^2$.

¹⁾ RAINER LATKA, Institut für Angewandte Geophysik der Universität München.

b) Numerische Rechnungen zur Induktion in zweidimensionalen Verteilungen der Leitfähigkeit

Mit Hilfe der bekannten Relaxationsmethode wird die Differentialgleichung für das Vektorpotential \vec{A}

$$\Delta \vec{A} = k^2 \vec{A} \quad \text{mit} \quad k^2 = 4\pi i\omega / \rho \quad (1)$$

auf einem zweidimensionalen Gebiet gelöst. Dazu wird $\Delta \vec{A}$ durch einen Differenzenausdruck angenähert. Der Einfachheit halber wird angenommen, daß das Vektorpotential \vec{A} nur eine Komponente A_y senkrecht zur betrachteten Ebene besitzt; wegen der Beziehungen $\vec{E} = -\delta \vec{A} / \delta t$ und $\vec{H} = \text{rot } \vec{A}$ besitzt dann \vec{E} nur eine Komponente E_y parallel zu \vec{A} während \vec{H} nur Komponenten H_x und H_z in der Ebene hat.

Setzt man den Ausdruck

$$\frac{A_y(x+h, z) + A_y(x-h, z) + A_y(x, z+h) + A_y(x, z-h) - 4A_y(x, z)}{h^2}$$

anstatt $\Delta \vec{A}$ in (1) ein, so erhält man

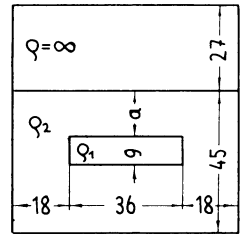
$$A_y(x, z) = \frac{A_y(x+h, z) + A_y(x-h, z) + A_y(x, z+h) + A_y(x, z-h)}{4 + h^2 k^2} \quad (2)$$

Diese Gleichung wird für einen Iterationsprozeß verwendet: Das betrachtete Gebiet wird mit einem Gitter mit quadratischen Maschen überdeckt. Ein verbesserter Wert von A_y in einem Punkt des Gitters wird dann durch Mittelung aus den Werten an den vier Nachbarnpunkten bestimmt. Dieses Iterationsverfahren konvergiert gegen die Lösung der Differenzgleichung. Bei hinreichend kleinen Gitterweiten h stellt diese Lösung eine gute Näherung an die der Differentialgleichung (1) dar.

Schwierigkeiten bereitet die Wahl vernünftiger Randbedingungen. Der untere Rand der verwendeten quadratischen Gebiete wurde als Grenze gegen eine Zone unendlicher Leitfähigkeit angenommen; damit verschwindet dort das Vektorpotential. Am oberen Rand wurde das Vektorpotential räumlich konstant gesetzt; das elektrische Feld ist dann dort ebenfalls konstant, während die Vertikalkomponente des Magnetfeldes verschwindet. Seitlich wurden die Randwerte anfangs nach dem CAGNIARDSchen Modell bestimmt. Dies kann jedoch nur erlaubt sein, wenn Störungen der Felder durch Leitfähigkeitsanomalien bis zum Rand hin weitgehend abgeklungen sind. Da dies bei den betrachteten Gebieten nicht der Fall war, wurde eine Randbedingung eingeführt, die einer spiegelbildlichen Wiederholung des Modells an den beiden Rändern entspricht.

Die Rechnungen wurden auf einer Anlage des Typs IBM 7090 durchgeführt. Zur Vereinfachung der Dateneingabe wurden dabei hinsichtlich der Geometrie der Leitfähigkeitsverteilungen einige hier nicht diskutierte Einschränkungen gemacht. Für Modelle mit Einlagerungen von rechteckigem, keilförmigem und kreisförmigem

Abb. 1: Rechteckige Einlagerung in verschiedenen Tiefen. Es werden die drei Fälle $a = 0$ (R1), $a = 12$ (R2) und $a = 24$ (R3) behandelt (alle Längenangaben in km). Der spezifische Widerstand der Einlagerung (ρ_1) beträgt $1 \Omega\text{m}$, der der Umgebung (ρ_2) $100 \Omega\text{m}$.



Querschnitt wurden das elektrische und das magnetische Feld sowie der scheinbare spezifische Widerstand an der Erdoberfläche für verschiedene Perioden berechnet. Der spezifische Widerstand der Einlagerung unterschied sich dabei von dem der Umgebung um den Faktor 0,1 oder 0,01.

Die Abbildungen zeigen die Ergebnisse für eine rechteckige Einlagerung in verschiedenen Teufen. Abb. 1 zeigt das verwendete Modell. Der spezifische Widerstand der Einlagerung (ρ_1) beträgt 10^{11} cgsE. ($1 \Omega\text{m}$), der der Umgebung (ρ_2) 10^{13} cgsE. ($100 \Omega\text{m}$). Es werden drei Fälle betrachtet: 1. die Oberkante der Einlagerung befindet sich direkt an der Erdoberfläche (bei den übrigen Zeichnungen mit R1 gekennzeichnet), 2. in $a = 12$ km Tiefe (R2), 3. in $a = 24$ km Tiefe (R3). Alle Modelle wurden für die Perioden 5, 50, 500 und 5000 s durchgerechnet. Die Ergebnisse wurden so normiert, daß die Horizontalkomponente des Magnetfelds am linken

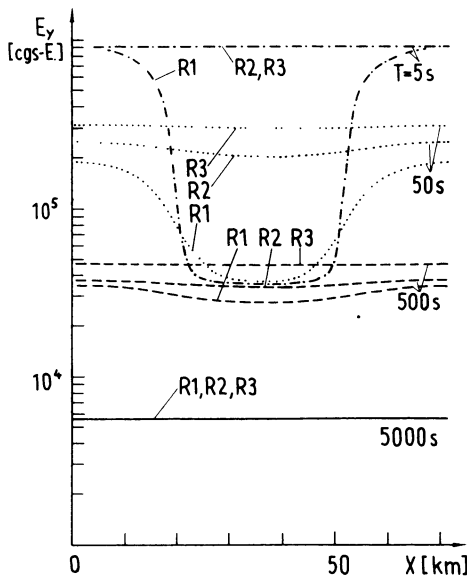


Abb. 2: Betrag der Horizontalkomponente E_y des elektrischen Felds an der Oberfläche bei verschiedenen Perioden für die in Abb. 1 dargestellten Modelle.

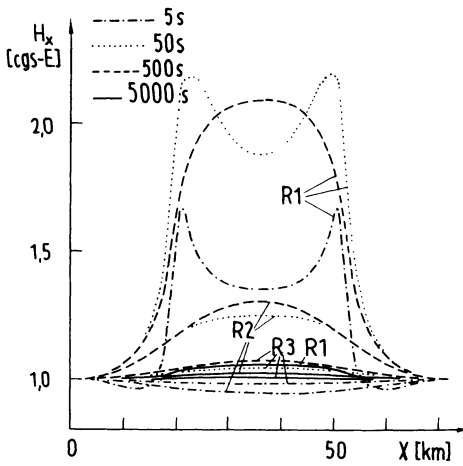


Abb. 3: Betrag der Horizontalkomponente H_x des magnetischen Felds für die in Abb. 1 dargestellten Modelle.

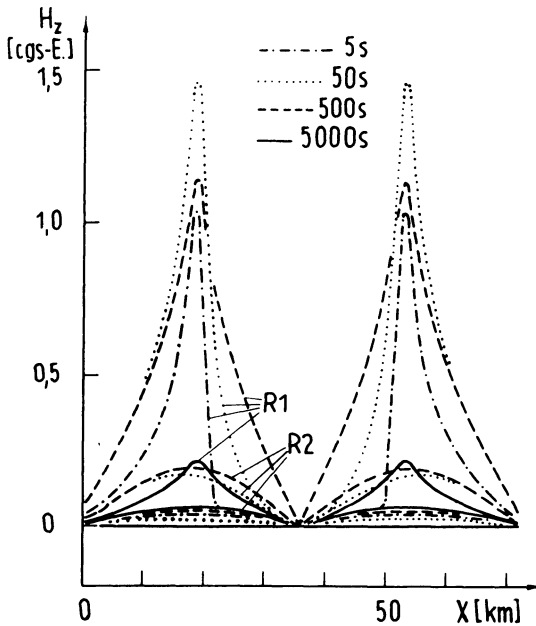


Abb. 4: Betrag der Vertikalkomponente H_z des magnetischen Felds für die in Abb. 1 dargestellten Modelle.

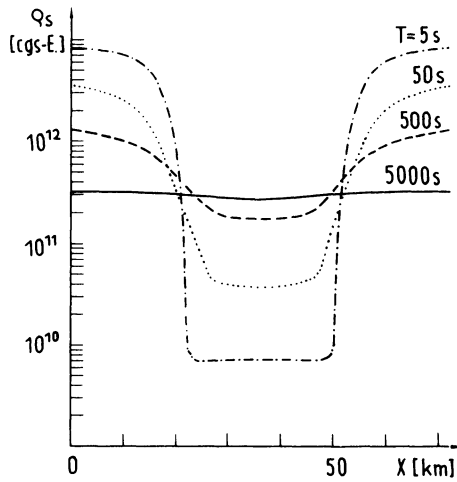


Abb. 5: Der scheinbare spezifische Widerstand Q_s an der Oberfläche bei verschiedenen Perioden T für das Modell R 1.

Rand des Gebiets den Wert 1 annimmt. Zur Rechnung wurde das Gebiet mit einem Gitter von 625 Punkten überdeckt. In den übrigen Abbildungen sind die maximalen Beträge (Amplituden) der Feldkomponenten dargestellt (d. h. ohne Berücksichtigung der zeitlichen Phasendifferenzen zwischen den verschiedenen Orten).

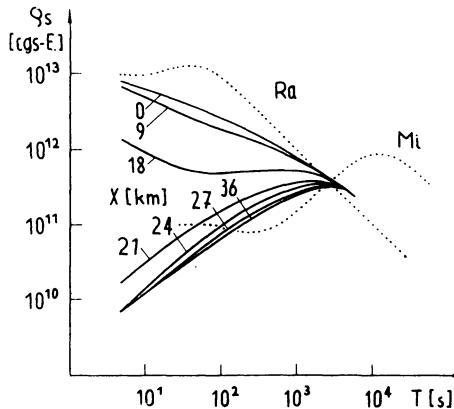


Abb. 6: Abhängigkeit des scheinbaren spezifischen Widerstands Q_s von der Periode T an verschiedenen Punkten der Oberfläche für das Modell R 1. Scharparameter ist der Abstand X vom linken Rand des Gebiets. Die beiden punktierten Kurven geben den Verlauf von Q_s wieder, wie man ihn nach dem CAGNIARDSchen Modell am Rand des Gebiets (Ra) bzw. über der Mitte der Einlagerung (Mi) berechnen würde, falls die Bedingungen des CAGNIARDSchen Modells in diesen beiden Punkten jeweils erfüllt wären.

Abb. 5 zeigt den Verlauf des scheinbaren Widerstands ϱ_s an der Oberfläche für das Modell R 1. ϱ_s wurde dabei nach der Formel

$$\varrho_s = 2 T |E_y/H_x|^2$$

berechnet. Über der Einlagerung selbst verlaufen die Kurven nahezu horizontal. Dies könnte zu der Hoffnung Anlaß geben, daß in diesem Bereich die Interpretation der Kurven nach der CAGNIARDSchen Methode möglich ist. Leider ist dies nicht der Fall, wie aus Abb. 6 zu erkennen ist. In dieser ist ϱ_s über der Periode T aufgetragen. Die punktierten Kurven Ra und Mi zeigen den Verlauf, den man nach dem CAGNIARDSchen Modell für die Leitfähigkeitsverteilung am Rand bzw. in der Mitte des Gebiets erwarten würde, falls die Voraussetzungen des CAGNIARDSchen Verfahrens dort erfüllt wären (horizontal unendlich ausgedehnte Schichten). Die Kurven für den Bereich über der Einlagerung weichen aber wesentlich von der Kurve Mi ab.

Danksagung

Herrn Prof. Dr. G. ANGENHEISTER möchte ich meinen Dank aussprechen für die Anregung zu dieser Arbeit und für das stetige Interesse an ihrem Fortgang. Die Deutsche Forschungsgemeinschaft machte die Durchführung der Arbeit durch Bereitstellung von Mitteln zur Finanzierung der Rechenzeit möglich. Mein Dank gebührt auch den Herren Dr. VON CONSRUCH und Dipl. Geophys. SENGPIEL für wertvolle Hinweise.

Literatur

CAGNIARD, L.: Basic theory of the magnetotelluric method of geophysical prospecting, Geophysics, v. 18, pp. 605—635 (1953).

Geoelektrische Probleme der elektrischen Bodenverfestigung

Von V. FRITSCH, Wien¹⁾

Zusammenfassung: Die geoelektrische Bodenverfestigung beruht auf dem Entzug des in den Hohlräumen des Untergrundes befindlichen Wassers und auf der Umwandlung quellfähiger Minerale in nicht quellfähige. Zu diesem Zweck werden in den zu verfestigenden Untergrund Aluminiumstäbe, bzw. Stahlstäbe mit Aluminiumummantelung als Anode eingerammt. Die nicht quellfähige Zone entsteht dann in der Umgebung dieser Anodenstäbe, während das Wasser zur Kathode fließt und dort abgesaugt werden kann. Ein größeres Versuchsmaterial hat nun gezeigt, daß der Verfestigungsvorgang wesentlich von der richtigen Wahl der Stromstärke abhängig ist. Vor allem ist es notwendig, die Stromstärke während der Verfestigung so zu dosieren, daß ein zu starker Wasserentzug in der Umgebung der Anode und dadurch ein zu starker Widerstandsanstieg in diesem Bereich vermieden wird.

Summary: In this paper some investigations of consolidation of subsoil are described. An iron bar with aluminium cover was used as anode. The influence of the intensity of current and the duration of consolidation upon the process of consolidation was investigated.

Die elektrische Bodenverfestigung basiert auf zwei verschiedenen Grundlagen, auf der elektroosmotischen Entwässerung und auf der elektrochemischen Umwandlung quellfähiger Substanzen in nicht quellfähige.

Die Entwässerung durch Elektroosmose geht auf Untersuchungen zurück, die bereits HELMHOLTZ vor fast 90 Jahren durchgeführt hat und auch die chemischen Verfahren reichen über drei Jahrzehnte zurück. Trotzdem haben sich die Methoden bisher nicht in jenem Maße durchgesetzt, wie es technisch wünschenswert wäre.

