

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 — *O. Meyer*, Hamburg — *F. Möller*, München — *H. Reich*, Göttingen

Jahrgang 28

1962

Heft 1



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

Postverlagsort Würzburg

INHALTSVERZEICHNIS

<i>Kremser, G.</i> : Ergebnisse erdmagnetischer Tiefensondierung in der Umgebung von Göttingen	1
<i>Gutdeutsch, R.</i> : Über Vielfacheinsätze elastischer Wellen an Schichten	11
<i>Friedemann, H.</i> : Von neuen Erfindungen Meßeinrichtungen für sprengseismische Bodenuntersuchungen	47
Mitteilungen	49
Buchbesprechung	51

DIE ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

erscheint in Jahrgängen zu je 6 Hefen. Der Bezugspreis beträgt je Jahrgang 40,— DM, Einzelhefte je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Jahrgang, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Ende eines Jahrgangs vorliegt.

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

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

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

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

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

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

Prof. Dr. Walter Dieminger, Max-Planck-Institut für Aeronomie, Lindau über Northeim (Hann.)

Anschrift der *Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*:

Hamburg 13, Rothenbaumchaussee 80, Postscheck: Hamburg Nr. 55983

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

Bekanntmachung lt. Bayer. Pressegesetz: Verlag PHYSICA-VERLAG Rudolf Liebing K.-G., Würzburg, Münzstr. 12. Pers. haft. Ges. Rudolf Liebing, Arnulf Liebing und Hildegund Holler, sämtlich Buchhändler in Würzburg. Kommanditisten: Friedr. Göbler, Buchhändler, und Charl. Kuhnert, beide Würzburg.

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

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1962

Ergebnisse erdmagnetischer Tiefensondierung in der Umgebung von Göttingen

Von G. Kremser, Göttingen ¹⁾

(eingegangen am 6. November 1961)

Zusammenfassung: Veranlaßt durch das auffallende Verhalten der magnetischen Ostkomponente D in Göttingen im Vergleich mit Registrierungen an anderen Orten in Nordwestdeutschland während des I.G.J., wurden mit einer transportablen Station an mehreren Orten in der näheren Umgebung Göttingens die natürlichen Änderungen des erdmagnetischen Feldes registriert. Diese Aufzeichnungen wurden mit denen der Göttinger Station verglichen. Dabei ergab sich, daß bei Baystörungen die Ausschläge in D in Göttingen um etwa 20% größer sind als nur 50 km von Göttingen entfernt. Aus der Untersuchung kann mit einiger Sicherheit geschlossen werden, daß in der Umgebung von Göttingen eine elektrische Leitfähigkeitsanomalie vorhanden ist. Sie scheint sich vorwiegend in Nord-Süd-Richtung zu erstrecken. Die bisher vorliegenden Beobachtungen reichen jedoch für die Angabe eines genaueren Modells noch nicht aus.

Summary: The magnetic east component D at Göttingen shows variations distinctly different from those recorded at other places in North-West-Germany during the I.G.Y. In order to clarify this phenomenon, the natural changes of the geomagnetic field were recorded by a transportable station at several places near Göttingen and compared with those of the Göttingen station. The result is, that for bays the deflections of D at Göttingen are about 20% larger than only 50 km away. It follows with some certainty from the investigation that an anomaly of electric conductivity exists in the underground near Göttingen. It seems to extend mainly in the north-south-direction. The observations in hand as yet are, however, not sufficient to give a more exact model of the anomaly.

Einleitung

Erdmagnetische Tiefensondierung nennt man (nach BARTELS [1]) die Untersuchung der oberen Erdschichten (bis etwa 500 km Tiefe) mit Hilfe der natürlichen Variationen des Magnetfeldes der Erde. Man erhält dadurch Aussagen über die Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit in diesen Schichten. Dabei interessieren vor allem Abweichungen von der kugelsymmetrischen Verteilung, wie sie z. B. RIKITAKE [2] ange-

¹⁾ Dipl.-Geophys. GERHARD KREMSER, Göttingen, Geophysikalisches Institut der Universität, Herzberger Landstraße 180.

geben hat. Diese Abweichungen nennt man elektrische Leitfähigkeitsanomalien. Sie äußern sich in Unterschieden in den Magnetogrammen nicht zu weit voneinander entfernter Stationen, d. h. gleichzeitige Variationen werden stets in der gleichen unterschiedlichen Weise registriert. Solche Unterschiede sind in der Nähe von Göttingen in der Ostkomponente D festgestellt worden und haben zu der vorliegenden Arbeit Anlaß gegeben.

1. Das Verhalten der Ostkomponente D bei erdmagnetischen Baystörungen in Nordwestdeutschland.

Am Beginn der Arbeit standen Magnetogramme von SCHMUCKER [3] zur Verfügung, die er von 1957 bis 1959 bei der Untersuchung der großen norddeutschen Anomalie aufgenommen hat, sowie ein Teil der Auswertungen von Messungen, die das Deutsche Hydrographische Institut (D. H. I.) [4] zu demselben Zweck durchgeführt hat. In der Nähe von Göttingen sind dann noch mit einem tragbaren Askania-Variographen Registrierungen vorgenommen worden. Um einen ersten Überblick über das anomale Verhalten der Ostkomponente D zu bekommen, wurde für möglichst viele Stationen in Nordwestdeutschland im jeweiligen Extremum von Baystörungen das Verhältnis $D_{\text{Stat.}} : D_{\text{Göttingen}}$ gebildet. Die Magnetogramme der Dauerregistrierung in Göttingen wurden als Bezugsbasis gewählt, da die Registrierungen an den anderen Orten jeweils nur für begrenzte Zeit durchgeführt worden sind. In Abb. 1 ist dann ungefähr der Verlauf gleicher gemittelter Werte von $D_{\text{Stat.}} : D_{\text{Göt.}}$ eingezeichnet. Diese Abbildung zeigt in großen Zügen folgendes:

1. In der Umgebung von Göttingen ist in Richtung auf Göttingen zu ein Anwachsen des D -Wertes um etwa 20% auf verhältnismäßig kleinem Gebiet zu beobachten.
2. Es besteht die Möglichkeit einer Verbindung der Isanomalien des Göttinger Gebietes mit denen eines Gebietes um Hagen bei Beverungen, in dem vom D. H. I. [4] eine D -Anomalie vermutet wird.
3. An der Nordseeküste liegen höhere Werte als im Binnenland.
4. Ein eindeutiger Zusammenhang mit der großen norddeutschen H -Anomalie [3] ist nicht zu erkennen.

Die in der Umgebung von Göttingen auftretenden Unterschiede lassen das Vorhandensein einer neuen kleinen Anomalie vermuten.

2. Das anomale Verhalten von D in der Umgebung von Göttingen als Folge elektromagnetischer Induktion.

Das anomale Verhalten von D in der Umgebung von Göttingen wurde zunächst mit Hilfe der SCHMUCKERSCHEN Magnetogramme [3] untersucht. Diese Untersuchungen zeigten, daß man das anomale Verhalten ohne Schwierigkeiten auf Induktion zurückführen kann. Das wird am Beispiel der Baystörung vom 27. 1. 1958 deutlich (Abb. 2).

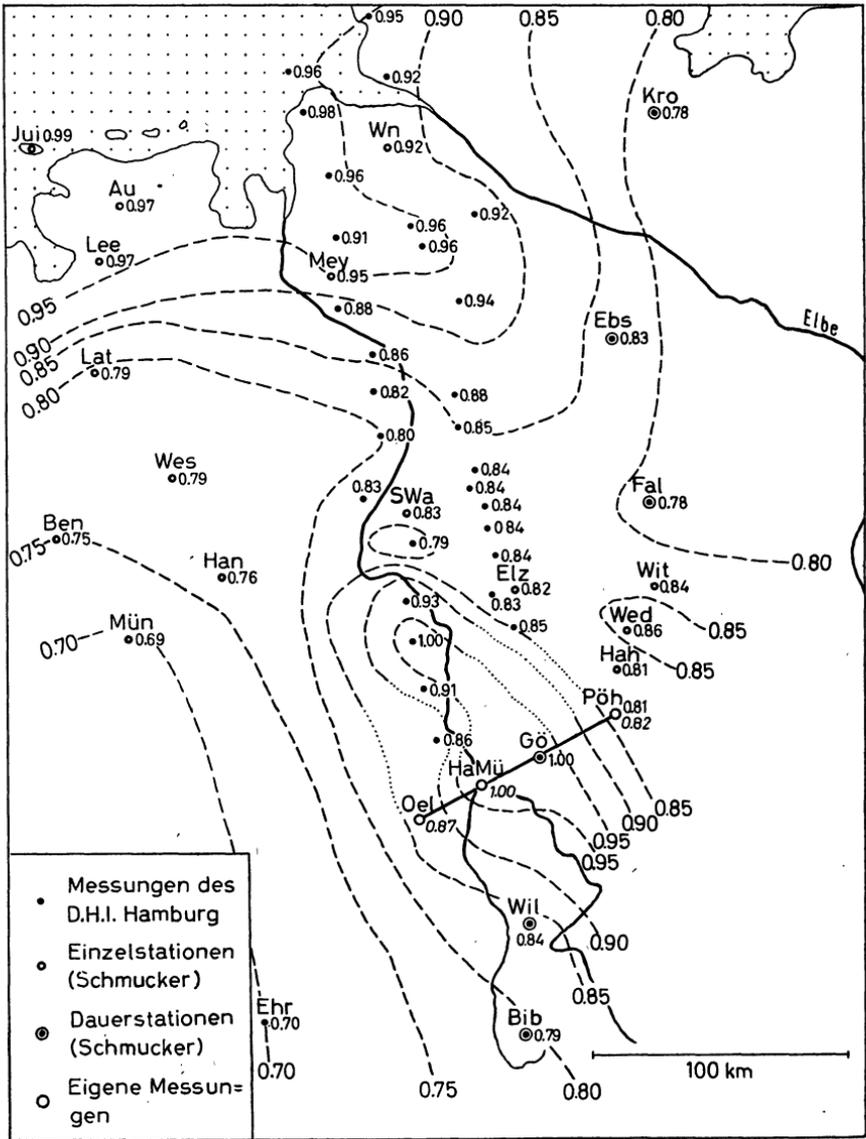
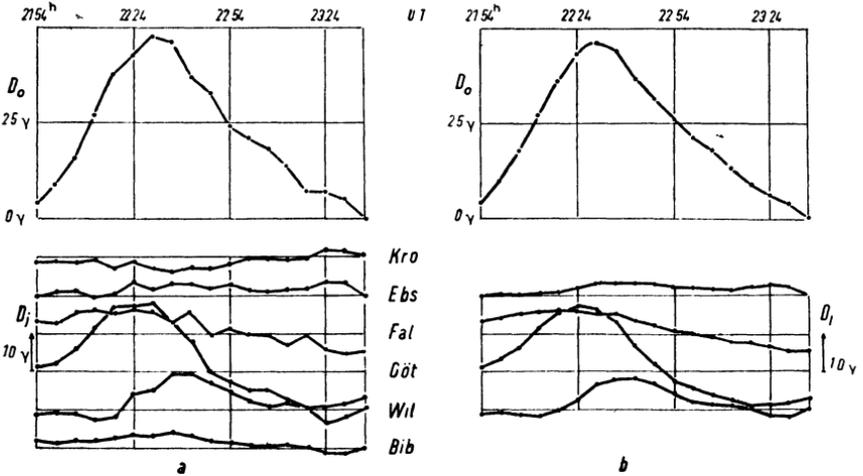