Die Gründe sind etwas kompliziert: Bei der Entwässerung wird in der Umgebung des zur Wasserentnahme dienenden Bohrloches im Untergrund ein elektrisches Feld künstlich erzeugt. Wenn das Rohr im Bohrloch Kathode ist, dann wird das Grundwasser mit der Geschwindigkeit v' zur Kathode hin bewegt. Es ist allgemein

$$v' = K' \frac{U'}{l} \quad (1)$$

mit dem „elektroosmotischen“ K -Wert K' und dem Spannungsgradienten $U' l^{-1}$. Diese Geschwindigkeit überlagert sich dann jener, die durch den hydrostatischen Druck h'' bedingt ist und gemäß dem bekannten Gesetz von DARCY zu berechnen ist.

$$v'' = K'' \frac{h''}{l}. \quad (2)$$

¹⁾ Prof. Dr. VOLKER FRITSCH, Versuchsanstalt für Geoelektrik und Blitzschutz, Wien, Arsenal.

Die beiden Gleichungen zeigen einen ganz analogen Aufbau. Dem hydrostatischen Druck überlagert sich im elektrischen Feld ein elektroosmotischer, der auch dann noch eine Entwässerung ermöglicht, wenn der mechanisch wirksame Druck allein diese nicht mehr gestattet. Die Gl. (1) zeigt, daß die Entwässerung linear mit dem Potentialgradienten ansteigt. Es ist deshalb der spezifische Widerstand des Bodens in der Umgebung des Bohrloches von ausschlaggebender Bedeutung. Damit wird das Problem auch zu einem geoelektrischen. Die Verteilung der Wassergeschwindigkeit in der Umgebung des Bohrloches ist durch die geoelektrische Struktur des Bodens in diesem Gebiet weitgehend mitbestimmt.

Die Entwässerung des Bodens kann aber noch nicht eine dauernde Stabilisierung bedingen. Vielmehr wird mit der Zeit wieder Wasser in den Boden von außen her eindringen. Eine dauernde Stabilisierung setzt voraus, daß neben der Entwässerung auch eine Umwandlung der quellfähigen Substanzen in nicht quellfähige erfolgt. Zu diesem Zweck werden in den zu verfestigenden Untergrund Aluminiumstäbe gesteckt, die dann die Anode bilden. In der Umgebung des Stabes werden dann die quellfähigen Substanzen in nicht quellfähige Aluminiumverbindungen umgewandelt. Durch abwechselnde Behandlung nach den beiden Verfahren entstehen daher entwässerte und gleichzeitig dauernd stabilisierte Zonen im Untergrund. Die theoretischen Verhältnisse sind weitgehend geklärt. [Vgl. CASAGRANDE 1939, FRITSCH 1954, SCHAAD 1958, STEINFELD 1951.] Trotzdem bietet ihre praktische Anwendung bedeutende Schwierigkeiten, auf die insbesondere K. KEIL [1951] hingewiesen hat. Die elektrochemische Umwandlung bedingt eine hohe Stromdichte in der Umgebung der Anode. Durch die Entwässerung wird aber der spezifische Widerstand dieser Zone vergrößert und damit fällt die Stromstärke. Aber auch dann, wenn nicht zusätzlich entwässert wird, entsteht infolge der starken Erwärmung in der Umgebung der Aluminiumstäbe eine ausgetrocknete Zone, die einen starken Abfall des Stromes bedingt. Nach einer gewissen

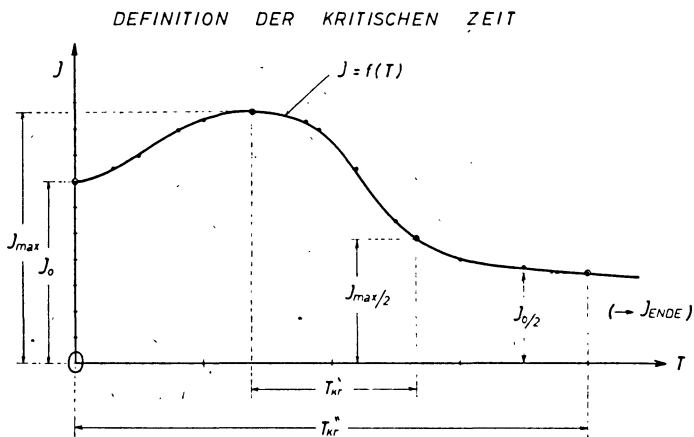


Abb. 1: Definition der kritischen Zeit.

Zeit, der sog. „kritischen“ Zeit fällt der Strom so stark ab, daß überhaupt keine nennenswerte weitere Verfestigungsarbeit geleistet wird. Dies bedeutet praktisch, daß um die Anode nur eine zylindrische Zone von relativ geringem Durchmesser entstehen kann.

In Abb. 1 sehen wir die Änderung der Stromstärke bei konstant angelegter Spannung, die durch die bereits besprochene Austrocknung der Umgebung des Anodenstabes bedingt wird. Wir können zwei verschiedene kritische Zeiten T'_{KR} und T''_{KR} definieren. In Abb. 2 sehen wir den Stromverlauf für einen aus 30% (Vol.) Lehm und 70% (Vol.) Sand bestehenden Untergrund bei verschiedener Durchfeuchtung (10...20...30%).

30% LEHM , 70% SAND

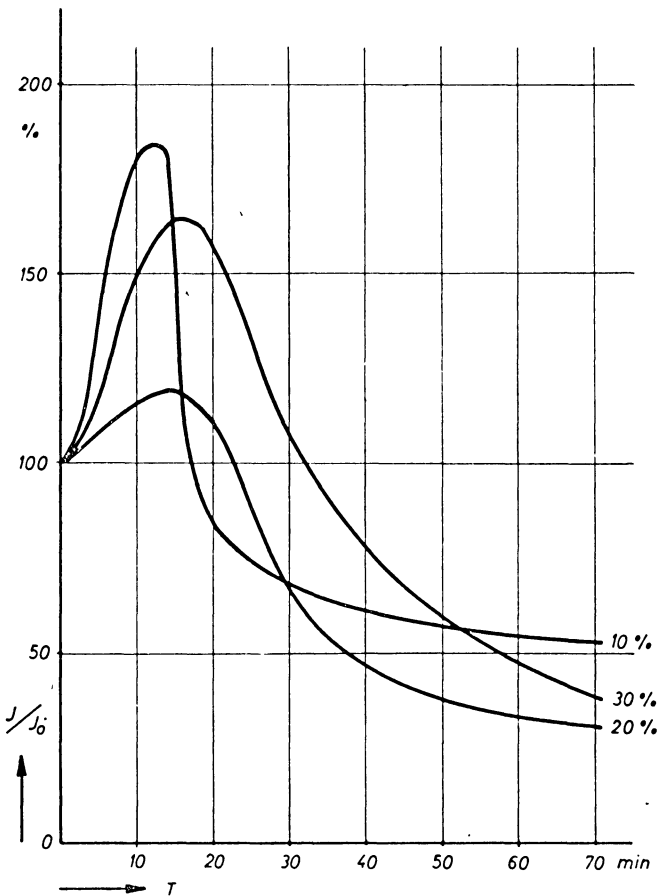
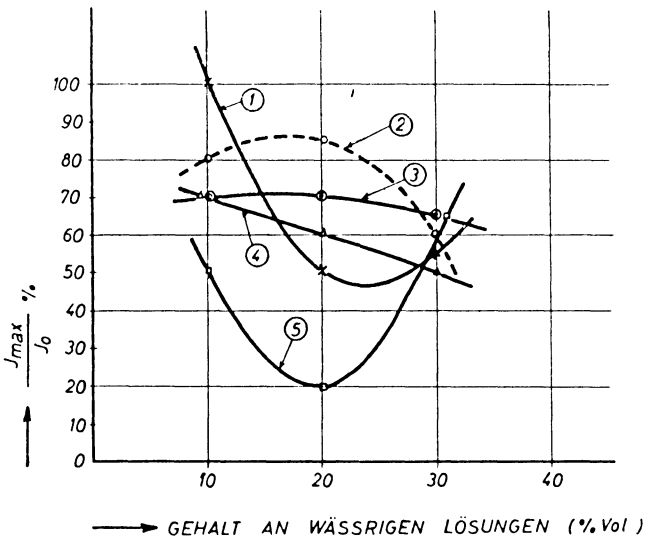


Abb. 2: Stromverlauf für verschiedene Böden.

Den Einfluß der Bodenzusammensetzung auf den Stromverlauf zeigt das Diagramm in Abb. 3.

Man sieht, daß dieser Einfluß nicht unbedeutend ist. Zu diesen elektrisch bedingten Schwierigkeiten treten noch mechanische: Aluminiumstäbe kann man aus mechanischen Gründen nicht sehr tief in den Boden einschlagen. Die verfestigten Zylinder im Untergrund werden also auf die oberen Schichten beschränkt bleiben. Der Anodenstab bildet aber später auch das mechanisch tragende Element des verfestigten Bodenzylinders. Daher soll er aus einem mechanisch festen und widerstandsfähigen Material bestehen und als solches kommt Aluminium kaum in Betracht, das obendrein ziemlich kostspielig ist.



- ① x—x REINER LEHM
- ② o---o 80% LEHM 20% SAND
- ③ ⊙—⊙ 60% LEHM 40% SAND
- ④ ▲—▲ 40% LEHM 60% SAND
- ⑤ ◻—◻ 20% LEHM 80% SAND

$$\frac{J_{max}}{J_0} \% \quad \text{BEI HÖHEREN STROMDICHTEN}$$

Abb. 3: Einfluß der Bodenzusammensetzung auf den Stromverlauf. Es bedeutet I_0 die Stromstärke zu Beginn des Versuches und I_{max} das beobachtete Strommaximum während des Versuches.

Da aber nach Ablauf einer gewissen Zeit keine nennenswerte Umsetzung des Aluminiums mehr stattfindet, so hat es wenig Sinn, Stäbe aus Aluminium zu verwenden, von denen dann nur eine dünne Schichte abgetragen wird. Der Verfasser hat daher die Anwendung von Stahlstäben mit einem relativ dünnen Aluminiumüberzug vorgeschlagen. Nach Ablauf der Verfestigungsarbeit bleibt dann der Stahlstab erhalten und dieser wird nun über die Verfestigungsschichte in guten mechanischen Kontakt mit dem zu verfestigenden Boden gebracht. Es entsteht um den Stahlstab ein Zylinder verfestigten Bodens, dessen mechanisch tragendes Element der Stahlstab ist. Man erreicht also ungefähr das gleiche, wenn man Betonpfähle von entsprechend größerem Durchmesser in den Untergrund einsenken würde. Schwierigkeiten bereitet die Herstellung des Aluminiumüberzuges, die aber durch Entwicklungsarbeiten von DEHN überwunden wurden. Stäbe dieser Art können ziemlich tief in den Boden eingeschlagen werden. In Tafel 1 sind einige Meßergebnisse zusammengestellt, die mit solchen Stäben erzielt wurden. Zu diesem Zweck wurden Bohrlöcher niedergebracht und dann mit dem in der Tabelle angegebenen Material verfüllt. Dann wurden die Stäbe eingesteckt und die Verfüllung eingestampft. Die Stäbe wurden dann mit einem Flaschenzug gezogen. In der Tabelle sind die gemessenen Lösekräfte vor und nach der elektrischen Behandlung eingetragen. Es wurde die Lösekraft bestimmt, die notwendig ist, um den Stab zunächst in Bewegung zu setzen und dann jene, die zum weiteren Ziehen des bereits gelösten

Tafel 1:

Boden	Länge der Stab- elektrode	Maximale Strom- stärke	Arbeit	Lösekraft zu Beginn		Lösekraft laufend	
				vor	nach	vor	nach
				Behandlung		Behandlung	
—	(m)	(A)	kWh	(kp)	(kp)	(kp)	(kp)
Reiner Lehm, eingestampft, teilweise im Grundwasser	3,0	19,5	4,5	500	1000	200	500—1000
35% Lehm + 35% Sand + 30% Wasser	3,0	15,0	4,7	180	420	100—150	250
67% Lehm + 16,5% Sand + 16,5% Wasser	3,0	19,6	5,1	40	240	30	150
57% Sand + 28,5% Ton + 14,5% Wasser	3,0	17,5	2,6	90	300	50	170
67% Sand + 16,5% Lehm + 16,5% Wasser	3,0	14,5	2,6	50	330	30	220

Stabes notwendig ist. Die Angaben in der Tabelle zeigen, daß durch die elektrische Behandlung die Werte durchwegs um ein Vielfaches erhöht werden.

Wie bereits erwähnt, überlagern sich bei der chemischen Bodenverfestigung zwei Vorgänge, nämlich die Umwandlung des Bodens in der Umgebung der Anode und die Entwässerung in unmittelbarer Nähe der Anode. Bei der praktischen Anwendung des Verfahrens wird man darauf Bedacht nehmen müssen, insbesondere die Wasserbewegung unter Kontrolle zu halten. Wird nämlich die Entwässerung zu hoch getrieben, dann entwickeln sich in der Umgebung der Elektroden sofort sehr schlechtleitende Schichten, die ein rasches Absinken des Stromes bedingen. Die kritische Zeit wird also sehr stark herabgesetzt und nach Ablauf einer gewissen Zeit kann dann überhaupt keine Verfestigungsarbeit mehr geleistet werden. Legt man diese Elektroden frei, so sieht man, daß in ihrer unmittelbaren Umgebung meist in einem Abstand, der nicht größer als 5 cm ist, zwar ein verhältnismäßig harter Zylinder entstanden ist, in größerem Abstand aber die Bodenverhältnisse kaum beeinflußt worden sind. Unsere Aufgabe aber muß es sein, den Verfestigungsvorgang so zu lenken, daß die Verfestigungsarbeit weit hinaus wirksam wird.

Tafel 2:

Zusammensetzung der Probe		Wasserzugabe	Elektrische Arbeit	$\frac{\Delta p/p_0}{Wh}$
Lehm	Sand			
% Vol.	% Vol.	% Vol.	Wh pro 1 m Staberder	—
100	—	10	349	1,03
		10	37	4,46
		20	492	0,80
		30	590	0,57
80	20	10	38	2,99
		10	407	0,79
		20	633	0,62
60	40	10	579	2,94
		10	417	0,97
		20	579	0,70
		30	662	0,63
40	60	10	36	2,81
		10	450	0,87
		20	555	0,73
		30	744	0,73
30	70	10	61	1,08 ¹⁾
		10	462	1,09 ²⁾
		20	442	1,11
		30	520	0,84

1) Strombelastung unter 3 A pro m Länge.

2) Strombelastung über 3 A pro m Länge.

Es ist daher gerade den hydrographischen Problemen während der Verfestigung besondere Aufmerksamkeit zuzuwenden. Um die mechanischen Verhältnisse zu studieren, wurde in einen Metallzylinder von 10 cm Durchmesser die betreffende Probe gut eingestampft und dann wurde in der Achse der mit Aluminium überzogene Stab eingesteckt. Es wurde dann die Kraft bestimmt, die notwendig ist, um diesen herauszuziehen, und zwar zunächst zu Beginn der Messung (p_0) und dann nach Schluß der elektrischen Behandlung ($p_0 + \Delta p$).

In Tafel 2 sind eine Reihe gemessener Werte für verschiedene Böden angegeben. In der letzten Spalte ist das Verhältnis $\Delta p : p_0$ in Abhängigkeit von der geleisteten elektrischen Arbeit, die wieder in Wh pro Meter Elektrodenlänge angegeben ist, dargestellt. Je größer diese Ziffer ist, desto günstiger ist vom wirtschaftlichen Standpunkt aus das Resultat.

Man sieht, daß man meist mit geringerer geleisteter Arbeit sogar wirtschaftlich günstigere Ergebnisse erreichen kann, als bei sehr hohen. Dies ist darauf zurückzuführen, daß bei geringeren Anfangsstromstärken die Entwässerung in der Umgebung der Anode nicht so rasch fortschreitet, wie bei hohen. Dadurch wird verhindert, daß kurze Zeit nach Beginn der Behandlung sich um die Anode die erwähnten schlechtleitenden Schichten bilden, durch die die Stromstärke stark herabgesetzt wird. Durch richtige Dosierung des Stromes ist also dafür zu sorgen, daß die Behandlung bei nur wenig abfallender Stromstärke möglichst lange durchgeführt werden kann.

Zusammenfassung

1. Für die Zwecke der elektrischen Bodenverfestigung ist es vorteilhaft, an Stelle der Aluminiumstäbe Stahlstäbe zu verwenden, die mit einem dünnen Aluminiumbelag versehen sind, der während der Behandlungsdauer abgetragen wird. Als mechanisch tragendes Element der verfestigten Säule bleibt dann der Stahlstab, der fester und widerstandsfähiger ist als ein Aluminiumstab.
2. Während der Verfestigung ist es notwendig, die Stromstärke dauernd zu dosieren, daß der Austrocknungsvorgang in der Umgebung des Anodenstabes nicht zu rasch fortschreitet und eine möglichst lange Behandlung bei nur schwach abfallender Stromstärke ermöglicht wird.

Literatur

- CASAGRANDE, L.: Die elektrochemische Bodenverfestigung. Bautechnik 17, 228, 1939.
- FRITSCH, V.: Probleme der geoelektrischen Bodenverfestigung. Geofisica pure e applicata 28, 149, 1954.
- KEIL, K.: Ingenieurgeologie und Geotechnik. Verlag Wilhelm Knapp, Halle (S), 1951.
- SCHAAD, W.: Praktische Anwendung der Elektrosmose im Gebiete des Grundbaues. Bautechnik 35, 420, 1958.
- STEINFELD, K.: Die Entwässerung von Feinböden. Bautechnik 28, 269, 1951.

Untersuchungen über elektrische und hydraulische Eigenschaften poröser Gesteine

Von J. R. SCHOPPER, Clausthal¹⁾

Zusammenfassung: Der Zusammenhang zwischen Formationsfaktor, Porosität und Permeabilität ist für die quantitative Auswertung von elektrischen Bohrlochmessungen für Zwecke der Erdölförderung von großer Bedeutung.

Die in der Praxis verwendeten empirischen Formeln (ARCHIE u. a., TIXIER) sind teils mit Unsicherheit behaftet, teils in der Anwendbarkeit beschränkt.

Zur theoretischen Klärung dieser Zusammenhänge muß man sich gesteinsphysikalischer Modellvorstellungen bedienen. Die bisherige Theorie auf Grund einfacher Kapillarmodelle (KOZENY-CARMAN, CORNELL-KATZ, WYLLIE-GARDNER u. ä.) führte nicht zu vollständig befriedigender Übereinstimmung mit der Erfahrung an natürlichen Ölfeldgesteinen.

Die Entwicklung dieser Modelle ging von einfachen Kapillaren aus und versuchte, durch sukzessive Steigerung der Kompliziertheit und damit des mathematischen Aufwandes, die Wirklichkeit sukzessiv zu approximieren. Ein weiteres Fortschreiten auf diesem Wege verspricht kaum noch weiteren Erfolg. Deshalb hat der Vortragende den genau entgegengesetzten Weg eingeschlagen. Ausgehend von natürlichen porösen Gestein hat er nur solche Vereinfachungen eingeführt, wie sie zur mathematischen Behandlung unbedingt erforderlich sind.

Das poröse Gestein wird als Netzwerk von Porenkanälen dargestellt. Jeder einzelne Zweigkanal hat einen elektrischen und einen hydraulischen Zweigwiderstand, der sich aus der Kanalgeometrie ergibt. Ferner läßt sich dem Netzwerk ein geeignet definierter elektrischer und hydraulischer Gesamtwiderstand zuordnen. Die geometrischen Parameter der einzelnen Zweigkanäle sind statistisch verteilt.

Das Produkt aus Formationsfaktor und Permeabilität läßt sich als Verhältnis des elektrischen und hydraulischen Gesamtwiderstands ausdrücken. Eine Netzwerkfunktion, die jedoch nicht explizit bekannt ist, verknüpft den elektrischen und hydraulischen Gesamtwiderstand mit der Gesamtheit der entsprechenden Zweigwiderstände. Als Lösung ergibt sich eine Formel, die das Produkt aus Formationsfaktor und Permeabilität ausdrückt durch statistische Parameter der Porengeometrie.

Ähnliche Formeln ergeben sich für das Produkt aus Formationsfaktor und Porosität sowie das Verhältnis von Permeabilität und Porosität.

Das Referat weist ferner auf theoretische Untersuchungen über Möglichkeiten hin, die eingehenden statistischen Parameter der Porengeometrie aus anderen makroskopisch meßbaren Größen zu berechnen.

Eine kurze Übersicht über die zur Überprüfung der Theorie durchgeführten experimentellen Untersuchungen, die verwendete Apparatur und erste experimentelle Ergebnisse schließt sich an.

¹⁾ Dr. J. R. SCHOPPER, Institut für Geophysik der Bergakademie Clausthal, Technische Hochschule, Adolf-Römer-Straße 2 A.

Summary: The relations among formation factor, porosity and permeability are very important for the quantitative analysis of electric logs for oil production purposes. The empirical formulas used in practice (ARCHIE etc., TIXIER) either contain some uncertainty or are quite limited in use.—For the theoretical investigation of those relations, petrophysical models must be used. Theories using simple capillary models (KOZENY-CARMAN, CORNELL-KATZ, WYLLIE-GARDNER etc.) did not lead to completely satisfying agreement with the experience with natural oil field rocks.—The development of these models went from very simple single capillaries to more and more complex capillary systems for a gradually better approximation of reality, thereby increasing more and more the mathematical effort. Further advance in this way will seemingly yield little gain compared to effort. Therefore, the author went just the opposite way. Starting with the natural porous rock, he introduced such simplifications only as absolutely necessary for mathematical treatment.—The porous rock is visualized as a network of pore channels. Each branch channel has an electric and a hydraulic branch resistance depending on the channel geometry. Furthermore, the network can be said to have an electric and a hydraulic bulk resistance, properly defined. The geometrical parameters of the branch channels are distributed statistically.—The product of formation factor and permeability can be expressed by the ratio of the electric and hydraulic bulk resistance. A multidimensional network function, although not known explicitly, relates the electric or hydraulic bulk resistance to the multitude of the electric or hydraulic branch resistances. For solution, a formula is obtained that expresses the product of formation factor and permeability by statistical distribution parameters of the pore geometry.—Similar formulas can be obtained for the product of formation factor and porosity and for the ratio of porosity and permeability.—The report further mentions theoretical possibilities for relating the introduced statistical parameters of the pore geometry to other macroscopically measurable magnitudes.—A short review of some experimental studies conducted for checking the theory, of the used apparatus and of some first results as well as a preview on further experiments planned completes the report.

Die hinreichend exakte quantitative Auswertung elektrischer Bohrlochmessungen hinsichtlich Porosität, absoluter Permeabilität, Wassersättigung und effektiver Permeabilitäten ist für die Erdölindustrie von außerordentlicher Bedeutung.

In der Praxis werden bisher empirische Formeln verwendet, die außer den aus der Messung ableitbaren Größen noch weitere unbekannt Parameter enthalten. Diese Parameter werden entweder durch Mittelung über Erfahrungswerte aus allen möglichen Formationen gewonnen oder von Fall zu Fall mehr oder weniger nach Augenmaß bestimmt. In beiden Fällen kommt eine nicht unerhebliche Ungenauigkeit oder Unsicherheit in die Auswertung hinein.

Grundlegende Untersuchungen über die Zusammenhänge zwischen Formationsfaktor, Porosität und Permeabilität sowie zwischen Sättigungsindex, Wassersättigung und effektiven Phasenpermeabilitäten, mit dem Ziel, die bisher noch bestehende Unsicherheit auszumerzen, sind deshalb sehr wichtig.

Solche grundlegenden Erkenntnisse sind jedoch nicht im Gelände zu gewinnen wegen der Vielzahl der eingehenden Parameter; man muß vielmehr versuchen, die gesuchten Zusammenhänge an Hand geeigneter Modellvorstellungen theoretisch abzuleiten und dann mit Hilfe von Modellversuchen im Laboratorium experimentell zu bestätigen.

Die Genauigkeit bei solchen Untersuchungen sollte erheblich über der von Feldmessungen liegen, damit die späteren Grundlagen einer exakten quantitativen Aus-

wertung von Feldmessungen nicht von vornherein mit dem gleichen oder etwa einem größeren Fehler behaftet sind als die Feldmessungen selbst.

Dieses Referat soll eine kurze Übersicht geben über solche Untersuchungen, die bisher unter Einphasenbedingungen durchgeführt wurden, die aber auch auf Mehrphasenverhältnisse erweitert werden können und sollen.

Makroskopisch betrachtet läßt sich der Zusammenhang zwischen Formationsfaktor, Permeabilität und Porosität durch folgende Formeln darstellen:

$$F = \frac{X}{\Phi} \quad (1)$$

$$K = \frac{\Phi}{T} \frac{a_{\text{eff}}}{8\pi} \quad (2)$$

$$FK = \frac{X}{T} \frac{a_{\text{eff}}}{8\pi} \quad (3)$$

F ist der Formationsfaktor, K die Permeabilität und Φ die Porosität. X und T sind die sogenannten Tortuositäten, und zwar X die elektrische Tortuosität und T die hydraulische Tortuosität. a_{eff} ist ein effektiver hydrodynamischer Querschnitt, der wie die Tortuositäten eine Materialkonstante des porösen Gesteins ist.

Aufgabe der modelltheoretischen Behandlung ist es, diese makroskopischen Materialkonstanten auf die Mikrostruktur des Porenraumes zurückzuführen und auf diesem Wege diese Größen miteinander in Beziehung zu setzen.

In der Literatur sind viele Versuche beschrieben, poröse Medien durch einfache Kapillarmodelle wie: einzelne Kapillaren, Kapillarenbündel, verschlungene Kapillaren usw. anzunähern. Trotz fortschreitender Opfer an Einfachheit und Übersichtlichkeit konnte auf diese Weise kein ausreichend gutes Modell entwickelt werden.

In der hier referierten Arbeit hat der Verfasser deshalb den genau entgegengesetzten Weg eingeschlagen und sich der Lösung nicht vom einfachsten, sondern vom kompliziertesten Fall her genähert. Er hat das poröse Medium als ein regelloses Netzwerk von Zweigkanälen angesetzt und durch die plausible Annahme einer statistischen Verteilung der geometrischen Parameter der einzelnen Zweigkanäle um einen jeweiligen Mittelwert einer statistischen Behandlung zugänglich gemacht.

Die strenge Rechnung ist jedoch recht langwierig. Um schneller zu ersten Ergebnissen zu kommen, wurde die Rechnung im ersten Durchgang nicht in vollster Allgemeinheit durchgeführt, sondern die allgemeine Lösung durch Betrachtung zweier extremer Spezialfälle eines Netzwerkes eingegrenzt (Abb. 1, s. S. 528). Diese beiden Spezialfälle sind das „Kettenmodell“, links im Bild, und das „Bündelmodell“, rechts im Bild, gezeichnet als elektrische Widerstandsnetzwerke.

Zur Lösung muß man einen geeignet definierten elektrischen und hydraulischen Gesamtwiderstand des Netzwerkes als Funktion aller Zweigwiderstände ansetzen, man muß weiter eine TAYLOREntwicklung um den Erwartungswert bis zur 2ten Ordnung

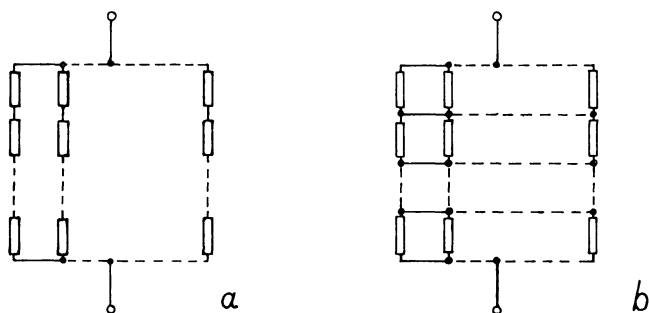


Abb. 1: Kettenmodell (links) und Bündelmodell (rechts).

vornehmen, man muß ferner die Zweigwiderstände durch die Kanalgeometrie ausdrücken, und man muß dann die Gesetze der Statistik anwenden. Auf diese Weise erhält man den folgenden Ausdruck:

$$FK = \frac{k_0 a_0}{8\pi} [1 - (2 - 3\varepsilon) s_{(a)}^2 - (1 - \varepsilon) s_{(k)}^2 - 2 s_{(ai)}^2 - s_{(ki)}^2] \quad (4)$$

Diese Gleichung zeigt den Zusammenhang zwischen Formationsfaktor und Permeabilität. Vor der eckigen Klammer steht der Erwartungswert des Kanalquerschnitts — a_0 — multipliziert mit dem Erwartungswert k_0 eines zur Verallgemeinerung des HAGEN-POISEUILLESchen Gesetzes eingeführten Querschnitts-Formfaktors.

Die Größen $s_{(a)}$ und $s_{(k)}$ sind die Variationskoeffizienten, d. h. die auf den Erwartungswert normierten Standardabweichungen für Querschnitt und Formfaktor, und zwar bezogen auf die Variationen *zwischen* den einzelnen Zweigkanälen. $s_{(ai)}$ und $s_{(ki)}$ sind die entsprechenden Größen bezogen auf die *internen* Variationen *innerhalb* der einzelnen Kanäle.

Die Größe ε ist ein Netzwerkfaktor; sie ergibt sich für das Kettenmodell zu 0, für das Bündelmodell zu 1 und liegt somit im allgemeinen Fall zwischen 0 und 1. Der genaue Wert ergäbe sich für jedes beliebige Netzwerk aus der strengen Rechnung.