Abb. 1: Gemittelte Werte von $D_{Stat}:D_{Göt}$ für Baystörungen und Linien gleichen Wertes von $D_{Stat}:D_{Göt}$.

(Stationsbezeichnungen nach SCHMUCKER [3], zusätzlich: HaMü = Hann.-Münden, Oel = Oelshausen.)

(In gleicher Weise sind insgesamt drei positive und drei negative Baystörungen untersucht worden.) Für alle derartigen Untersuchungen ist es notwendig, das gemessene magnetische Störungfeld in einen äußeren (ionosphärischen) und einen inneren (induzierten) Anteil zu zerlegen. Da SCHMUCKER seine Messungen auf Nord-Süd-Profilen durchgeführt hat, kann man die gebräuchlichen Trennungungsverfahren zur Trennung von D nicht anwenden. Es wurde deshalb folgendermaßen vorgegangen: Man nimmt an, daß das äußere induzierende Feld im Bereich der vermuteten Anomalie



Bay 27. Jan. 1958

Abb. 2: Der induzierende Anteil D_0 des Magnetfeldes und der induzierte Anteil D_i . (Die Kurven sind in b gemittelt. Kro = Kronsforde, Ebs = Ebstorf, Fal = Fallersleben, Göt = Göttingen, Wil = Wildeck, Bib = Bieberstein.)

und ein wenig darüber hinaus als homogen angesehen werden kann. Das Mittel der Randwerte des Profiles wird also etwa den induzierenden Anteil D_0 darstellen. Nach

$$D_i = D - D_0 \quad (1)$$

wurde dann für die einzelnen Profilstationen der anomale innere Anteil D_i berechnet, und zwar für den gesamten zeitlichen Verlauf der Baystörungen. (Der normale innere Anteil, der ja auch in der Anomalie induziert, ist in D_0 enthalten.) Der zeitliche Abstand der einzelnen ausgewerteten Ablesungen betrug dabei sechs Minuten.

In Abb. 2 sieht man vor allem in den geglätteten Kurven (Teil b), daß der Verlauf von D_i in Göttingen (Göt) stark von dem an den übrigen Stationen abweicht. Es tritt im Gegensatz zu den anderen Kurven deutlich zur Zeit des Maximums in D_0 ein Maximum in D_i auf. Der auffallende Verlauf von D_i in Göttingen und die fast genau

gleiche Phase von D_i und D_0 können als sicherer Hinweis für einen Induktionsvorgang gewertet werden. Der verschwindende Phasenunterschied tritt bei Induktionserscheinungen ja dann auf, wenn die Selbstinduktion sehr groß ist. Das trifft für geophysikalische Fälle zu, da die Abmessungen der Körper, in denen induziert wird, i. a. sehr groß sind.

In Abb. 3 kann man nun auch noch sehen, daß die LENZsche Regel erfüllt wird; denn es tritt in Göttingen während des Anstieges von D_0 ein Maximum in D_i auf, das

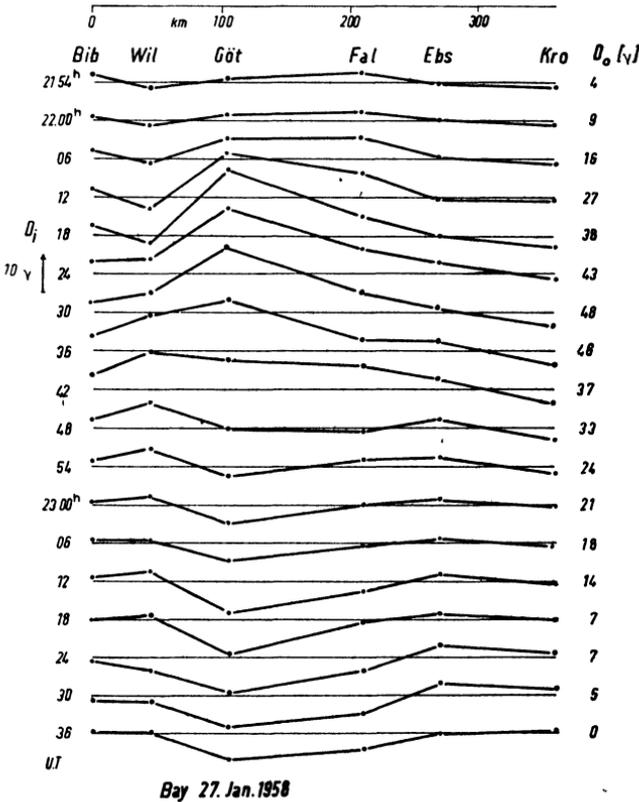


Abb. 3: Der induzierte Anteil D_i auf dem Ostprofil in zeitlichen Abständen von je 6 Minuten.

bei Abnahme von D_0 abflacht und dann in ein Minimum übergeht. Soweit einfache Modellvorstellungen erlaubt sind, verstärken sich nämlich infolge Induktion die Horizontalkomponenten des Magnetfeldes, nur die Vertikalkomponente wird geschwächt.

Gegenüber Göttingen ist an den übrigen Profilstationen nichts Auffallendes zu bemerken.

3. Ergebnisse der eigenen Registrierungen

Um etwas Genaueres über die Göttinger Anomalie aussagen zu können, müßte man den Einfluß dieser Anomalie auf die Nordkomponente H und die Vertikalkomponente Z kennen. Es hat sich gezeigt, daß die SCHMUCKERSchen Registrierungen für die Untersuchung der Göttinger Gegend nicht ausreichen. Der Abstand der einzelnen Stationen auf dem SCHMUCKERSchen Ostprofil ist so groß und der Einfluß der norddeutschen Anomalie gerade in diesen Komponenten so stark, daß man für Göttingen kein besonderes Verhalten erkennen kann.

Einige ergänzende Ergebnisse lieferten dann die mit einem Variographen durchgeführten eigenen Registrierungen. Der Variograph wurde an sechs Orten längs eines Profiles von Pöhle (Pöh) im Südharz über Wollbrandshausen (Wol), Meensen (Mee), Hann.-Münden (HMü), Holzhausen (Hol) bis Oelshausen (Oel), westlich von Kassel, aufgestellt. Bei der Anlage des Profils wurde beachtet, daß eine Verbindung zur Anomalie bei Hagen möglich ist; zu einer Verbindungslinie Hagen—Göttingen sollte das Profil daher nach Möglichkeit senkrecht verlaufen. Andererseits durften die Endstationen des Profiles in Nord-Süd-Richtung nicht zu weit auseinander liegen, um, so weit wie möglich, den Einfluß der norddeutschen Anomalie zu vermeiden.

Auf diesem Profil treten dann auch deutlich Unterschiede in Z auf. In H sind sie dagegen gering, und man kann in ihnen keinen systematischen Gang erkennen. An zwei Beispielen aus den Registrierungen soll das deutlich anomale Verhalten in Z gezeigt werden. Die Abb. 4 und 5 zeigen Ausschnitte von Registrierungen in Göttingen

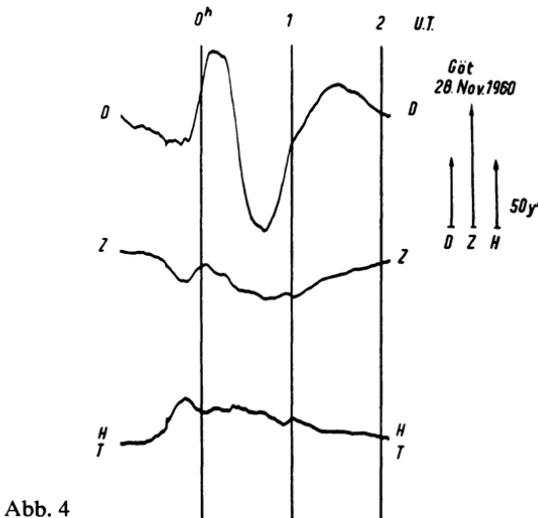


Abb. 4

Abb. 4 und 5: Ausschnitte aus Magnetogrammen zum Vergleich der Wanderstation mit der Göttinger Hauptregistrierung.