Man erkennt, daß das Bindeglied zwischen Permeabilität und Formationsfaktor aus statistischen Größen des Porenraumes besteht, nämlich aus Erwartungswert und Variationskoeffizienten von Kanalquerschnitt und -querschnittsformfaktor.

Betrachtet man nun vernünftigerweise den vorher nur als Materialkonstante angesehenen effektiven hydrodynamischen Querschnitt als identisch mit dem Produkt $k_0 a_0$, d. h. dem formkorrigierten mittleren Kanalquerschnitt, so ist das Tortuositätsverhältnis X/T — wie Gleichung (5) zeigt — vor allem bestimmt durch die Variationskoeffizienten:

$$\frac{X}{T} = 1 - (2 - 3\varepsilon) s_{(a)}^2 - (1 - \varepsilon) s_{(k)}^2 - 2 s_{(ai)}^2 - s_{(ki)}^2 \quad (5)$$

Damit ist auch ein langjähriger Streit in der Literatur — nämlich, ob dieses Verhältnis gleich 1 oder ungleich 1 ist — dahingehend zu entscheiden, daß das Verhältnis für sehr gleichförmige Poren bei 1 liegt, für starke Streuung der Porengröße und Porenform dagegen ungleich 1 sein kann.

Durch ähnliche Rechnungen läßt sich auch der Zusammenhang zwischen Formationsfaktor und Porosität sowie zwischen Permeabilität und Porosität finden:

$$F\Phi = X = A^2 [1 - \varepsilon s_{(l)}^2 + (1 - \varepsilon) s_{(a)}^2 + s_{(ai)}^2] \quad (6)$$

$$\frac{\Phi}{K} \frac{\alpha_{\text{eff}}}{8\pi} = T = A^2 [1 - \varepsilon s_{(l)}^2 + (3 - 4\varepsilon) s_{(a)}^2 + (1 - \varepsilon) s_{(k)}^2 + 3 s_{(ai)}^2 + s_{(ki)}^2] \quad (7)$$

In diesen Gleichungen tritt außer den bereits bekannten Variationskoeffizienten noch der Variationskoeffizient der Kanallänge $s_{(l)}$ auf. Der Faktor .1 vor der eckigen Klammer ist wiederum eine Netzwerkkonstante und hat die Bedeutung eines reziproken mittleren Richtungscosinus, bezogen auf die makroskopische Strömungsrichtung.

Die hier gezeigten Gleichungen haben eine grundsätzliche theoretische Bedeutung: Sie führen die charakteristischen — und praktisch wichtigen — makroskopischen Materialkonstanten des porösen Gesteins auf statistische Parameter des mikroskopischen Porensystems zurück. — Allein, für die Praxis sind die Gleichungen in dieser Form *doch* noch nicht brauchbar. Denn dazu müssen diese statistischen Parameter erst noch wieder durch andere makroskopisch meßbare Größen ausgedrückt werden.

Im weiteren Verlauf des theoretischen Teiles der referierten Arbeit wurde — vorläufig näherungsweise — ein Anschluß an solche Größen wie Kapillarität, Kapillaritätsverteilung, Kapillarremanenz, Kapillarretention und die Strömungsdispersion an der Grenze zwischen mischbaren Flüssigkeiten hergestellt; aber darauf läßt sich hier der Kürze wegen nicht eingehen.

Nun seien noch einige Worte zum instrumentellen Teil und zum experimentellen Teil der Arbeit gesagt. Zur Untermauerung der theoretischen Resultate und eventuell zur sukzessiven Abtastung ihres Gültigkeitsbereiches sind Experimente an verschieden einfach aufgebauten porösen Medien nötig.

Im Rahmen der referierten Arbeit wurden vorerst eine Apparatur zur Untersuchung von Sandpackungen verschiedener Korngrößenzusammensetzungen entwickelt und aufgebaut und auch eine Reihe von Experimenten durchgeführt. Der wesentliche Gesichtspunkt bei der Entwicklung und dem Aufbau der Apparatur und bei der Durchführung der Experimente war der, daß alle die verschiedenen Messungen an jeweils *einer* Sandpackung unter gleichen Bedingungen durchgeführt werden können, und die Messungen selbst keine Veränderungen in den Sandpackungen hervorrufen.

Tab. 1 zeigt eine Liste der Meßgrößen. Die Porosität wurde durch das zur Sättigung nötige Wasservolumen gemessen, Kapillarität, Kapillaritätsverteilung und Kapillarremanenz mit einer speziellen Steighöhenmethode. Die Kapillarretention wurde aus dem beim Drainieren im Sand zurückbleibenden Wasservolumen bestimmt, der elektrische Widerstand durch Messung einer Potentialdifferenz bei konstantem Strom. Die Durchflußrate wurde bei konstantem Druck gemessen. Die Strömungsdispersion bei der Verdrängung von Frischwasser durch Salzwasser und umgekehrt wurde durch Registrierung der Leitfähigkeitsänderung an verschiedenen Stellen der Kolonne bestimmt.

Tabelle 1: Meßgrößen

<i>Porosität</i>	<i>Kapillarretention</i>
<i>Kapillarität</i>	<i>Elektrischer Widerstand</i>
<i>Kapillaritätsverteilung</i>	<i>Durchflußrate</i>
<i>Kapillarremanenz</i>	<i>Strömungsdispersion</i>

Der Sand wurde in Plexiglasrohren von 2 m Länge und 4 cm Durchmesser unter Vibrieren gepackt; das mußte sehr sorgfältig und sehr langsam geschehen, um Inhomogenitäten zu vermeiden; *eine* Füllung dauerte etwa 8 Stunden! Von diesen Sandkolonnen lassen sich 5 Stück simultan betreiben. Die Plexiglasrohre tragen über ihre Länge verteilt kleine Metallsonden zur Potentialmessung. Registrierung erfolgt auf einem umgebauten 12-Kurven-Punktendrucker unter Zwischenschaltung eines Röhrenvoltmeters. Eine automatische Heizanlage erhält eine konstante Temperatur innerhalb der Meßapparatur aufrecht; sie wird von einem Kontaktthermometer gesteuert.

Die Apparatur arbeitete zufriedenstellend, und die Messungen ließen sich mit genügender Genauigkeit durchführen. Die Ergebnisse der bisher durchgeführten Messungen stimmen bis auf die Kapillarretention gut mit den nach der Theorie erwarteten Werten überein.

Die bisherigen theoretischen und experimentellen Resultate stellen einen vielversprechenden *Anfang* dar. Auch in Zukunft sollen die theoretischen Untersuchungen und bisherigen Messungen weiter laufen. Im übrigen sollen Apparatur und Experimente auch auf künstlich verfestigte Sände und natürliche Gesteinsproben ausgedehnt werden. Fernziel ist die Anwendung auf Bohrlochmessungen.

Die hier referierte Arbeit wurde mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft bei Herrn Prof. Dr.-Ing. O. ROSENBACH am Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Mainz als Doktorarbeit durchgeführt. Herrn Prof. ROSENBACH wie der Deutschen Forschungsgemeinschaft möchte der Verfasser seinen tiefen Dank aussprechen.

Literatur

SCHOPPER, J. R.: Untersuchungen über Zusammenhänge zwischen elektrischen und hydraulischen Eigenschaften poröser Gesteine. Dissertation, Nat. Fakultät, Johannes-Gutenberg-Universität, Mainz 1964.

Druckabhängigkeit der magnetischen Bereichsstrukturen von natürlichem Magnetit¹⁾

Von H. SOFFEL und N. PETERSEN, München²⁾

Zusammenfassung: Es wurden Spannungsmuster, die auf mechanisch und auf elektrolytisch polierten Magnetitoberflächen auftreten, mit Mustern verglichen, die von anderen Autoren auf Fe-Si-Kristallen beobachtet werden konnten. Dabei wurde festgestellt, daß die Wände dieser spannungsbedingten Bereiche von Magnetit, wie die bereits bekannten von Fe-Si-Kristallen, zickzackförmig sind. Die von der mechanischen Politur verursachten Spannungen in der Oberfläche wurden berechnet. Es ergab sich ein Wert von $25 \text{ kp/mm}^2 = 2500 \text{ kp/cm}^2$. Ferner wurden die Bereiche auf 111-Flächen von natürlichen Magnetiteinkristallen auf ihre Abhängigkeit von axialem Druck in 211-Richtung hin untersucht. Es wurde gefunden, daß sich die Bereiche senkrecht zur Druckspannung orientieren, wenn die Spannungsenergie F_σ größer als die Kristallanisotropieenergie F_K wird. Nach Entfernung der axialen Druckspannung konnte eine piezoremanente Magnetisierung (PRM) gefunden werden, die senkrecht zur angelegten Druckspannung gerichtet ist.

Summary: The stress patterns observed on mechanically and on electrolytically polished magnetite surfaces were compared with those observed by other authors on Fe-Si-crystals. It could be shown that the boundaries of the maze domains are likewise zigzag shaped. The stresses caused by mechanical grinding or by scratching have been calculated. Their magnitude is $25 \text{ kp/mm}^2 = 2500 \text{ kp/cm}^2$. Furthermore, the domains on 111-planes of natural magnetite single crystals were observed under the influence of axial pressure in 211-direction. It was found that the magnetization direction of the domains is arranged vertically to the direction of axial pressure when the stress energy F_σ becomes greater than the magnetocrystalline anisotropy energy F_K . After removal of the pressure, a piezo-remanent magnetization (PRM) was found. Its direction is vertical to the direction of axial pressure.

¹⁾ Erschienen in der Zeitschrift für Geophysik, Jg. 32 (1966), Heft 2, S. 63—77, unter dem Titel: Stress dependence of the domain structure of natural magnetite.

²⁾ Dr. HEINRICH SOFFEL und Dr. NIKOLAI PETERSEN, beide Institut für Angewandte Geophysik der Universität München, 8000 München 2, Richard-Wagner-Straße 10.

Ausgewählte Beispiele geoelektrischer Meßtätigkeit

Von R. RAMMNER, Celle¹⁾

Zusammenfassung:

1. Es wird über eine geoelektrische Untersuchung eines Flußspatvorkommens in der Oberpfalz berichtet. Die Flußspatgänge konnten durch eine Verringerung des scheinbaren spezifischen Widerstandes nachgewiesen werden. Der Effekt wird auf Wasserführung zurückgeführt.
2. Es wurden Messungen ausgeführt zur Tiefenfestlegung des Salzspiegels und zur Lokalisierung der Flanken eines Salzlagers bei Hannover. Für die Untersuchung wurde eine 3-KW-Apparatur benutzt. Die maximalen Elektrodenentfernungen betragen mehr als 2000 m.
3. Ein weiterer Meßeinsatz sollte einen Vorrat an Schaumlava eines Basaltvorkommens bei Andernach bestimmen. Da sich die Schaumlava geoelektrisch vom liegenden kompakten Basalt schlecht unterschied, konnte die Aufgabe nur teilweise gelöst werden. Mit geologischen Überlegungen ließ sich ein Höchstvorrat angeben.

Summary:

1. A geoelectrical investigation of a CaF_2 -deposit (Oberpfalz, Bavaria) is described. The CaF_2 -dike could be shown by lowering of the apparent resistivity. This may be reduced to the water content of the deposit.
2. Measurements were done for deep investigation of the top and to localize the flanks of a salt deposit near Hannover. For the surveying served a high power apparatus of 3.000 Watts. The distances of the electrodes amounted extremely to more than 2.000 m.
3. Another operation should let determine the supply of a volcanic tuff of basalt (Basalt-Schaumlava) near Andernach. Because of impossibility of a geoelectrical separation of the tuff masses from the below situated compact basalt the problem only partially could be solved. But geological considerations could give a maximum value.

1. Erkundung eines Flußspatgangsystemes

Im Nabburger Raum (Oberpfalz) treten an verschiedenen Stellen im Granit, gelegentlich auch im Gneis, Flußspatgänge permischen Alters auf. Die Granite sind im Karbon in die alten Gneismassen intrudiert. Außer Flußspat treten noch andere Differentiationsprodukte in der Nachbarschaft auf: Quarzgänge, Schwerspätgänge, erzführende Gänge (Pyrit, Kupferkies, Pyromorphit, Blei, Silber).

Im Untersuchungsgebiet ist das mittlere Streichen der bekannten Gänge parallel dem unweit benachbarten „Pfahl“. Die Gänge werden vorwiegend unter Tage ab-

¹⁾ RUDOLF RAMMNER, Bohrunternehmen Willy Thiele, Celle, Abteilung Geophysik und Geologie.

gebaut. Sie sind bis zu einigen Metern breit, trümmern jedoch oft auf, verästeln sich und laufen aus. Die Gänge stehen nahezu saiger und kommen bis zur Oberfläche.

Mechanische Schürfarbeiten sind sehr langwierig, da in die Deckschicht aus Verwitterungsmaterial zahlreiche Gesteinstrümmen eingelagert sind. Das Meßgebiet ist hügelig bis bergig und vorwiegend bewaldet.

Um die Flußspatgänge denkbar zuverlässig erfassen zu können, muß der geeignetste Abstand für die Spieße ermittelt werden. Bei zu großem Abstand werden die oft geringmächtigen Gänge „überfahren“, bei zu kleinem Abstand ist die Eindringtiefe der Informationswerte zu gering, hierbei werden vorwiegend Hinweise der Wechselhaftigkeit der Überdeckung erhalten. Der optimale Abstand ist ein Kompromiß, der im geologisch bekannten Gelände empirisch ermittelt werden muß. Er ergab sich zu 5 m (äquidistante Anordnung $E_1 - S_1 - S_2 - E_2$). Der Meßpunktabstand wurde ebenfalls zu 5 m gewählt.

Es ist zu erwarten, daß sich die Flußspatgänge durch Tiefwerte des scheinbaren spezifischen Widerstandes zu erkennen geben. Das ist auf die bergmännisch bekannte Wasserführung (im Gegensatz z. B. zu Quarzgängen) zurückzuführen. An eine erhöhte Ionisation gegenüber dem Nebengebirge durch radioaktive Begleitminerale ist weniger zu denken, da bekanntlich die Aktivität des Granites nicht geringer ist als die von Flußspatgängen durchschnittlicher Beschaffenheit, selbst in stinkspätiger Ausbildung. Ausschließlich bei ausgesprochener sichtbarer Uranerzanreicherung liegt eine höhere Aktivität vor.

Der Leitfähigkeitswert des Flußspatminerals selbst gegenüber dem des Nebengebirges ist für die Erkundungsaufgabe ohne Bedeutung.

Die Meßwerte wurden wegen der unterschiedlichen Überdeckung des kristallinen Untergrundes durch Verwitterungsschutt stark modifiziert. So ließ sich eine gleichsinnige Korrelierung zwischen der Geländehöhe und dem scheinbaren spezifischen Widerstand erkennen, was verständlich ist, da der niederohmige Verwitterungsschutt in topographischen Tieflagen mächtiger ist als auf Bergkuppen usw. Daher konnten Tiefwerte des scheinbaren spezifischen Widerstandes nur dann als Hinweise für Flußspatgänge benutzt werden, wenn ihre örtliche Lage nicht mit topographischen Tiefs zusammenfiel. Schließlich ist das absolute Niveau des Widerstandsdiagramms keiner Interpretation außer für die Mächtigkeit der Überdeckung fähig; Augenmerk ist nur auf die relativen Verringerungen der Diagrammwerte zu richten. Typische durch Flußspatgänge verursachte Indikationen sind bei der hier benutzten Sonden-Elektroden-Konfiguration etwa 10—15 m breit, die Tiefstwerte liegen z. B. bei 100 Ohmmetern. Das Niveau der Umgebung liegt bei 500 bis 1000 Ohmmetern, sofern nicht ausgesprochene Tallagen betrachtet werden.

Die Meßergebnisse spiegelten im bekannten Gebiet die Örtler der Gänge exakt wider. Im unbekanntem Meßgebiet konnte eine Vielzahl von Indikationen angegeben werden, die mit Gängen in Zusammenhang zu bringen sind. Die Profile waren senkrecht zum Streichen angeordnet. Das generelle Streichen der Indikationen entsprach der allgemeingültigen tektonischen Anlage, jedoch war es wegen ungenügender

Profildichte nicht immer möglich, die Indikationen von Profil zu Profil gangindividuell zuzuordnen. Eine Zone eines sehr starken Anstieges des scheinbaren spezifischen Widerstandes wurde einem Quarzgang zugeordnet.

Bei den Messungen wurde ein neuartiges Kartiergerät eingesetzt, das besonders auch in Gebieten mit ungünstigen Strombeschickungsbedingungen gut einsetzbar ist. Dieses Gerät arbeitet mit Gleichstrom und gestattet, den scheinbaren spezifischen Widerstand sofort ohne Berechnungen abzulesen.

2. Erkundung einer Salzlagerstätte

Der geoelektrische Erkundungsversuch von Salzlagerstätten ist insofern interessant, als bekannt gewordene unspezifisch durchgeführte seismische Erkundungsversuche oft mangelhafte Aussagen zeitigten.

Aber auch bei den geoelektrischen Untersuchungsvorhaben treten Schwierigkeiten auf, die in der Natur des Meßobjektes liegen. Einmal sind die Leitfähigkeitsverhältnisse des Hangenden des Salzlagere weitgehend unbekannt, dann erfordern die niedrigen Werte des spezifischen Widerstandes durch die Salzwasserdurchträngung empfindliche Spannungsmeßeinrichtungen, und schließlich lassen sich nur bevorzugte geometrische Formen von Salzlagern hinreichend sinnvoll untersuchen, nämlich Salzaufwölbungen, deren Topfläche hinreichend groß gegenüber der Tiefenlage ist. Mehr oder weniger spitze und tiefliegende Diapire lassen sich schlecht abgrenzen, da vom Untersuchungsstrom vorwiegend die Hangendschichten und das Nebengebirge durchflossen werden. Gute Erfolgchancen bieten sich bei linearen Strukturen, also bei langgezogenen Salzrücken, deren Breite gegenüber der Tiefenlage nicht zu gering ist.

Im vorliegenden Fall wurde eine mehrere Kilometer lange Salzaufwölbung untersucht. Die Salzspiegeltiefe betrug etwa 200 m, die (senkrecht zum Streichen gemessene) Breite knapp 1000 m. Es interessierte eine flächenhafte Kartierung der Salzspiegeltiefe und die Festlegung der an die Oberfläche projizierten Flankenlage.

Durch Bergbau und Untersuchungsbohrungen waren generelle Anhaltspunkte über den Bau der Lagerstätte vorhanden. Auch unmittelbar am Rande des Untersuchungsgebietes lag eine Kernbohrung.

Hiernach sind die hauptsächlichlichen Daten wie folgt: Die Flanken fallen an der einen Seite des Salzrückens senkrecht, an der anderen Seite genähert senkrecht ein. Das Nebengebirge, bestehend aus Sedimenten des Buntsandsteins und jüngerer Formationen des Mesozoikums, ist steil aufgeschleppt. Über dem Salzspiegel befinden sich oberhalb des normalerweise vorhandenen Gipshutes tertiäre und quartäre Ablagerungen wechselnder Beschaffenheit (Mergel, Ton, Sand, Kies, umgelagerte Trias und Kreide).

Der Gipshut kann stark kavernös, aber auch sehr kompakt ausgebildet sein, Vermischung mit Ton ist gelegentlich der Fall. Die oft unmittelbar über dem Salz anzu treffende Gips-Anhydrit-Mergel-Breccie ist ebenfalls stark kavernös, beim Bohren ist

solches erkenntlich durch starke Spülverluste. Der Gipshut hat wechselnde Mächtigkeiten von wenigen Dekametern bis etwa 150 m.

Aus der Geologie ergeben sich die Möglichkeiten der Leitfähigkeitskombinationen. Unterhalb des Salzspiegels ist das als Nichtleiter anzusehende trockene Salz, das bei Tiefensondierungen (bei Feldstärkemessung in Auslagenmitte) den bekannten 45° -Anstieg im Diagramm (Papier üblicher Teilung) des scheinbaren spezifischen Widerstandes ergibt. Über dem Salzspiegel ist konzentrierte Salzlauge zu erwarten, die je nach Porosität oder gar spezifischem Kavernenvolumen einen sehr niedrigen spezifischen Widerstand der Schichten, z. T. unter 1 Ohmmeter, verursachen wird.

Wenn auch der über der Breccie liegende Gipshut sehr wechselnde Porosität und spezifisches Kavernenvolumen haben kann, so nimmt doch in der Regel nach oben die Leitfähigkeit monoton ab, in Entsprechung zum Konzentrationsgefälle bis zur Erdoberfläche. Zuerst ist zumeist nurmehr eine geringfügige Erhöhung der Leitfähigkeit gegenüber nichtsalinaren Gebieten zu verzeichnen. Im Nebengebirge nimmt mit der Tiefe und mit der Annäherung an die Flanken ebenfalls die Leitfähigkeit zu.

Aus den möglichen Vertikalprofilen der spezifischen Widerstände ergeben sich mögliche Tiefensondierungsdiagramme. Hiernach ist erkennbar, daß die Lokalisierung der Flanken mit einer Genauigkeit von wenigen Dekametern möglich ist. Geringer ist die Chance einer exakten Tiefenfestlegung des Salzspiegels, da über die ersten Dekameter der Hangendmassen über dem Spiegel Leitfähigkeitsannahmen gemacht werden müssen, die in empfindlicher Weise die aus den Meßdiagrammen zu folgernden Salzspiegeltiefen beeinflussen.

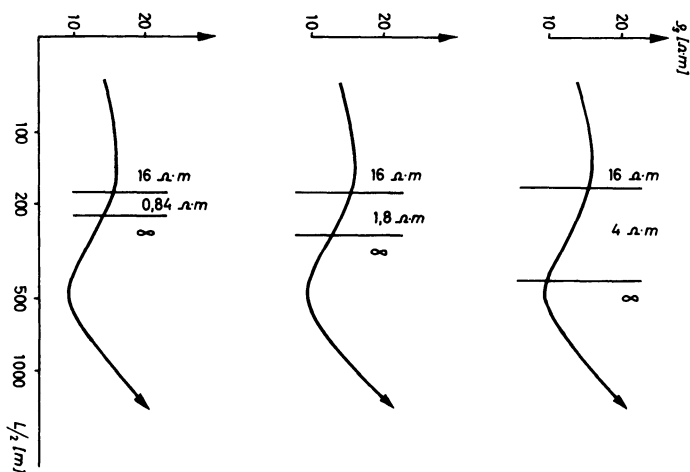
In der Abbildung ist in dreifacher Interpretation ein gemessenes Tiefensondierungsdiagramm (Schlumbergerkonfiguration) wiedergegeben. Es zeigt einen 4-Schichten-Fall. Die oberste Schicht besteht aus neozoischen Sedimenten, die zweite Schicht ist Gips mit geringem Porenvolumen, dann folgt nach unten die über dem Salzspiegel befindliche konzentrierte Salzlösung in den Poren und Kavernen des Hutgesteins, schließlich ist der unterste Anstieg des Diagrammes dem trockenen Salz zuzuordnen. Die in der Abbildung vorgenommene Auswertung läßt die oberste Schicht unberücksichtigt und behandelt einen 3-Schichten-Fall mit $\rho_1 = 16$ Ohmmeter für die nunmehr als oberste angesehene Schicht, mit $\rho_2 = \frac{1}{19} \rho_1$, $\frac{1}{9} \rho_1$ und $\frac{1}{4} \rho_1$ für die mittlere Schicht und $\rho_3 = \infty$ für das liegende Salzgebirge. Es ist ersichtlich, daß der Salzspiegel je nach Annahme der Beschaffenheit der obersten Dekameter des Hutmaterials eine beträchtliche Niveauänderung der kalkulierten Tiefe erfährt.

Liegt eine Aufschlußbohrung in unmittelbarer Nähe des Untersuchungsgebietes, so kann durch eine Anschlußmessung der spezifische Widerstand der mittleren Schicht ermittelt werden. Es ist jedoch fraglich, in welcher Umgebung noch diese Sachverhalte als genähert konstant angenommen werden können.

Die Vermessung eines größeren Areals ergab nun, daß die unteren Umkehrpunkte der Diagramme in Abhängigkeit der Elektrodenabstände in einem Teilgebiet eine gute Annäherung an die Konstanz aufwiesen und wie beim Anschlußdiagramm an der Bohrung waren, während im zweiten durch eine mehr oder weniger scharfe Linie

abgegrenzten Teilgebiet eine beträchtliche Absenkung zu verzeichnen war (von $L/2 = 200$ m auf ca. 450 m). Im ersten Teilgebiet war die Tiefe des Salzspiegels an der Aufschlußbohrung zu 180 m bekannt.

Es ist nun der näherliegende Schluß, daß eine Konstanz der Umkehrpunkte mit einer Konstanz der Leitfähigkeit des Hangenden des Salzspiegels und einer Konstanz der Tiefe des Salzspiegels in Verbindung zu bringen ist, als daß überall eine gewisse Leitfähigkeitsänderung mit einer derartigen Mächtigkeitsänderung gekoppelt ist, deren



beider gegenläufige Wirkung den Umkehrpunkt genau in dem Niveau wie beim Diagramm an der Aufschlußbohrung beläßt.

Unter Ausschluß dieses letztgenannten geringwahrscheinlichen Sachverhaltes läßt sich also vermerken, daß wegen der lokalen Konstanz des Leitfähigkeitsverhaltens des Hangenden einer Salzspiegelkartierung keine prinzipiellen Hinderungsgründe wegen etwaiger zu ausgeprägter geologischer Heterogenität entgegenstehen.

Die Verschiebung der Diagrammumkehrpunkte nach unten im zweiten Teilmeßgebiet jedoch kann zweifach ausgedeutet werden. Nach den Messungen abgeteufte Bohrungen ließen eindeutig erkennen, daß eine Annahme einer sprunghaften Absenkung des Salzspiegels irrig ist, so daß also ausschließlich eine sprunghafte Leitfähigkeitsänderung der Hangendzone verantwortlich zu machen ist. Eine solche ist höchwahrscheinlich mit einer Vergrößerung des spezifischen Kavernenvolumens in Zusammenhang zu bringen.

Es ist noch interessant zu vermerken, daß die nahezu scharfe Trennlinie, die nach geoelektrischen Gesichtspunkten das Meßgebiet in zwei Teilgebiete zerlegt, genähert mit einer aus geologischen Erörterungen gefolgerten Störungslinie zusammenfällt.

Die Meßpunkte zur Ermittlung der Flankenlage der Salzaufwölbung wurden senkrecht zum Streichen angeordnet. Es zeigte sich, daß trotz der nicht unerheblichen Tiefenlage des Salzspiegels längs dem Profil eine überraschend scharfe Änderung des Diagrammhabitus eintrat, so daß eine gute örtliche Festlegung der Flanken möglich war. Eine nachträglich abgeteufte Bohrung bestätigte die Resultate. An einer anderen Stelle der Flankenzone erschien der Verdacht einer Ausbeulung der Flankenlinie. Es war interessant, hierzu zu erfahren, daß an dieser Stelle vorangegangene gravimetrische Untersuchungen für die gleiche Situation sprachen.

Die Messungen wurden mit einer 3-KW-Apparatur [v. BLOH 1966] durchgeführt, deren Stromversorgung aus seriengeschalteten transistorisierten Spannungswandlern und einer leistungsstarken Nickel-Cadmium-Batterie bestand. Es wurden Ströme bis zu 3 A benutzt.

Die maximalen halben Elektrodenabstände betragen 1200 m.

3. Erkundung eines Schaumlavavorkommens

Es wurden die vulkanischen Eruptionsmassen einer diluvialen Basaltförderung untersucht.

Der Vulkanschlott durchsetzt in seinem obersten Teil Schichten des Unterdevons und darüber eine geringmächtige tertiäre Schotterlage. Oberhalb liegt kompakte Basaltlava. Lava ist auch von dort in langen Strömen talwärts geflossen. Über der Lava sind sodann bräunliche, rötliche und rot-violette lockere Auswurfprodukte (Schaumlava) mit zum Teil beträchtlichem Porenvolumen aufgetürmt. Die Auswürflinge sind faust- bis kopfgroß und weisen oft eine gute Festigkeit für Straßenbauzwecke auf.

Spätere Lößanwehungen legten sich auf die Schlackenkuppe, sodann folgte noch eine geringmächtige Abdeckung durch Bimsauswurf des jungdiluvial tätigen benachbarten Laacher Vulkans.

Es war von wirtschaftlichem Interesse, den Vorrat an Schaumlava geoelektrisch zu bestimmen. Hierzu ist die Tiefenerfassung der kegelförmigen oberen Begrenzung der überdeckten Schaumlava und die der Unterkante gegen die liegende feste Lava nötig.

Da durch Tagebau die vulkanischen und nachvulkanischen Substanzen mit Ausnahme der kompakten Basaltlava aufgeschlossen waren, konnten die elektrischen Leitfähigkeiten der Materialien zur Lösung des Problems ermittelt werden. Die Leitfähigkeit der Basaltlava hingegen wurde an benachbarten Vulkanen und an zutage-tretenden Lavaströmen bestimmt.