(Göt) und Hann.-Münden (HMü). (Die Entfernung beträgt etwa 30 km. Man beachte die unterschiedliche Empfindlichkeit in Z.) In *D* und *H* ist der Verlauf der Registrierkurven bis in die Einzelheiten ähnlich, in *Z* treten dagegen zur Zeit der Extremalaus-

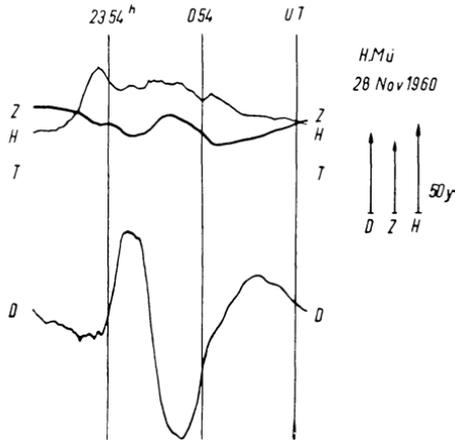


Abb. 5

schläge in *D* große Unterschiede auf. Noch auffallender sind diese Unterschiede zwischen Göttingen und Oelshausen (Oel) (Entfernung etwa 60 km). Die Abb. 6 und 7 zeigen die Registrierung eines ssc an diesen Orten. Hier sind sogar die Vorzeichen der *Z*-Ausschläge einander entgegengesetzt. Ein Induktionseffekt tritt also eindeutig auf.

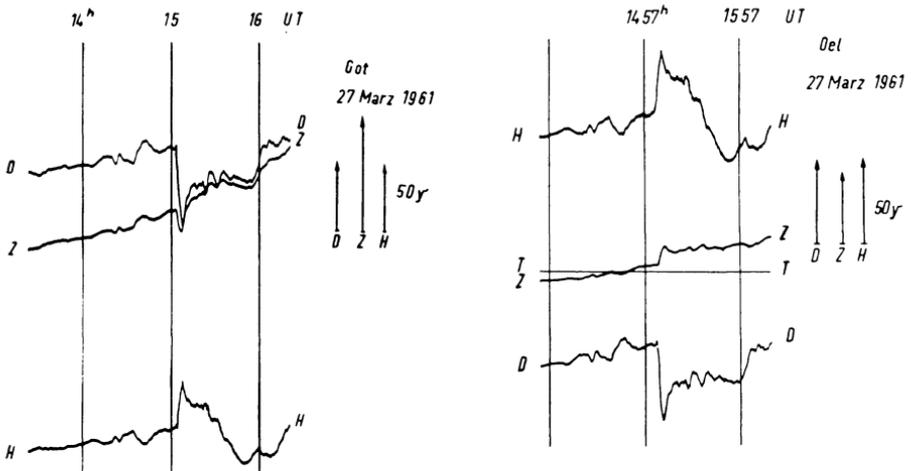


Abb. 6 und 7: Ausschnitte aus Magnetogrammen zum Vergleich der Wanderstation mit der Göttinger Hauptregistrierung.

Jedoch lassen sich auch mit den Ergebnissen dieser Registrierungen keine genauen Rechnungen durchführen. Hier stört vor allem die Tatsache, daß nur jeweils an zwei Stationen gleichzeitig registriert worden ist, so daß man für verschiedene Orte die Induktionseffekte verschiedener Baystörungen miteinander vergleichen muß. Daher stecken auch in den folgenden Ausführungen noch eine ganze Reihe von Vermutungen und unbewiesenen Annahmen.

Zunächst wurde, wie für Abb. 1, an den einzelnen Profilstationen das Verhältnis $D_{\text{Stat.}} : D_{\text{Göt}}$ gebildet. In der Abb. 8 sieht man von Osten nach Westen eine Zunahme

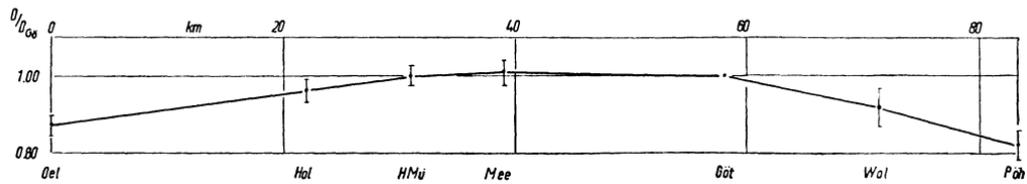


Abb. 8: Die gemittelten Werte von $D_{\text{Stat.}} : D_{\text{Göt}}$ mit den durchschnittlichen Abweichungen der Einzelwerte vom Mittelwert für das Profil Pöhlde—Oelshausen.

dieses Verhältnisses von Pöhlde bis etwa Meensen, danach bis an das Profilende eine Abnahme. Aus dem Verhalten von Z in Oelshausen (s. Abb. 6 und 7) muß man schließen, daß das Ende des Einflußbereiches der Anomalie in Oelshausen noch keineswegs erreicht ist. Aus dem Vergleich der Magnetogramme der einzelnen Stationen kann man dahingegen schließen, daß Pöhlde zumindest am Rande dieses Bereiches liegt. Da kaum eine andere Möglichkeit besteht, wurde unter Berücksichtigung des errechneten Wertes $D_{\text{Pöh.}} : D_{\text{Göt}} = 0,82$ festgelegt:

$$D_0 = D_{\text{Pöh.}} = 0,82 D_{\text{Göt}} \quad (2)$$

Für die Vertikalkomponente wurde angenommen

$$Z_0 = Z_{\text{Göt}} \quad (3)$$

Diese Annahme sieht sehr willkürlich aus. Durch Ausprobieren anderer Festsetzungen und Diskussion der sich daraus ergebenden Störungsvektoren kann man sie jedoch plausibel machen. (Prinzip: In der Nähe der Anomalie sollen die größten Störungsvektoren liegen.)

Da die Störungen in H klein und unsicher sind, wurde ferner angenommen, daß H in der Anomalie nicht induziert. Es ist aber durchaus möglich, daß mit verfeinerten Meßmethoden auch ein Einfluß der Anomalie auf H nachzuweisen ist.

Unter diesen Annahmen wurden die anomalen normierten inneren Anteile in D und Z berechnet nach:

$$D'_i = \frac{D_{\text{Stat}} - 0,82 D_{\text{Göt}}}{F_{\text{ind}}} \quad Z'_i = \frac{Z_{\text{Stat}} - Z_{\text{Göt}}}{F_{\text{ind}}} \quad (4)$$

mit

$$F_{\text{ind}} = \text{sign}(D_{\text{Göt}}) \sqrt{(0,82 D_{\text{Göt}})^2 + (Z_{\text{Göt}})^2} \approx 0,82 D_{\text{Göt}} \quad (5)$$

Das Ergebnis ist in Abb. 9 dargestellt. D'_i nimmt von Osten bis etwa Hann.-Münden zu und dann wieder ab. Z'_i nimmt dagegen von Osten nach Westen ständig ab, wobei

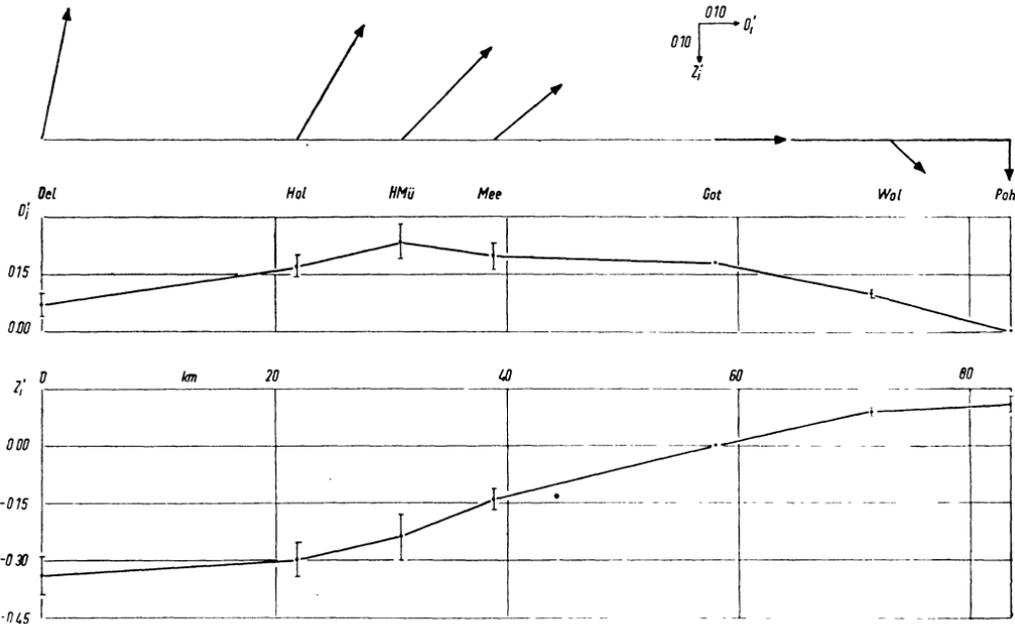


Abb. 9: Mittelwerte der normierten inneren Anteile D'_i , Z'_i mit den durchschnittlichen Abweichungen der Einzelwerte vom Mittelwert und die Darstellung der inneren Störungsvektoren für $Z_i, Göt = 0$.

die Abnahme westlich von Holzhausen allerdings schwächer wird. Der Verlauf dieser Kurven ändert sich nicht wesentlich mit den Annahmen D_0 und Z_0 . Es ändern sich dabei nur die Skalenwerte und damit die in Abb. 9 dargestellten Störungsvektoren, die daher unsicher sind.