Da die Materialien oft nur an steilen Wänden und oft nur in geringer Mächtigkeit vorhanden waren, mußte ein Spezialgerät zur Ermittlung einer großen Zahl von Leitfähigkeitswerten eingesetzt werden. Mit diesem Gerät ist man in der Lage, die gewünschten elektrischen Daten von Schichten im natürlichen Verband an Aufschlüssen

selbst dann noch zu erhalten, wenn die Schichtmächtigkeit nur in der Größenordnung von Dezimetern liegt. Je nach Alter des Aufschlusses und Permeabilität des Porenwassers wird vor der Messung eine mehr oder weniger starke Austrocknungszone abgetragen.

Vor der Untersuchung bestand die Hoffnung, daß die Schaumlava wegen des beachtlichen Porenvolumens Wasser speichern würde und sich damit elektrisch gegen feste Lava abheben würde. Indessen waren die Porenräume der Schlackenindividuen nichtkommunizierend und damit wasserfrei. Eine geringfügige Feuchtigkeit war nur an den Berandungen der Individuen zu beobachten.

Die detaillierten Messungen des spezifischen Widerstandes am anstehenden Schlackenbruch ergaben Werte von 6000 bis 12000 Ohmmeter, so daß sich die Hoffnung einer Abgrenzungsmöglichkeit gegen festen Basalt von 7000 bis 10000 Ohmmeter als nicht berechtigt erwies. Bei den Schlacken war also der widerstandserhöhende Einfluß der gasgefüllten Poren etwa gleich dem gegenläufigen Einfluß des widerstandsverringernenden Wassers an der Berandungsfläche der Schlackenindividuen. Eine Abgrenzung gegen das Liegende war also kaum möglich, obwohl bei Messungen innerhalb der Schaumlavagrube der präzise zu handhabende Zweischichtenfall vorlag, dessen zuverlässige Behandlung bereits bei geringen Unterschieden der elektrischen Daten möglich ist.

Die Oberkante des Vorkommens außerhalb der Grube konnte befriedigend ermittelt werden, da hinreichende Leitfähigkeitsunterschiede gegen das Hangende vorlagen. Der leicht verlehnte Bims hatte Werte von 3000 Ohmmeter, Löß lag unter 100 Ohmmeter.

Um nun wenigstens einen Anhaltspunkt für den *Höchst*-Vorrat geben zu können, wurde die Tatsache ausgenutzt, daß die Lavaströme an der Basis der Auswurfmassen ausgetreten sind. Die Verfolgung eines überdeckten Lavaströmes mit der magnetischen Feldwaage ließ eine Austrittsstelle der Lava an einem Erosionseinschnitt zum untersuchten Vulkan zuordnen.

Nachfolgende Nivellierungsarbeiten ließen sodann die Höchsttiefe der basalen Lava unter Terrain am Orte des Vulkans und damit den Höchstvorrat festlegen.

Literatur

v. BLOH, J.: Zeitschrift f. Geophysik, im Druck.

Großmeteoriteneinschläge und Tektite

Von E. DAVID, St. Louis¹⁾

Zusammenfassung: Unter den Einschlagkratern ist das Ries in Deutschland ein typisches Beispiel. Der Vorgang des Einschlags wird mit Zahlen dieses Beispiels theoretisch näherungsweise behandelt. Die hohe Aufschlaggeschwindigkeit des Meteoriten bedingt eine anfangs sehr starke Stoßwelle im Boden und im Meteoriten selbst. Im Zentralgebiet bringt sie einige km³ Gestein in den dampfförmigen Zustand; weiter außen mit abnehmender Stoßintensität wird das Gestein in aufeinanderfolgenden Zonen geschmolzen, druckumgewandelt, zertrümmert. Außerdem startet die Stoßwelle die zur Kraterbildung führenden gewaltigen Massenbewegungen, an denen mehrere Hundert km³ Gestein beteiligt sind. Der expandierende Gesteinsdampf durchbricht die Atmosphäre. Dabei kann er Tektite mitreißen und auf weitreichende Flugbahnen bringen.

Summary: The Ries in Germany is a typical example of an impact crater. The event of impact is treated theoretically approximately with the figures of this example.

The high impact velocity of the large meteorite yields very intense shock waves in the ground and in the meteorite itself. Near the impact center they transform some km³ of rock into vapor. Further in consecutive zones the rock is fused, pressure modified, shattered. The shock also starts the enormous mass movements, involving hundreds of km³ of rock and leading to the excavation of the crater.

The expanding rock vapor penetrates the atmosphere in a huge blast. It can transport tektites and launch them on far reaching space orbits.

1 Einleitung

Bei den irdischen Kraterstrukturen, die durch Einschlag von Großmeteoriten entstanden sind, sehen wir den Endzustand des Vorgangs mit seinen z. T. komplizierten Einzelheiten. Wir finden Tektite — zu Glas geschmolzenes Gestein irdischer Zusammensetzung — in einigen hundert bis tausend Kilometer Entfernung von den Einschlagstellen. Altersbestimmungen weisen darauf hin, daß die Tektite von den Einschlägen herrühren. Aufschlußreiche Beispiele durch die geologische Vielfalt der Schichten bilden in Deutschland Ries und Steinheimer Becken mit den gleichaltrigen Moldaviten in Böhmen-Mähren.

Für das Verständnis der Vorgänge beim Einschlag hat man zwar den wesentlichen Elementarvorgang, die im Gestein laufende starke Stoßwelle, experimentell mit völlig ausreichender Genauigkeit erfaßt. Den etwas komplizierten Gesamtvorgang könnte man — zwar ohne die Schwerkwirkungen — auf Grund von Ähnlichkeitsgesetzen in cm-, sogar mm-Dimensionen experimentell nachmachen, wenn man Stein- bzw.

¹⁾ Dr. E. DAVID, Deutsch-Französisches Forschungsinstitut St. Louis, F 68 St. Louis (Ht. Rhin), Frankreich. Deutsche Anschrift: 7851 Hägelberg.

Eisenstückchen dieser Größe auf Geschwindigkeiten von 20 bis 30 km/s bringen könnte. Das ist technisch jedoch einstweilen unmöglich. Ebenso wenig ist es möglich, mit numerischen Methoden den Vorgang mit der Vielfalt seiner physikalischen Erscheinungen mit feiner Koordinatenteilung im räumlich-zeitlichen Ablauf durchzurechnen. Wegen dieser Schwierigkeiten blieb unter anderem das Problem des Tektitenfluges ungeklärt.

Im Einzelfall können wir von der Größe des Kraters ungefähr auf die kinetische Energie des eingeschlagenen Körpers schließen; unbestimmt sind Masse, bzw. Geschwindigkeit, Anflugrichtung, Form des Körpers. Wegen dieser Unbestimmtheiten erscheint nur eine relativ grobe Abschätzung als sinnvoll, die jedoch so genau sein muß, daß sie die qualitativen Erscheinungen richtig erfaßt.

2 Grundlagen

Experimentelle Bestimmungen des Stoßwellenverhaltens von Gesteinen bis zu Drücken von fast 1 Mbar stehen schon seit langem zur Verfügung. Besonders bequem extrapolierbar ist die im Rahmen der Meßgenauigkeit lineare Beziehung zwischen Nachströmgeschwindigkeit u und Stoßwellengeschwindigkeit U . Für die Extrapolation zu höheren Drücken hin sind die Bedingungen deshalb ausgesprochen günstig, weil die weitere Kompression nur noch klein sein kann, etwa von 0,5 auf 0,4 des Ausgangsvolumens. Der Fehler in der Gesamtkompression, auf die es nur ankommt, wird deshalb unter allen Umständen klein. So ergeben sich die Kurven der Abb. 1 für Granit [LOMBARD und ADELMAN, 1961]. Aber auch andere kompakte Gesteine, z. B. Basalt, selbst Kalk, verhalten sich ähnlich, so daß wir die Unterschiede außer acht lassen können.

Da, ausgehend von der Einschlaggeschwindigkeit des Meteoriten, die direkt gegebene Größe die Nachström- (bzw. Nachschiebe-)geschwindigkeit u der Stoßwelle ist, sind in Abb. 1 die übrigen Daten der Stoßwelle über u als unabhängigen Parameter aufgetragen. Es sind die Stoßfrontgeschwindigkeit U , der Druck p , die relative Kompression V/V_0 und die

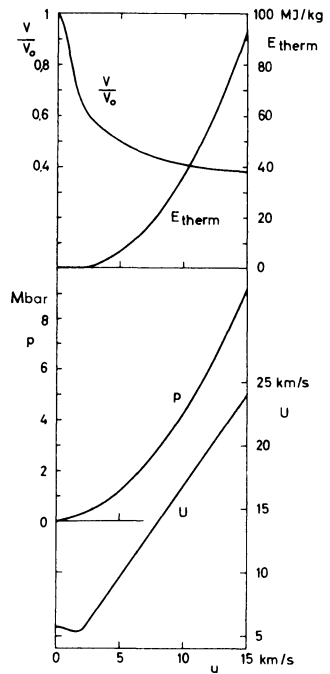


Abb. 1: Stoßwellen-Geschwindigkeit U , Druck p , relative Kompression V/V_0 und irreversibel in die Materie gebrachte Energie E_{therm} als Funktion der Nachström- („Nachschiebe-“)geschwindigkeit u der Stoßwelle für Granit und ähnliche Gesteine.

thermische Energie E_{therm} , die nach adiabatischer Wiederexpansion auf das Ausgangsvolumen irreversibel ins Material gebracht ist. Vergleichsweise die etwa erforderlichen Energien bei SiO_2 -reichem Glas: Zähflüssiges Erweichen 1,5 MJ/kg, dünnflüssiges Schmelzen 3 MJ/kg, Verdampfen einschließlich des Aufheizens bis zum Siedepunkt 8 MJ/kg.

Für das folgend betrachtete Beispiel seien Dimensionen gewählt, wie sie etwa von PREUSS [1964] für den Ries-Einschlag angenommen wurden:

Durchmesser des Meteoriten 1,2 km, Masse 2500 Mt,
Einschlag mit 22 km/s (vertikal).

Ebenso gut könnte bei Durchmesser 1 km die Geschwindigkeit 30 km/s gewesen sein. Der Endeffekt wäre nicht nennenswert anders.

3 Verlauf des Einschlags

3.1 Rücklaufende Stoßwelle im Meteoriten

Der Meteorit durchschlägt die Atmosphäre praktisch ungebremst, da deren Masse nur der Masse einer Gesteinsschicht von 3 bis 4 m entspricht. Die parabolisch geformte Luftstoßwelle, die er als Kopfswelle mitbringt (Scheitelabstand von der Meteoritenoberfläche 25 bis 40 m), ist trotz ihrer Stärke geologisch bedeutungslos. Für den Einschlagvorgang werde als Zeitnullpunkt der Moment der ersten Berührung gewählt, Abb. 2a.

Bei einem Steinmeteoriten drücken sich Boden und Meteorit gleich stark mit je 11 km/s ein, wenn wir den kleinen Unterschied im Gestein vernachlässigen. Das gilt zunächst einmal für den unteren Teil des als kugelförmig angenommenen Meteoriten. Die auftretenden Kräfte sind dabei so groß, daß einzig Druck- und Trägheitskräfte eine Rolle spielen, Materialfestigkeiten dagegen belanglos sind.

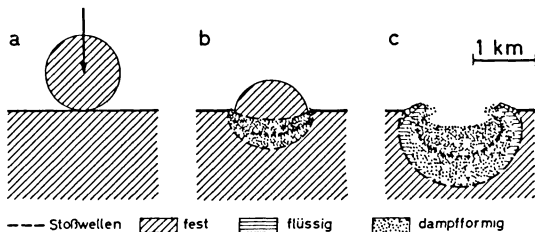


Abb. 2: Beginn des Einschlags.

- Erste Berührung = Zeitnullpunkt.
- $\frac{1}{30}$ s später; im Meteoriten rücklaufende Stoßwelle hat diesen halb durchlaufen.
- $\frac{1}{15}$ s nach Zeitnullpunkt: Meteorit und etwas größeres Bodengesteinsvolumen durch Stoßwellen in Gesteinsdampf verwandelt.

Eine Eindruck- oder Nachströmgeschwindigkeit u von 11 km/s bedingt nach Abb. 1 eine Stoßwelle, die mit 18,5 km/s voraneilt. Das ergibt geometrisch einen Verlauf, wie ihn Abb. 2b und c zeigen. Mit der Einschlaggeschwindigkeit von 22 km/s läuft der Punkt der ersten Berührung am Meteoriten zurück. Das ist nicht viel mehr als die Stoßwellengeschwindigkeit im Meteoriten. Deshalb läuft in grober Näherung die Stoßwelle im Meteoriten als ebene Welle, d. h. auch Welle konstanter Stärke, zurück. Am Rand stimmt das zwar nicht; dort muß die Welle schwächer anfangen. Für den von uns betrachteten Steinmeteoriten ist das ohne große Bedeutung. Bei einem Eisenmeteoriten dagegen, in dem wegen größerer Dichte und kleinerer Kompressibilität die Stoßwelle sowieso weniger Wirkung hat, besteht für diese Randpartien die Möglichkeit, den Einschlag unverdampft zu überstehen.

Die ebene Stoßwelle im Gestein führt auf den Zustand:

Druck 5 Mbar, Kompression auf 0,41 des Ausgangsvolumens,

innere Energie 60 MJ/kg,

thermische Energie nach Wiederexpansion auf Ausgangsvolumen fast 50 MJ/kg.

Zwischen Dampf des Meteoritengesteins und Dampf des Bodengesteins besteht ein kontinuierlicher Übergang, der in Abb. 2b und c durch die nur noch punktierte Grenze angedeutet ist.

In dem hochkomprimierten Zustand wird bei höherer Temperatur die spezifische Wärme ihren Normalwert von 1,2 kJ/Grad kg garnicht sehr übersteigen, weil einzig der Übergang von Elektronen in höhere Energiebänder Energie schlucken kann, dagegen nicht Dissoziation und Ionisation. Deshalb dürfte die Spitzentemperatur um 30000° liegen, sogar die Temperatur nach Wiederexpansion auf das Normalvolumen noch etwa 20000° betragen.

3.2 Stoßwelle im Boden

Die bleibenden geologischen Wirkungen gehen im wesentlichen von der Stoßwelle im Boden aus. Geometrisch entnehmen wir den Abb. 2b und c, daß wir die Bodenstoßwelle näherungsweise als sphärisch sich ausbreitende Stoßwelle ansehen können. Dem kommt sehr entgegen, daß jede Stoßwelle sehr stark die Tendenz hat, Unregelmäßigkeiten auszugleichen. Anfängliche Abweichungen von der Kugelform nehmen rasch ab.

Bei einer sphärischen Stoßwelle bedingt die geometrische Ausbreitung einen Abfall der Nachströmgeschwindigkeit u mit $r^{-3/2}$, der den überwiegenden Teil des Abfalls darstellt. Durch diesen raschen Abfall kann unsere Betrachtung qualitativ kaum falsch werden; einzig die Radien der verschiedenen Zonen werden ungenau.