Fest steht aber, daß mit dem Profil Pöhlde—Oelshausen eine neue elektrische Leitfähigkeitsanomalie angeschnitten worden ist, von der man sagen kann, daß sie nicht weit westlich von Göttingen verläuft. Die vorliegenden Beobachtungen reichen jedoch für eine einigermaßen begründete Modellvorstellung noch nicht aus. Die Ähn-

lichkeit im Verlauf der Störungsvektoren mit den entsprechenden Darstellungen auf der nördlichen Hälfte der SCHMUCKERSchen Profile [3] und die Tatsache, daß der Einfluß auf H jedenfalls sehr schwach ist, könnten zu der Annahme führen, die Anomalie erstreckte sich vorwiegend in Nord-Süd-Richtung. Es handelt sich bei dieser Annahme aber nur um eine ganz grobe Analogie. Erst weitere Untersuchungen können die Form und den Verlauf der Anomalie aufdecken.

Literatur

- [1] BARTELS, J.: Erdmagnetische Tiefen-Sondierungen. Geolog. Rundschau **46**, 99 (1957).
- [2] RIKITAKE, T.: Electromagnetic Induction within the Earth. Part II. Bull. Earthq. Res. Inst. **28**, 263 (1950).
- [3] SCHMUCKER, U.: Erdmagnetische Tiefensondierung in Deutschland 1957/59: Magnetogramme und erste Auswertung. Abhandl. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-Phys. Kl. Beitr. Internat. Geophys. Jahr, Heft 5 (1959).
- [4] MEYER, O.: Berichte des Deutschen Hydrographischen Instituts an die Deutsche Forschungsgemeinschaft.

Über Vielfacheinsätze elastischer Wellen an Schichten¹⁾

Von R. Gutdeutsch, Clausthal²⁾

Zusammenfassung: Es wird ein Typ elastischer Wellen beschrieben, der sich speziell an Schichten ausbilden kann. Seine Erscheinungsform ist entweder die von einzelnen Einsätzen, deren Auswertung parallele Laufzeitgeraden ergibt, oder die einer Sinuswelle fester Frequenz. Der Zeitabstand zwischen zwei Einsätzen bzw. die Schwingungsdauer der Sinuswelle ist proportional der Schichtdicke. Dieser Mechanismus wird bei modellseismischen Versuchen an Platten in Luft beobachtet. An zweidimensionalen Modellen einer Schicht hoher Wellengeschwindigkeit im Nebengestein kleiner Wellengeschwindigkeit gelingt die Registrierung nicht. Das ist darauf zurückzuführen, daß die Welle bei ihrer Ausbreitung längs der Schicht ständig Energie an die Umgebung abgibt und daher eine zu geringe Reichweite besitzt, um beobachtet zu werden. Mit Hilfe der Elastizitätstheorie wird dieser Ausbreitungsmechanismus quantitativ beschrieben. Es wird klargelegt, daß seine Entstehung besonders an einer schwimmenden Eisschicht begünstigt wird. An einer schwimmenden Eisschicht findet die Welle keine Gelegenheit, ihre Energie an das Wasser abzugeben. Tatsächlich ist bereits auf einer schwimmenden Eisschicht eine Welle beobachtet worden, die auf diese Weise erklärt werden kann.

Summary: This paper contains a description of a type of elastic waves which develops specially on layers. It forms either characteristic single arrivals which render parallel time-distance-curves, or a sinusoidal wave of constant frequency. The interval between two arrivals or the period of the sinusoidal wave is proportionate to the thickness of the layer. The single arrivals are observed in the course of model seismic experiments on plates in air. They could not be successfully registered on two-dimensional models of high-velocity layers surrounded by homogeneous material. The reason for this lies in the fact that the wave during propagation along the layer constantly transmits energy to its surroundings and diminishes beyond recognition. Using the theory of elasticity the physical behaviour of this type of waves is described quantitatively. It is shown that the conditions on a floating ice sheet are favourable for this mechanism. One such seismic wave has been observed which can be explained by the mechanism described here.

Benutzte Symbole

λ, μ = LAMESche Konstanten

σ = POISSONSche Zahl

a = Geschwindigkeit für Kompressions- oder P -Wellen

$$= \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho}$$

¹⁾ Gekürzte Fassung der gleichlautenden Dissertation des Verfassers.

²⁾ R. GUTDEUTSCH, Institut für Geophysik der Bergakademie Clausthal, freier Mitarbeiter der Seismos GmbH, Hannover.

- b = Geschwindigkeit für Scher- oder S -Wellen
 $\quad = \sqrt{\mu/\rho}$
 ω = Kreisfrequenz
 k = Wellenzahl
 L = Wellenlänge
 c = Phasengeschwindigkeit
 U = Gruppengeschwindigkeit
 γ^2 = $\omega^2 (1/c^2 - 1/a^2)$
 γ'^2 = $\omega^2 (1/c^2 - 1/b^2)$
 u_i = Vektor der Verschiebung
 σ_{ij} = Spannungstensor
 ε_{ijk} = dreistufiger Tensor = 0 für mindestens 2 gleiche Indizes,
 $\quad + 1$ wenn ijk durch zyklische Vertauschung aus 123 her-
 \quad vorgeht,
 $\quad - 1$ wenn ijk durch zyklische Vertauschung aus 321 her-
 \quad vorgeht.

Alle bisher eingeführten Größen gelten innerhalb der Schicht. Wenn sie für das Gebiet außerhalb der Schicht benutzt werden sollen, erhalten sie den Index I , z. B. a_I .

- H = halbe Schichtdicke
 a' = Geschwindigkeit der Plattenwelle
 $\quad = 2b\sqrt{1 - b^2/a^2}$
 a'' = Geschwindigkeit der Stabdehnungswelle
 $\quad = 2b\sqrt{1 - b^2/a'^2}$
 β = $\arcsin(b/a)$
 β_I = $\arcsin(b_I/a)$
 α_I = $\arcsin(a_I/a)$

I. Einleitung

Bei refraktionsseismischen Messungen beobachtet man gelegentlich, daß dem Ersteinsatz der Kompressionswelle weitere Einsätze in gleichen Abständen folgen. Wenn man die Laufzeiten dieser Einsätze graphisch als Funktion der Entfernung vom Schußpunkt aufträgt, erhält man eine Vielzahl von annähernd parallelen und äquidistanten Laufzeitgeraden, von denen die erste zum Ersteinsatz der Kompressionswelle gehört. In der Regel weisen die späteren Einsätze schon nach geringen Laufwegen mehr Energie als der Ersteinsatz auf. Demnach verschiebt sich also die Energie mit zunehmender Entfernung allmählich vom ersten auf spätere Einsätze.

Dieser Ausbreitungsmechanismus seismischer Wellen, für den wir in der vorliegenden Arbeit die Bezeichnung „Vielfacheinsätze“ benutzen werden, ist schon von vielen Autoren beobachtet und beschrieben worden [1, 3, 4, 7, 8, 9, 22].

Schon im Jahre 1929 registrierten BROCKAMP und MOTHES [1] Vielfacheinsätze bei einer seismischen Vermessung des Pasterzegletschers. Ihre Fortpflanzungsgeschwindigkeit war die der *P*-Welle im Gletschereis.

REICH [3] publizierte im Jahre 1954 Seismogramme, die von der Seimos GmbH im Gebiet der schwäbisch-fränkischen Malmkalkplatte erhalten worden waren. Auf diesen Seismogrammen sind Vielfacheinsätze erkennbar, die sich mit der *P*-Geschwindigkeit der Oberflächenschicht von 100—200 m Mächtigkeit ausbreiten.

Auch bei seeseismischen Messungen des Institutes für Geophysik der Bergakademie Clausthal auf der Nordsee 1959 wurden Vielfacheinsätze beobachtet, deren Auswertung drei äquidistante parallele Laufzeitgeraden ergab. Gegenwärtig befinden sich die Ergebnisse noch in Bearbeitung.

II. Deutung der Vielfacheinsätze

Die Tatsache, daß sich die Vielfacheinsätze alle mit der gleichen Geschwindigkeit ausbreiten und daß der Zeitabstand zwischen ihnen so gut wie konstant ist, läßt den Schluß zu, daß sie den größten Teil ihres Laufweges in ein und derselben Schicht zurückgelegt haben. Die Vorstellung, es könne sich um einen Vorgang der reflektierten Refraktion handeln, stößt auf Schwierigkeiten, denn mit ihr kann man zwanglos nur die ersten beiden Einsätze erklären [2]. Zur Deutung der späteren Einsätze müßte man schon recht komplizierte Reflexionswege annehmen, die nur in seltenen Fällen als wahrscheinlich anzusehen sind.

In den älteren Arbeiten [1, 3] wurde die Entstehung der Vielfacheinsätze noch in der Weise gedeutet, daß die am Schußpunkt erzeugte *P*-Welle senkrecht in die Oberflächenschicht eindringe und auf die untere Begrenzungsfläche treffe. Von dort aus pflanze sie sich längs der Grenzfläche fort und laufe unter dem Registrierort wieder senkrecht nach oben. Die Laufzeitkurve einer solchen Welle stellt wohl eine Parallele zum *P*-Ersteinsatz dar, jedoch widerspricht ihr Wellenweg dem Fermatschen Prinzip. Eine endgültige Erklärung der Vielfacheinsätze lieferten BERCKHEMER und OLIVER 1955 [4]. Hiernach muß man in Betracht ziehen, daß die Unterfläche einer Schicht grundsätzlich eine *P*-Welle mit der Geschwindigkeit des Hangenden zu führen imstande ist. Das folgt aus der theoretischen Analyse von CAGNIARD [5]. Wenn eine Scherwelle unter dem kritischen Winkel $\beta = \arcsin(b/a)$ auf eine beliebige Grenzfläche trifft, pflanzt sich die reflektierte *P*-Welle längs der Grenzfläche fort. Dabei strahlt sie unter dem Winkel β *S*-Wellen in das Hangende zurück. Zur Erklärung der Wellenwege sei auf Abb. 1 verwiesen. Die Laufzeitkurve dieser Welle ist geradlinig. Sie folgt dem *P*-Ersteinsatz in einem konstanten Zeitabstand. Ihre Wellenwege sind vom Typ *SPS* (*P* bedeutet, daß es sich um eine streifend einfallende *P*-Welle handelt) und ähneln denen einer Refraktionswelle.

Auf die Bedeutung der *SPS*-Welle für die Refraktionsseismik wird z. B. im Lehrbuch für angewandte Geophysik von HAALCK [6] auf Seite 121 hingewiesen.

BERCKHEMER und OLIVER erkannten, daß bei der Entstehung der Vielfacheinsätze aus den Arbeiten [1] und [3] SPS-Wellen beteiligt gewesen sein müssen. Sie zeigten mit Hilfe modellseismischer Versuche, daß die SPS-Welle und der P-Ersteinsatz

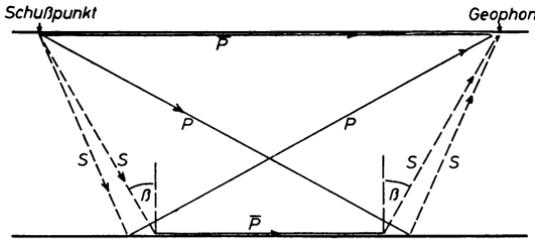


Abb. 1: Wellenwege in einer Schicht.

parallele Einsätze auf dem Seismogramm ergeben. Insbesondere folgt aus ihren Experimenten, daß auch die Wechselreflexion vom Typ $SP + PS$ mit beträchtlichen Amplituden auftritt. (Die Bezeichnungsweise $SP + PS$ bedeutet, daß der eine Reflexionsweg durch eine S-Welle und der andere durch eine P-Welle zurückgelegt wird und daß diese Wellenwege vertauschbar sind.) Um die Anschauung zu erleichtern, finden sich in Abb. 2 die Laufzeitkurven für die wichtigsten Reflexionen beim Einschichtmodell. Man erkennt, daß die Laufzeitkurve der $SP + PS$ -Reflexion keine

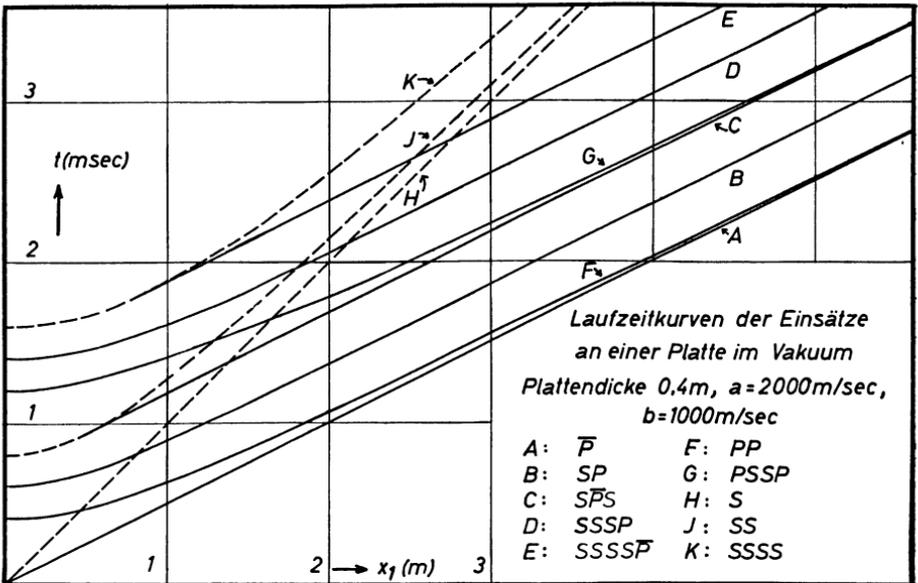


Abb. 2: Zur Entstehung der Vielfacheinsätze.

Gerade ist, sondern eine Kurve höherer Ordnung. Erst für große Entfernungen vom Schußpunkt nähert sie sich asymptotisch einer Geraden, die genau zwischen den Einsätzen der direkt gelaufenen P -Welle und der SPS -Welle liegt. A stellt den P -Ersteinsatz, B den $SP + PS$ -Einsatz und C den Einsatz der SPS -Welle dar.

BERCKHEMER und OLIVER deuteten nur die ersten drei der Vielfacheinsätze, nämlich die Einsätze A , B und C in Abb. 2. Die Meßergebnisse zeigen aber darüber hinaus, daß diesen Einsätzen weitere in gleichen Zeitabständen folgen. Es liegt die Schlußfolgerung nahe, daß diese späteren Einsätze durch multiple Reflexionen zustande kommen. Darum wollen wir die bis hierher von BERCKHEMER und OLIVER angestellten Überlegungen weiterführen und fragen, was mit den vielfach reflektierten Wellen in großer Entfernung vom Schußpunkt geschieht.

Der Einfachheit halber betrachten wir eine Platte im Vakuum, an deren Oberfläche sich eine punktförmige Quelle seismischer Wellen befindet. In Anlage I sind Momentaufnahmen der wichtigsten Wellenfronten zu verschiedenen Zeiten nach dem Schußmoment dargestellt worden. Genau wie in Abb. 2 stellt auch hier A den Ersteinsatz, B den Einsatz der $SP + PS$ -Reflexion und C den Einsatz der SPS -Welle dar. Man sieht deutlich, daß die Einsätze der vielfachen P -Reflexionen sich für große Entfernungen asymptotisch dem P -Ersteinsatz nähern. Wellen vom Typ $SP + PS$ — oder allgemein Vielfachreflexionen, bei denen ein Wellenweg durch eine Scherwelle zurückgelegt wird, nähern sich für große Entfernungen einer Geraden, die im Abstand

$\frac{2H}{a} \cotg \beta$ zum P -Ersteinsatz parallel verläuft. Multiple Reflexionen, bei denen zwei

Reflexionswege durch Scherwellen zurückgelegt werden, nähern sich für große Entfernungen einer Laufzeitgeraden, die eine Parallele zum Ersteinsatz im Abstand

$\frac{4H}{a} \cotg \beta$ darstellt. Man kann leicht zeigen, daß multiple Reflexionen unter Beteili-

gung von m Scherwellenwegen sich Laufzeitkurven zuordnen lassen, die sich bei großen Schußentfernungen asymptotisch ein und derselben Laufzeitgeraden nähern,

welche den festen Zeitabstand $\frac{2mH}{a} \cotg \beta$ zum P -Ersteinsatz besitzt. Darüber hinaus

ist die Feststellung wichtig, daß der 3., 5., 7. ... Einsatz durch die SPS -Welle bzw. durch vielfache Reflexionen der SPS -Welle entstehen. Die Vielfacheinsätze mit ungerader Ordnungszahl m liefern daher schon bei geringen Entfernungen vom Schußpunkt exakt Parallelen zum Ersteinsatz. Dagegen entsteht der 2., 4., 6., 8. ... Einsatz durch Überlagerung von multiplen Reflexionen. Man bekommt als Laufzeitkurven keine Geraden, sondern Kurven, die sich für große Schußentfernungen asymptotisch Parallelen zum Ersteinsatz nähern. Das kann man auch aus Abb. 2 entnehmen.

Die Art der Wellenausbreitung bei großer Schußentfernung läßt sich leicht aus Abb. 2 und Anlage I ablesen. Sie besteht aus dem P -Ersteinsatz und weiteren Einsätzen, die in äquidistanten Zeitabständen aufeinanderfolgen. Damit kommen wir zu dem Ergebnis, daß die Vielfacheinsätze durch einen Vorgang multipler Reflexionen innerhalb der Schicht entstehen.

Das Auftreten von Vielfacheinsätzen ist in der Ultraschalltechnik eine häufig untersuchte Erscheinung, die nicht nur an Platten, sondern auch an Zylindern beobachtet werden kann. Tatsächlich ist diese Form der Wellenausbreitung in Platten und Zylindern gleichartig, so daß man die Resultate qualitativ von dem einen Fall auf den anderen übertragen kann.

HUGHES, PONDROM und MIMS [11] erzeugten mit Hilfe piezoelektrischer Kristalle elastische Wellen in zylindrischen Stäben und konnten Vielfacheinsätze nachweisen. In Abb. 3 ist ein Seismogramm aus ihrer Veröffentlichung übernommen worden. Dieses Seismogramm ist ein eindrucksvolles Beispiel für die in der Einleitung erwähnte Energieverschiebung der Vielfacheinsätze. Bei kleinen Meßentfernungen ist die Amplitude des ersten Einsatzes viel größer als die des zweiten. Mit zunehmender Entfernung nimmt aber die Amplitude des Ersteinsatzes stärker ab als die des zweiten, so daß schließlich der zweite Einsatz bedeutend mehr Energie enthält als der erste.

Die gleiche Erscheinung beobachtete auch McSKIMIN [7] bei der Untersuchung zylindrischer Stäbe aus gegossenem Quarzglas.

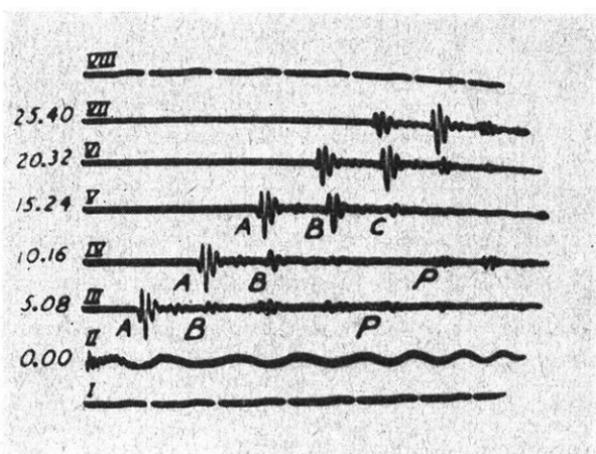


Abb. 3: Vielfacheinsätze

(nach einer Registrierung von HUGHES, PONDROM und MIMS [11]).