In Abb. 3 ist der Zustand etwa 1 s nach dem Aufschlag dargestellt. Die Bodenstoßwelle hat ihr Wirkungsgebiet bereits im wesentlichen überstrichen und im zentralen Gebiet ist die Bewegung rückläufig geworden. Schätzungswerte für die mittlere Er-

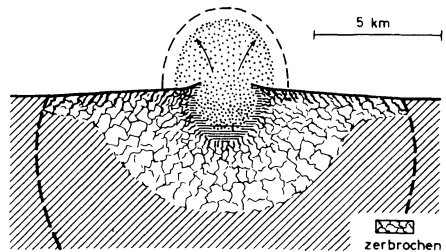


Abb. 3: Momentanzustand 1 s nach Zeitnullpunkt: Zustandsänderungen durch Stoßwelle im Boden bereits größtenteils vollzogen, Dampfexpansion mit vorhergeschobener Luftstoßwelle hat begonnen.

streckung der Zonen, in denen die Stoßwelle die verschiedenen Umwandlungen bewirkt hat, gibt die folgende Tabelle 1 an. Relativ wurde der Abfall von u mit $r^{-3/2}$ benutzt, absolut wurden die Radien so gewählt, daß die Gesamtenergie stimmt. Die sich dabei ergebende Gesamtmenge von 4 bis 5 km³ Glas scheint nicht unvernünftig zu sein. Wahrscheinlich zu groß herausgekommen sind durch die Vernachlässigungen beim Amplitudenabfall der Stoßwelle deren Drücke bei 5 bzw. 10 km Abstand. Für die Oberfläche ist ja sowieso wegen der der Druckwelle sofort nachfolgenden Entlastungswelle mit kleineren Werten zu rechnen. Immerhin wird man für die Bewegungen Geschwindigkeiten von der Größenordnung 100 m/s fordern müssen und die bedingten Stoßwellendrucke von 5 kbar.

Auf größere Entfernung hin als etwa 5 km im Granituntergrund und 10 km an der Kalkoberfläche reichte die Stoßwellenenergie bei stabiler Lagerung ja nicht mehr zum Zerschlagen und Bewegen des Gesteins. Bei sowieso labilem Zustand jedoch könnte sie sich ausgewirkt haben, eventuell z. B. mit einer Druckamplitude von der Größenordnung 1 kbar bei den Uracher Vulkanen. An der Gegenseite der Erde dürfte die seismische P-Wellenamplitude noch mehrere hundert mgal betragen haben.

Tabelle 1: Zonen der Stoßwellenwirkung.

Zone	Radius r km	Druck p Mbar	Geschw. u km/s
Vollständiges Verdampfen	< 1,15	> 1,2	> 5
teilweises Verdampfen	1,15 ... 1,4	1,2 ... 0,7	5 ... 3,7
dünn- bis zähflüssiges Schmelzen	1,4 ... 1,7	0,7 ... 0,5	3,7 ... 2,8
Druckumwandlungen, feines bis grobes Zertrümmern	1,7 ... 5	0,5 ... 0,05	2,8 ... 0,55
Zerschlagen, In-Bewegung-Setzen in großen Schollen	5 ... 10	0,05 ... 0,018	0,55 ... 0,20

3.3 Materiebewegungen nach Durchgang der Stoßwelle

Die anfangs mit etwa 15 km/s, gegen Schluß mit 5 bis 6 km/s laufende Stoßwelle hat die interessierenden 10 km Radius in wenig über 1 s durchlaufen. So, wie der Druck des verdampften Gesteins durch Expansion abfällt, so fallen auch Druck und Nachströmgeschwindigkeit von den in Tab. 1 angegebenen Werten hinter der Stoßfront in ein bis zwei Zehntelsekunden ab und werden durch eine relativ langsamere rückfedernde Bewegung ersetzt. Damit kommen drei beschleunigende Komponenten zur Geltung:

1. An der Oberfläche kann das Gestein direkt die radial nach außen gerichtete Bewegung behalten, die ihm die Stoßwelle erteilt hat.
2. Der Gradient des von unten gegen die Oberfläche hin abnehmenden Druckes beschleunigt das Gestein nach oben.
3. Das durch die Stoßwelle radial komprimierte Gestein federt zurück in Richtung auf den Mittelpunkt hin.

Die erreichten Geschwindigkeiten können wir nach den tatsächlichen Flugweiten abschätzen auf über 500 m/s im zentralen Gebiet, absinkend auf etwa 100 m/s gegen den Rand hin. Die bewegten Massen sind mit 400 km³ bewegtem, über 100 km³ wirklich geflogenem Gestein so gewaltig, daß Luft- (bzw. Dampf-) widerstände keine wesentliche Rolle spielen. Nach der von der Stoßwelle im Gestein hinterlassenen elastischen Deformationsenergie kommt man auch theoretisch auf denselben Geschwindigkeitsbereich der Massenbewegungen.

Der Start erfolgt praktisch gleichzeitig in dem 1-Sekunden-Zeitintervall, in dem die Stoßwelle gelaufen ist. Die Flugzeit richtet sich nach bekannten Regeln der Mechanik nach der Flughöhe. Die wenig geflogenen, wesentlich geglittenen vergriesten Kalkschollen waren trotz ihrer kleineren Geschwindigkeit zuerst am Ziel. Mittelhoch und mit mittlerer Flugzeit folgten die bunten Breccien, während die im zentralen Bereich am schnellsten und höchsten (schätzungsweise 10 bis 20 km hoch) ausgeworfenen Suevitmassen erst nach etwa 100 s Flugzeit wieder den Boden erreichten. Ob dabei die nach 3. zumindest zum Teil anfänglich konvergente Bewegung zu einem Mittelberg führte, wie im Steinheimer Becken, oder das Durcheinander der Bewegungen ein gleichmäßiges Ausstreuen bewirkte, das dürfte von Feinheiten in den gegebenen Vorbedingungen abhängen. Das Durcheinanderfliegen in aufgelockerter, wenn auch mit einer Gesteinsraumerfüllung von vielleicht 10% noch sehr kompakter Wolke konnte stark durchmischen, während vorher die Stoßfront nur ganz plötzlich den Zustand (Bewegung, Druck, Temperatur, Kristallgitter) geändert, aber nichts durchmischte hatte.

3.4 Dampfexpansion

Die bis jetzt in der Beschreibung ausgesparte Expansion des Gesteinsdampfes tritt bei Steinmeteoriteneinschlägen besonders stark in Erscheinung. Bei einem Eisenmeteoriten dürfte der viel weniger hoch erhitzte und deswegen viel schwerere Eisen-

dampf die Expansion sehr hemmen. Bei experimentellen Leichtgaskanoneneinschlägen reicht die Energie nicht aus, um überhaupt hoch überhitzten Dampf zu erzeugen.

In Abb. 2b, $1/_{15}$ s nach Beginn des Einschlags, hat die rücklaufende Stoßwelle den ganzen Meteoriten in extrem hoch komprimierten Dampf verwandelt, der sich jedoch noch mit 11 km/s abwärts bewegt. Die innere Energie der Materie ist bei Gleichheit von aufschlagendem und getroffener Gestein nach Stoßwellengesetzen genau gleich der kinetischen Energie der 11 km/s, also 60 MJ/kg. Vom mit 11 km/s abwärts mitbewegten Koordinatensystem aus betrachtet würde die gesamte innere Energie gerade ausreichen, um mechanisch auf eine Relativbewegung von 11 km/s nach oben zu beschleunigen, das bedeutet, Stillstand relativ zur Erde zu erreichen. Eine sofortige Aufwärtsexpansion ist also noch nicht möglich, aber die Abwärtsbewegung kommt praktisch zum Stehen. Erst mit dem konzentrischen Rückfedern hinter der sich sphärisch ausbreitenden Stoßwelle setzt eine starke Expansion nach oben ein. Das geht wegen der hohen Schallgeschwindigkeit im hoch erhitzten und komprimierten Material recht schnell, etwa in $1/_{10}$ s. Dennoch ist wegen dieser verzögernden Notwendigkeit der Bewegungsumkehr nicht zu erwarten, daß der Dampf in seiner großen Masse mit hoher Geschwindigkeit, z. B. 10 km/s, emporschießt. Eine solche Bewegung würde mehr kinetische Energie enthalten, als zur Verfügung steht.

Vollständig verdampft sind, wenn wir nach Tab. 1 die Volumina ausrechnen, reichlich 4 km^3 oder 10000 Mt Gestein; nehmen wir das teilweise verdampfte hinzu, so wird mit 5 km^3 verdampften Gesteins zu rechnen sein.

Die adiabatische Expansion des Dampfes senkt dessen Temperatur rasch auf die Kondensationstemperatur herab, die für SiO_2 unter 1 atm bei 2500°K liegt. Weiter bleibt die Temperatur konstant, wenn wir von der nicht sehr starken Verschiebung der Kondensationstemperatur mit dem Druck absehen. Die beim Expandieren geleistete Arbeit wird dann durch die Energie der Kondensationswärme gedeckt, die bei so hoch siedenden Stoffen groß ist. Der Druck fällt deshalb bei der Expansion sehr viel langsamer ab, als er es bei einem permanenten Gas tun würde.

Eine normale Explosion führt im Endzustand zu einer Schwadenkugel, bzw. -halbkugel an der Erdoberfläche, in der der Druck auf 1 atm ausgeglichen ist. Bei unserem Gesteinsdampf müssen wir bei 1 atm damit rechnen, daß die adiabatische Expansion etwa 50% in Form eines feinen Nebels zur Kondensation gebracht hat. Nach den Gasgesetzen, denn ein Dampf von 2500°K und 1 atm ist ein ideales Gas, finden wir für das hauptsächlich SiO_2 enthaltende Gestein

$1 \text{ m}^3 \text{ Gestein} \rightarrow 4000 \text{ m}^3 \text{ Dampf, halb kondensiert,}$

Dichte von Dampf + Kondensat darin: $0,6 \text{ kg/m}^3$.

Die 5 km^3 verdampftes Gestein ergeben unter diesen Umständen 20000 km^3 Dampf, d. h. eine Halbkugel von 21 km Radius. Die kann aber im Gleichgewicht garnicht entstehen, weil die normale Luftdichte am Scheitelpunkt nur $1/_{15}$ des Wertes an der Peripherie am Boden gehabt hätte. Die Expansion muß nach oben „ausbrechen“;

waagrecht wird sie dadurch etwas weniger weit kommen. Dieses Ausbrechen nach oben wird begünstigt dadurch, daß die Dichte des Dampfes einschließlich des ihn beschwerenden Kondensats knapp halb so groß ist, wie die der Luft. Der Prozentsatz an Kondensat nimmt übrigens bei weiterer Expansion nur sehr langsam zu. Qualitativ dürfte sich ein Bild in der Art der Abb. 4 ergeben, wobei der Dampf die in der voranlaufenden Stoßwelle auf etwa $\frac{1}{6}$ komprimierte Luft vor sich herschiebt. Impulsmäßig

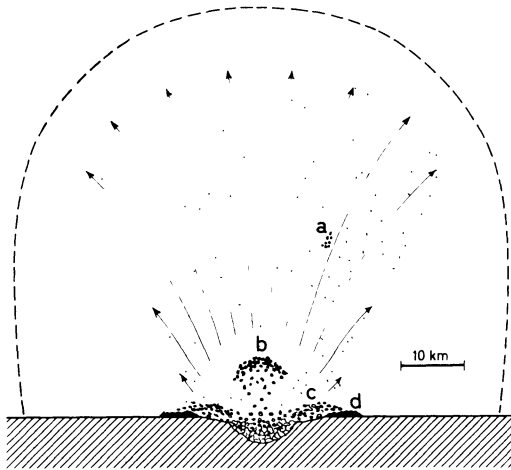


Abb. 4: Zustand 20 s nach Zeitnullpunkt: Bodenstoßwelle über 100 km weit weg. Dampfexpansion waagrecht zum Stillstand gekommen, in der Höhe 50 km überschritten, mit un- verminderter Geschwindigkeit fortschreitend.

- a) In Strömung mitgenommene Tektite.
- b) Aus zentralem Einschlagsloch hoch ausgeworfene Suevite, noch im Steigen begriffen.
- c) Peripher weniger hoch ausgeworfene bunte Breccie.
- d) Flach fliegende oder gleitende Kalkschollen.

ist das kein Problem. Ein Luftkegel von 30° halber Öffnungsweite hat „nur“ eine Masse von 700 Mt, die klein ist gegenüber den 10000 Mt Gesteinsdampf.

Am schlechtesten abschätzen läßt sich die Geschwindigkeit der Expansion. Stoßwellen in Luft mit den Stoßfrontgeschwindigkeiten 1, 2 und 3 km/s und den Nachströmgeschwindigkeiten 0,7 km/s, 1,65 und 2,6 km/s erfordern Druckverhältnisse zwischen dem Druck in der Nachströmung hinter und dem in der Luft vor der Stoßfront von 10 : 1, 40 : 1 und 100 : 1. Wenn der Druck im expandierenden Dampf gleichmäßig verteilt wäre, könnten wir kaum 1 km/s erwarten. Da aber die mehr oder weniger sphärische Expansionsströmung eine Druckspitze hinter der Front haben muß, wie

jede sphärisch expandierende Strömung, können wir mit 2 km/s, wahrscheinlich anfänglich und wieder später in größerer Höhe mit mehr rechnen. Die Moldavite, die für ihre Flugweite eine Startgeschwindigkeit von mindestens 1,7, wahrscheinlich um 2 km/s benötigt haben, können wir also vermutlich als gutes Meßmittel für die Geschwindigkeit der Expansionsströmung ansehen.

Bei dieser Geschwindigkeit ist die Expansionsströmung intermediär zwischen der ihr mit 3- bis 5mal so hoher Geschwindigkeit vorauseilenden Bodenstoßwelle und den um einen ebensov großen Faktor langsameren Bewegungen der großen Massen erfolgt. Dem Befund nach muß die expandierende Dampfströmung über die bunten Breccien hinweggefegt sein, auch wenn diese wohl noch unterwegs waren, als sie vom Dampf überholt wurden. Die feinkörnige Zwischenschicht dürfte ein Werk der Dampfströmung mit ihrem mitgeführten groben Staub sein und beim Zur-Ruhe-Kommen der Strömung abgesetzt sein. Dafür spricht der hohe Gehalt dieser Schicht an feinteiltem Glas.

Die Flugreise der Suevite muß sich, zumindest in ihrem aufsteigenden Teil, innerhalb des Dampfes abgespielt haben. Während der Flugzeit wird zwar bereits das orkanartige, konzentrische Zusammenströmen der normalen Luft eingesetzt haben, das von den aufsteigenden heißen Dampf- und stoßwellenerhitzten Luftmassen nachgezogen wurde. Ob diese abschließende Strömung geologisch sichtbare Nachwirkungen hinterlassen hat, ist die Frage. In der Höhe kondensierte der Gesteinsdampf allmählich insgesamt zu Staub, der zum Teil weltweit verteilt, zum Teil mit den wolkenbruchartigen Niederschlägen, die sicher dem Einschlagsereignis folgten, in der Nähe heruntergekommen sein mag.