McSKIMIN [7] und REDWOOD [24, 25] erklären diese Erscheinung so, daß der Ersteinsatz an den Grenzflächen ständig Energie durch die Erzeugung von Scherwellen verliert. Die Scherwellen transportieren die Energie zum zweiten Einsatz. RAO, GUTDEUTSCH und KLUSMANN [8] registrierten Vielfacheinsätze bei modellseismischen Experimenten an Platten aus PVC. Sie idealisierten die Verhältnisse durch die Annäherung der in Wirklichkeit gekrümmten Wellenfronten durch ebene Fronten. Das führte zu der Darstellung in Abb. 4. Hier ist ein senkrechter Schnitt durch die Platte skizziert worden. Die ebene P_h -Wellenfront schreitet in Pfeilrichtung fort. An

jeder der beiden Grenzflächen schleppt sie eine Scherwelle S_1 und S_2 nach, die unter dem Winkel β abgestrahlt werden. Beim Auftreffen auf die jeweils gegenüberliegenden Grenzflächen erzeugen die Scherwellen eine streifend reflektierte P -Welle und zwei

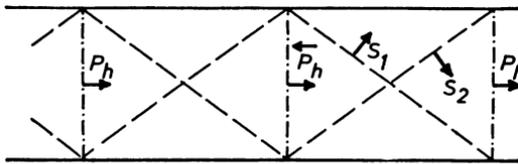


Abb. 4: Wellenfronten in einer Platte
 - · - · - · - · - Front der P_h -Welle
 - - - - - Front der S -Welle

unter dem Winkel β reflektierte S -Wellen. Es ist klar, daß nach diesem Mechanismus eine ganze Reihe von P -Einsätzen entsteht, die in gleichen Zeitabständen aufeinanderfolgen. Ein Vergleich mit Anlage I läßt erkennen, wie die gekrümmten Fronten sich für große Entfernungen vom Schußpunkt asymptotisch den ebenen Wellenfronten in Abb. 4 nähern. Daraus ergibt sich, daß die Vorstellung ebener Wellenfronten in Abb. 4 für sehr große Schußentfernungen gerechtfertigt ist.

Ein ungefähres Bild der Wellenfronten aus Abb. 4 kann man durch modellseismische Aufnahmen nach dem Schlierenverfahren sichtbar machen. Hierbei verdient besondere Beachtung der Lehrfilm „Ultraschallvorgänge im Schlierenbild“ vom Zentralamt für Lehrmittel, Berlin [9]. In diesem wird der Ablauf der Wellenausbreitung in Zeitlupe dargestellt.

Die wichtigste Voraussetzung für die eben beschriebene Wellenausbreitung ist, daß die seismische Störung nach Ablauf der Zeit $\delta t = \frac{2H}{a} \cotg \beta$ abgeklungen ist, d. h., sie muß so kurz sein, daß die aufeinanderfolgenden P -Einsätze nicht miteinander interferieren. HUGHES, PONDROM und MIMS [11] zeigten durch systematische Versuche, daß bei Verwendung von Zylinderradien, die klein gegen die Wellenlänge des Gebersignales sind, nur wenig Energie mit den Vielfacheinsätzen transportiert wird. Vielmehr tritt eine dispersive Welle mit auffallend kleiner Geschwindigkeit und großer Amplitude auf. Vermutlich handelt es sich dabei um die Biegungswelle (s. Teil III, Kapitel I).

III. Untersuchung der Vielfacheinsätze

1. Über die Wellenausbreitung an einer Platte im Vakuum

Aus den Beobachtungen der Vielfacheinsätze folgt, daß ihr Wellenfrontenbild innerhalb der Schicht unabhängig vom Nebengestein ist. Bereits in Abb. 4 und Anlage I wurde eine einfache Platte im Vakuum betrachtet. Für eine genauere Untersuchung der Vielfacheinsätze wird es also zweckmäßig sein, zuerst die Erscheinung an einer Platte im Vakuum zu behandeln.

Im isotropen elastischen Vollraum können bekanntlich nur zwei Arten elastischer Wellen erzeugt werden, nämlich die P - und die S -Wellen. Auch in einem Körper begrenzter räumlicher Ausdehnung sind alle auftretenden Erscheinungen durch ein Zusammenwirken von Kompressions- und Scheranteilen erklärbar. Es entsteht aber ein weitaus komplizierteres Wellenbild. Wenn z. B. eine bestimmte Stelle einer Platte im Vakuum zum Ausgangspunkt elastischer Wellen wird, so beobachtet man nicht nur die direkt gelaufenen P - und S -Wellen, sondern auch noch weitere Einsätze auf dem Seismogramm. Von diesen können solche mit sehr hohen Frequenzen z. B. als RAYLEIGHwellen gedeutet werden, die an die beiden Grenzflächen der Platte gebunden sind. Bekanntlich nimmt die Amplitude einer RAYLEIGHwelle exponentiell mit dem Abstand zur Grenzfläche ab. Die RAYLEIGHwellen der beiden Grenzflächen beeinflussen sich also kaum, wenn die Plattendicke im Vergleich zur Wellenlänge sehr groß ist. Wenn man jedoch die Plattendicke verringert, kommt es zur Interferenz der beiden Wellen. Anstatt einer dispersionsfreien RAYLEIGHwelle erhält man jetzt zwei neue Wellenformen, nämlich die Biegungswelle und die Plattenwelle. Die Phasen- und Gruppengeschwindigkeiten dieser Wellen sind von der Frequenz abhängig und gehen für große Werte von kH (k = Wellenzahl, $2H$ = Plattendicke) asymptotisch in die Halbraumgeschwindigkeit der RAYLEIGHwelle über. Experimentelle Untersuchungen zeigen, daß je nach Art der seismischen Anregung vorwiegend die Plattenwelle oder die Biegungswelle erzeugt werden kann [8, 10].

Weitere Einsätze auf dem Seismogramm sind als Reflexionen von Raumwellen an den Grenzflächen zu deuten. Die Zuordnung bereitet allerdings dann Schwierigkeiten, wenn die einzelnen Einsätze miteinander interferieren. Wenn die Dauer des seismischen Signales viel größer ist als der Laufzeitunterschied zweier Reflexionen, so bekommt man als Resultierende ein Interferenzbild anstatt einzelner, getrennter Einsätze. Die Wellenausbreitung in dieser Form ist in der englischsprachigen Literatur unter der Bezeichnung „higher modes“ bekanntgeworden. Schon im Jahre 1916 wies LAMB [22] für die Platte im Vakuum nach, daß die Wellen der „higher modes“ zu Knotenebenen und Schwingungsbäuchen parallel den Grenzflächen führen. Hiermit war bereits klargestellt, daß es sich um eine Resonanzerscheinung handelt. Es blieb jedoch Publikationen aus jüngster Zeit vorbehalten, die fundamentale Bedeutung der „higher modes“ für die Wellenausbreitung aufzudecken. In den Arbeiten von HOLDEN [14] und COOPER [26] sowie in den ausgezeichneten theoretischen Analysen von TOLSTOY und USDIN [15, 16] finden wir Berechnungen und Diskussionen für einige Dispersionskurven der „higher modes“.

Anstatt des Ausdruckes „higher modes of waves“ werden wir in dieser Arbeit sinngemäß die Bezeichnung „Wellen höherer Ordnung“ benutzen.

a) Modellseismische Messungen

Um den Mechanismus der Vielfacheinsätze an einer Platte in Luft genauer kennenzulernen, wurden modellseismische Versuche durchgeführt. Der Versuchsaufbau ist bereits in der Arbeit [8] beschrieben worden und soll deshalb an dieser Stelle nur kurz

besprochen werden. Das Blockdiagramm der modellseismischen Apparatur befindet sich in Abb. 5.

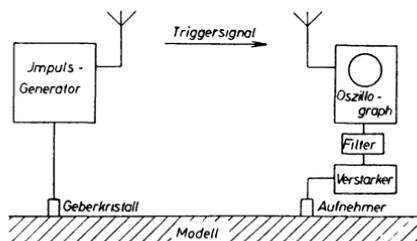


Abb. 5: Blockdiagramm.

Ein Generator liefert elektrische Hochspannungsstöße etwa der Form

$$h(t) = Ae^{(i\omega - \varepsilon)t} \text{ für } t \geq 0$$

$$(A = 4000 \text{ Volt}, \varepsilon = 20000 \text{ sec}^{-1}, \omega = 100000 \text{ sec}^{-1})$$

mit einer Folgefrequenz von 50 Hz. Sie werden auf einen Geberkristall aus Bariumtitanat gegeben, welcher die elektrischen Signale in mechanische umwandelt.

Da der Geber fest an das seismische Modell angekoppelt ist, werden in demselben elastische Wellen erzeugt. Diese erreichen den Aufnehmer, der wiederum aus Bariumtitanat besteht und die elastischen Störungen in elektrische Signale umwandelt. Wegen der Kleinheit der Signalamplitude ist Verstärkung notwendig. Durch die nachfolgende Verstärkereinrichtung kann das Signal breitbandig (3 Hz bis 15 MHz) um den Faktor 1 bis 10000 stufenlos verstärkt werden. Da jedoch ein starker Störpegel mitverstärkt wird, ist in den Ausgang ein vielfach variierbarer Frequenzfilter eingeschaltet, der die dem jeweiligen Zweck der Messung entsprechenden Frequenzen aussiebt. Das elektrische Signal wird schließlich auf die Vertikalablenkung eines Kathodenstrahloszillographen gegeben. Die Horizontalablenkung wird durch den Induktionsstoß des Senders über eine Antenne getriggert. Da die Folgefrequenz 50 Hz beträgt, erhält man auf dem Bildschirm ein stehendes Bild des Störungsverlaufes in Abhängigkeit von der Zeit.