4 Flug der Moldavite

Die Moldavite stellen massenmäßig mit ihren größenordnungsmäßig 10^2 t einen kleinen Nebeneffekt dar. Diese Masse ist zu gering, um in einem Strahl gewaltsam die Atmosphäre zu durchdringen, selbst bei Begünstigung durch den vom Meteoriten hinterlassenen heißen Luftschlauch. Außerdem würde ein Strahl stärker zerstreut, als die nach neuesten Ergebnissen nur etwa 20×20 km betragende Streuung im Zielgebiet es zuließe [WEISKIRCHNER 1966].

Wie sich in Abschnitt 3.4. ergab, können Tektite durch Mitnahme in der Expansionsströmung auf die erforderlichen 1,7 km/s bei 45° -Start, 1,8 bis 2 km/s bei steilerem Flug gebracht werden. Die Freigabe zum ballistischen Weiterflug ergibt sich bei Höhen über 100 km automatisch, weil mit den stark abfallenden Luft- und Dampfdichten die aerodynamischen Kräfte praktisch verschwinden. Die durch die Beschleunigungskräfte bestimmte Dampfströmung hatte in ihrem Innern weder Ursache, noch Zeit, Turbulenzen auszubilden. So konnten an einer Stelle mitgerissene Tektite in kleiner Wolke beisammenbleiben und ein enges Zielgebiet erreichen. Eine Bedingung ergibt sich daraus: Die chemische Zusammensetzung kann nicht durch Mischung entstanden sein. Sie muß derjenigen eines eng begrenzten Gebietes, einer einzelnen geologischen

Schicht, wenn es nicht gerade eine Schichtgrenze war, entsprechen. Ein wenig mag aus dem Dampf dazukondensiert sein.

Das schwierige Problem, aus dem Glasfluß den Wasserdampf unter Mitnahme der anderen Gase quantitativ herauszubringen, wurde wahrscheinlich durch die Mitführung in der Dampfströmung auf die bestmögliche Weise gelöst. Anfangs bei der ganz plötzlichen Stoßwellenerhitzung verhinderte der hohe Druck jegliche Blasenbildung. Bei der folgenden gleichmäßigen Druckabnahme, später in je etwa 2 s auf die Hälfte, wuchsen die Blasen gleichmäßig, ohne das Glas zu zerspritzen. Der umgebende Dampf verhinderte ein Abkühlen. Er mag durch ein Düninflüssigmachen dünner Häute das Platzen von Blasen sehr begünstigt haben. In Höhen von 100 km und mehr war der Druck in den Blasen nur noch durch die Oberflächenspannung der Schmelze bedingt. Hier verbliebene Blasen konnten beim späteren Wiedereintauchen in die dichtere Atmosphäre auf sehr kleine Restbläschen zusammengedrückt werden, wenn nur das Glas noch ausreichend weich war. Im Dampf bestand übrigens sowohl für die Tektite, als auch für die Suevite die Möglichkeit zur Aufnahme kleiner kondensierter Eisenkugelchen, die sowohl von der Verdampfung von Eiseneinschlüssen des Meteoriten, als auch von eisenhaltigen Bestandteilen des Bodengesteins herrühren können.

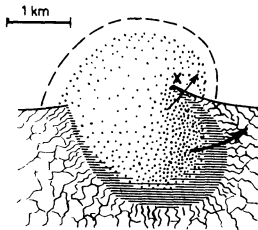


Abb. 5: Schräger Einschlag, etwa 0,5 s nach erster Berührung. Schmelze aus Gebiet x kann bei Weiterbewegung im Pfeilsinne in der Dampfexpansion mitgerissen werden.

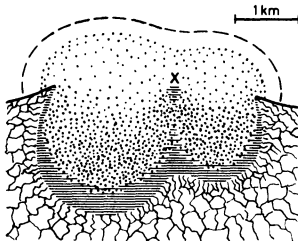


Abb. 6: Einschlag in mehreren Stücken. Schmelze von x gerät in Dampfexpansion.

Last not least mußte der Meteoriteneinschlag das Problem lösen, die Tektite in einen nicht zu späten und nicht zu randnahen Teil der Expansionsströmung hineinzubringen. Für einen so regulären Einschlag, wie er in Abb. 2 bis 4 gezeichnet ist, ist das ein Widerspruch in sich. Das Glas entsteht unter und am Rand der Strömung. Es kann nur in die Suevite geraten, nie frühzeitig mitten in den Dampf hinein.

Nun ist aber ein solcher senkrechter Einschlag etwas Unwahrscheinliches. Bei einem stark schrägen, energiereichen Einschlag dürfte sich ein Bild etwa wie Abb. 5 ergeben, da der gewaltige, mitgebrachte Horizontalanteil des Impulses des Meteoriten ja nicht rasch verschwinden kann. Bei Durchbrechen eines Teils des Dampfes in Vorwärtsrichtung, wie es der Pfeil andeutet, kann Glas von der „Oberlippe“ des Einschlagloches in mittlere Teile der Expansionsströmung geraten. Zu erwarten ist dann allerdings ein breites Ausstreuen der Tektite, wie es bei den australischen und amerikanischen der Fall ist.

Erfahrungsgemäß besteht bei Meteoriten die Möglichkeit des Einschlagens in mehreren Stücken. Für Vf. ist dieser Effekt zwar nicht verständlich, da er bei Großmeteoriten nicht auf aerodynamische Kräfte und kaum auf den Gradienten des Kraftfeldes der Erdgravitation zurückführbar ist. So ist z. B. zu vermuten, daß das vom Ries 50 km entfernte Steinheimer Becken ein Teileinschlag desselben Meteoritenfalls ist. Bei eng benachbartem Einschlag von zwei oder drei Stücken ergibt sich ein Bild von der Art der Abb. 6, in dem von der „Spitze“ zwischen den Teileinschlägen zähflüssiges Material inmitten der Expansionsströmung mitgerissen werden kann.

Weiterhin werden Teilstücke eines zerbrochenen Meteoriten keineswegs regelmäßig rund sein, was wahrscheinlich nicht einmal bei ganzen Meteoriten gilt, einerlei, ob groß oder klein.

Bei solch einem nicht regelmäßigen Einschlag, schräge, in mehreren unregelmäßig geformten Teilstücken, die auch nicht exakt gleichzeitig einschlagen, auf eine vorgegebene, erheblich profilierte Landschaft dürfte es somit beinahe eher verwunderlich sein, wenn nur gerade ein „Spritzer“ der zäh glasverflüssigten Gesteinsmaterie vom Dampf mitgenommen wurde. Unregelmäßigkeiten im Untergrund des Rieskessels zeigen möglicherweise an, daß der Einschlag tatsächlich so unregelmäßig war.

Als zweites Zufallsprodukt können die Reuterschen Blöcke aus sehr oberflächennahem Gestein durch eine Stoßwelle gestartet sein, die zu schwach war, um das Gestein fein zu zertrümmern. Bei geeigneter Mitnahme in der Dampfströmung konnten diese Blöcke in Höhen von 10 bis 20 km Geschwindigkeiten von 500 bis 800 m/s erreichen, die ihnen den Weiterflug zu den jetzigen Fundorten ermöglichten. Auch hierbei war die Unregelmäßigkeit des Einschlags notwendige Voraussetzung. Daß dann die Flugrichtungen von Moldaviten und Reuterschen Blöcken unabhängige Zufallsrichtungen sind, ist eine logische Folge.

In der Weiterentwicklung wird ein anfänglich recht unregelmäßiger Einschlag regelmäßig, wenn das Einschlagsgebiet nur genügend klein ist. Die Einzelstoßwellen vereinigen sich (in dieser Hinsicht verhalten sich ja Stoßwellen anders als elastische Wellen) und runden sich zur Halbkugelform. Der Auswurf der großen Massen erfolgt, abgesehen von Instabilitäten in ihrer eigenen Bewegung, kreissymmetrisch mit Bevorzugung der Vorwärtsrichtung relativ zur Einschlagrichtung. Auch der Gesteinsdampf expandiert nach Vereinigung des Dampfes von Teileinschlägen in regelmäßiger Form.

5 Schlußzusammenfassung

Unter Annahme plausibler Voraussetzungen konnte deduktiv der Ablauf des Ries-Großmeteoriteneinschlags mit Näherungsrechnungen so rekonstruiert werden, daß die großen Züge des geologisch vorgefundenen Endzustandes erklärbar sind. Beim Einschlag spielt eine besondere Rolle die unter raschem Stärkeabfall sich sphärisch ausbreitende Bodenstoßwelle. Sie bewirkt erstens die auffälligen Zustandsänderungen des Gesteins — Verdampfen — Schmelzen — Druckmetamorphosen — Zertrümmerung — und zweitens das In-Bewegung-Setzen der großen Massen. Der andere wichtige

Vorgang ist die Expansion des Gesteinsdampfes. Sie macht die Eigentümlichkeiten des Suevits und den Flug der Moldavite und Reuterschen Blöcke verständlich.

Vf. ist vielen der Teilnehmer des Nördlinger Symposions vom 29. 4. bis 2. 5. 1966 für das Kennenlernen der Tatsachen und für anregende Diskussionen zu großem Dank verpflichtet.

Literatur

- LOMBARD, D. B. and F. L. ADELMAN: The Hugoniot Equation of State of Granite. University of California, Livermore, Rept. UCRL 6311 und 6419, 1961.
- PREUSS, E.: Das Ries und die Meteoritentheorie. Fortschr. Mineral. 41, S. 271—312, 1964.
- WEISKIRCHNER, W.: Vortrag: Zur Petrographie moldavitführender Sedimente Südböhmens und Westmährens, gehalten in Nördlingen 29. 4. 1966.

SEISMOS



die älteste bestehende
geophysikalische Firma der Welt

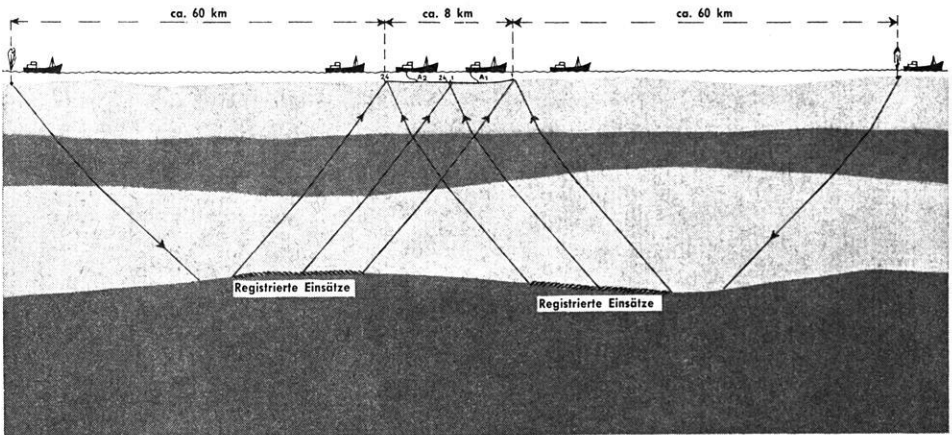
modern in ihren Methoden und
Geräten

Analog- und Digitalseismik

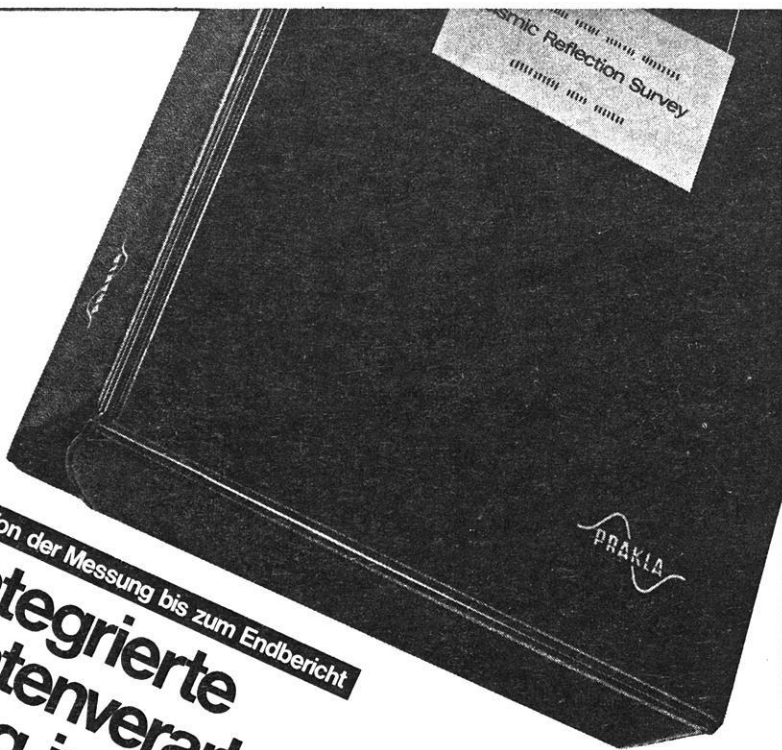
erforscht den tiefen Untergrund bis
zur Moho-Diskontinuität

mit

Refraktionsseismik in der Nordsee



SEISMOS



Von der Messung bis zum Endbericht

Integrierte Datenverarbeitung in der Geophysik

Vor 5 Jahren richteten wir als einer der ersten geophysikalischen Kontraktoren ein eigenes Rechenzentrum ein. Rationalisierung und Intensivierung der Interpretation geophysikalischer Meßergebnisse wurde uns dadurch möglich.

Voraussetzung dafür war, daß auch die Datenerfassung und die Darstellung der Ergebnisse in das digitale Datenverarbeitungssystem einbezogen wurden. Durch den Bau und den Einsatz digital registrierender Meßgeräte, die Anwendung von Analog-Digital- und Digital-Analog-Wandlern sowie die Benutzung automatischer Koordinatografen wurde Schritt für Schritt die Verwirklichung integrierter Datenverarbeitung in der angewandten Geophysik angestrebt.

Heute bieten wir nach Entwicklung und Beschaffung der erforderlichen Geräte und Fertigstellung problemorientierter Programmsysteme integrierte Datenverarbeitung in allen Disziplinen der angewandten Geophysik.



3000 HANNOVER 1 · POSTFACH 4767 · RUF: 8 07 21 · FERNSCHREIBER: 92 2847 · DRAHT: PRAKLA

Amsterdam · Brisbane · Ankara · Djakarta · Kuala-Belait · Madrid · Port-Harcourt · Rio de Janeiro · Tripolis · Wien