Bei den benutzten Modellplatten war es wichtig, daß die Wellenlänge im richtigen Verhältnis zur Plattendicke stand. Es muß nämlich gefordert werden, daß die Dauer der seismischen Störung kleiner ist als die Zeit $\delta t = \frac{2H}{a} \cotg \beta$, weil sonst die Vielfacheinsätze miteinander interferieren. Als Modellmaterial wurde Plexiglas mit

$$a = 2650 \text{ m/sec} \pm 40 \text{ m/sec}, \quad b \text{ (berechnet)} = 1410 \text{ m/sec} \pm 90 \text{ m/sec}$$

in Form von rechteckigen Platten verwandt. (Gemessen wurde a und $a' = 2370 \text{ m/sec} \pm 5 \text{ m/sec}$. Wenn a und a' bekannt sind, kann man b aus der Formel $a' = 2b(1 - b^2/a^2)^{1/2}$ berechnen.)

Eine Orientierungsmessung zeigte, daß bei Verwendung des oben beschriebenen Gebersignales die Plattendicke keineswegs kleiner als 6 mm sein darf, wenn die Vielfacheinsätze noch deutlich hervortreten sollen.

Der Mechanismus der Vielfacheinsätze tritt nach den Überlegungen in Kapitel II nur in so großen Entfernungen vom Geber deutlich auf, in denen die Wellenfronten als eben angesehen werden können. Darum wäre es eigentlich erforderlich, in maximaler Entfernung vom Geber zu registrieren. Dieser Forderung steht aber entgegen, daß die Kompressionswellen infolge ihres großen geometrischen Abnahmefaktors eine sehr begrenzte Reichweite besitzen. Man kann die Bedingungen aber entscheidend verbessern, wenn man keine punktförmige Anregung wie in Anlage I benutzt, sondern die Modellplatte gleichmäßig über ihre Dicke hin anregt. Das kann man mit einem Geberkristall großer wirksamer Sendefläche erreichen, der möglichst gleichmäßig über die Modellkante hin angekoppelt wird. Bei den Versuchen wurde daher ein zylinderförmiger Dickenschwinger mit dem Durchmesser von 21 mm und der Dicke von 2 mm benutzt. Die Eigenfrequenz lag bei 1,2 MHz. Wenn der Geber gemäß Abb. 6 an das Modell angekoppelt wird, werden *P*-Wellen besonders in Richtung der Flächennormale abgestrahlt. Falls es gelingt, die Modellplatte über ihre ganze Dicke hin gleichmäßig seismisch anzuregen, ist die Wellenfront des Ersteinsatzes keine Kugel-, sondern eine Zylinderfläche. Zylinderwellen nehmen weniger stark mit der Entfernung ab als Kugelwellen. Wir gewinnen also als weiteren Vorteil eine bessere Energieausbeute.

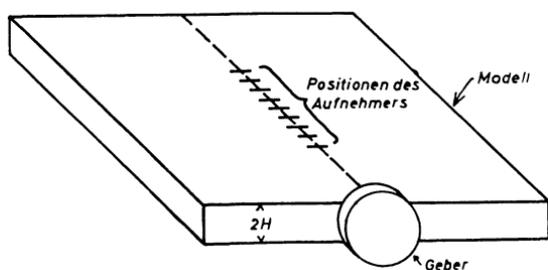


Abb. 6: Meßanordnung mit flächenhafter Anregung.

In den Abb. 7 bis 13 sind Laufzeitgeraden angegeben worden, die an Plexiglasplatten mit verschiedener Dicke $2H$ erhalten wurden. Bei den Messungen stellte sich heraus, daß die Geschwindigkeit der Vielfacheinsätze an den einzelnen Modellen nicht gleich war. Daher findet sich in jedem der Laufzeitdiagramme auch eine Angabe der gemessenen Geschwindigkeit. Um die mittlere Frequenz der Vielfacheinsätze ablesen zu können, wurden außer dem Ersteinsatz Maximalphasen ausgewertet. Im günstigsten Falle konnten 4 Einsätze beobachtet werden. Spätere Einsätze waren durch andere Wellen gestört, z. B. durch die Plattenwelle.

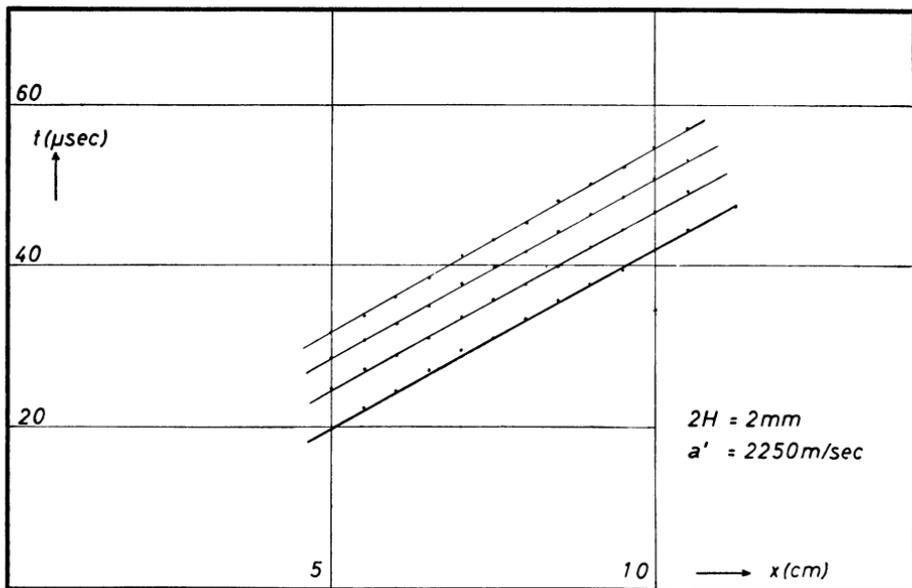


Abb. 7.

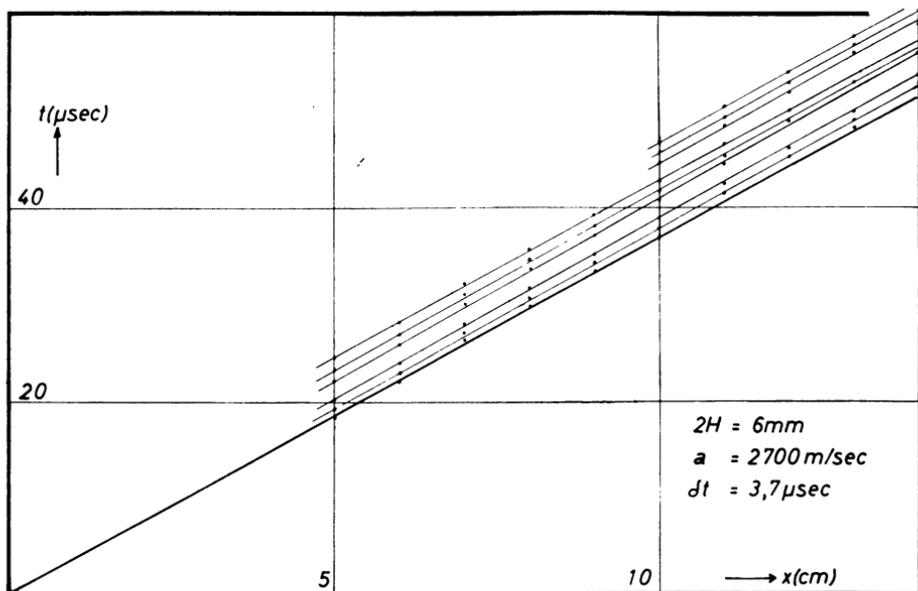


Abb. 8.

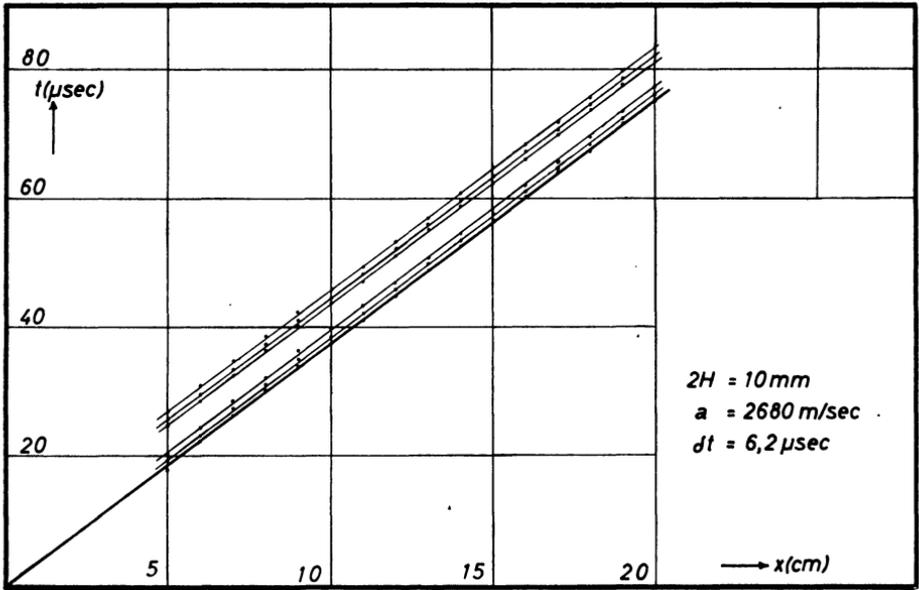


Abb. 9.

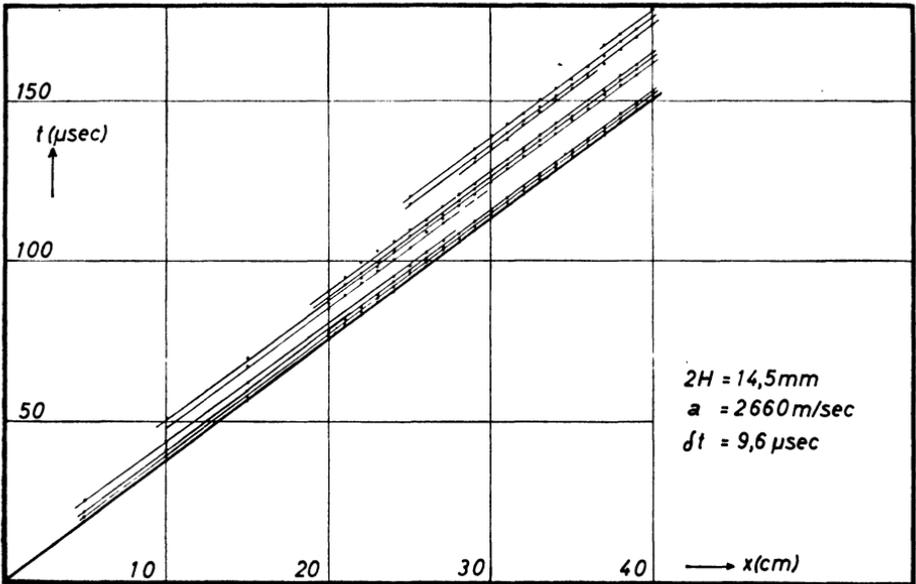


Abb. 10.

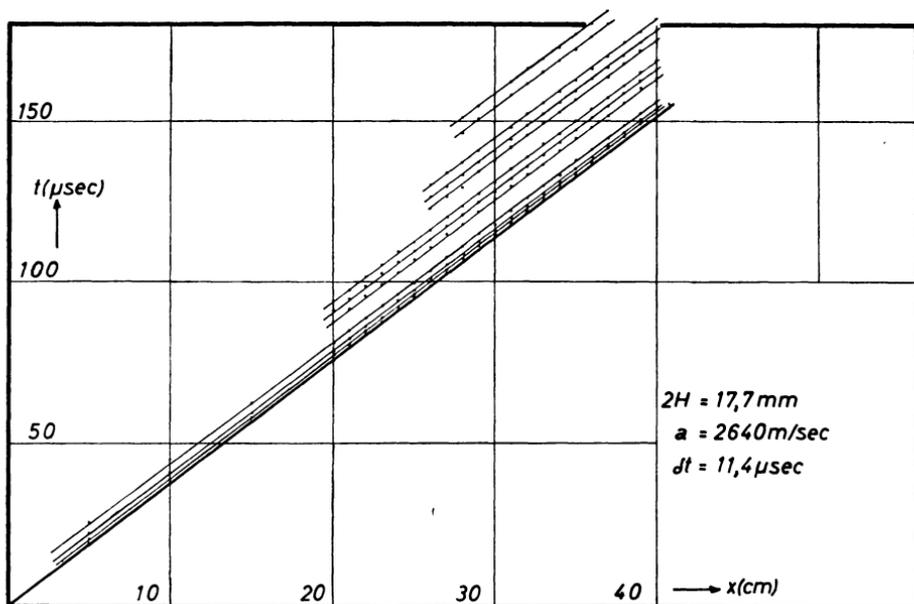


Abb. 11.

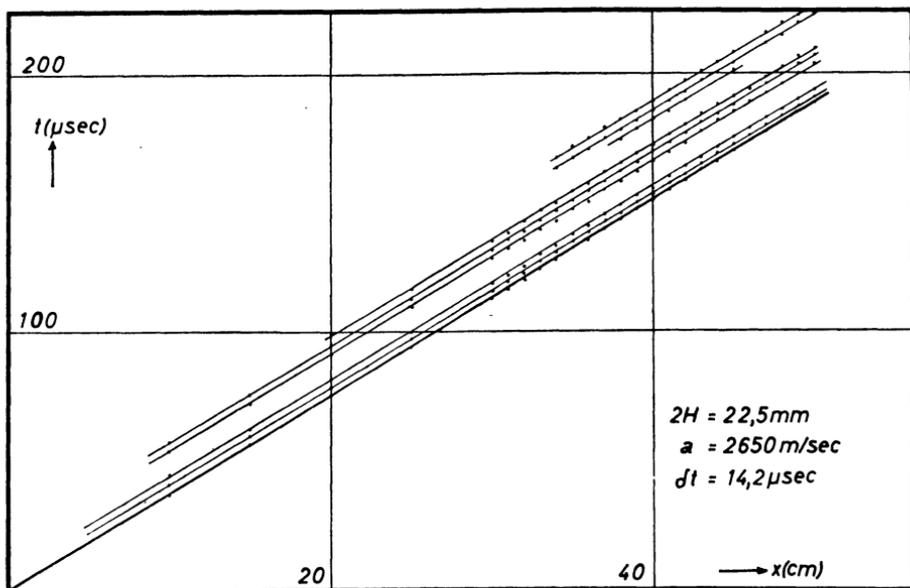


Abb. 12.

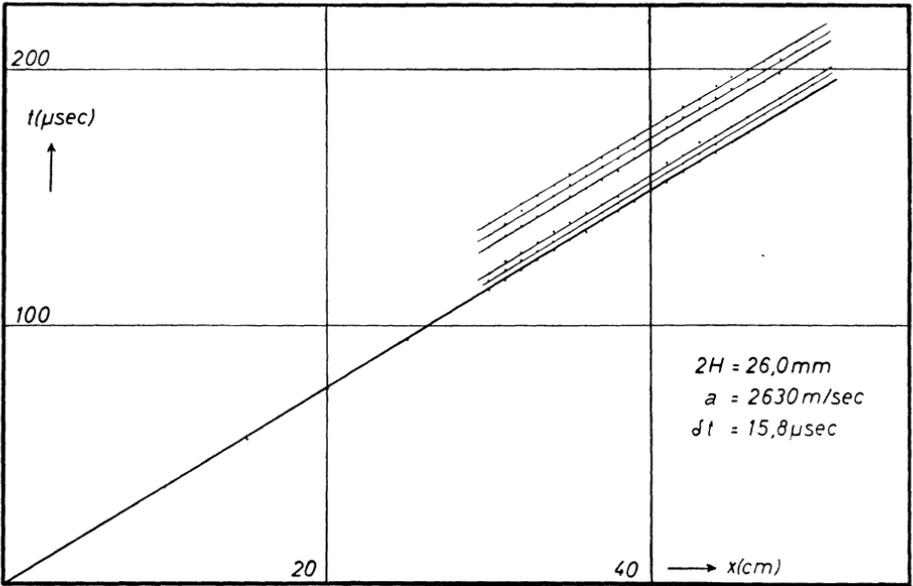


Abb. 13.

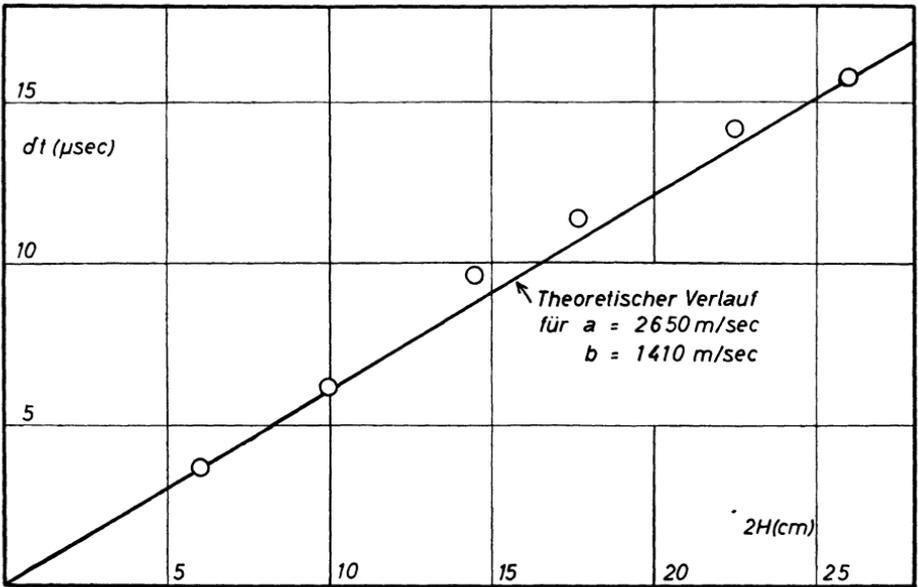


Abb. 14.

In Abb. 14 ist der Zeitabstand δt in Abhängigkeit von der Plattendicke aufgetragen worden. Die ausgezogene Gerade gibt den theoretischen Verlauf für $a = 2650$ m/sec und $b = 1410$ m/sec an. Die Streuung der Meßwerte kann auf Materialverschiedenheiten der einzelnen Modelle zurückgeführt werden.

Die Laufzeitkurve des Modelles von 2 mm Dicke in Abb. 7 zeigt eine Geschwindigkeit, die bedeutend kleiner als a , sowie eine Wellenlänge, die bedeutend größer als die Plattendicke ist. Offensichtlich wurde hier nur die Plattenwelle registriert. Vielfacheinsätze sind bei dieser großen Wellenlänge undenkbar und treten auch nicht auf (vgl. hierzu das Seismogramm in Abb. 15). Ihr Ausbleiben kann man nach den Überlegungen im Teil II dieser Arbeit deuten. Demnach ist der Energiebeitrag genügend hoher Frequenzen im Geberspektrum so klein, daß Vielfacheinsätze nicht erzeugt werden können.

Abb. 16 stellt ein Seismogramm dar, das an dem Modell von 6 mm Dicke erhalten wurde. Man sieht, daß auch hier die Plattenwelle mit sehr großer Amplitude in Erscheinung tritt. Andeutungen von kurzwelligen Vielfacheinsätzen sind aber schon vorhanden, obgleich ihre Amplituden im Vergleich zu denen der Plattenwelle sehr klein sind. An diesem Seismogramm soll deutlich gemacht werden, daß die Vielfacheinsätze

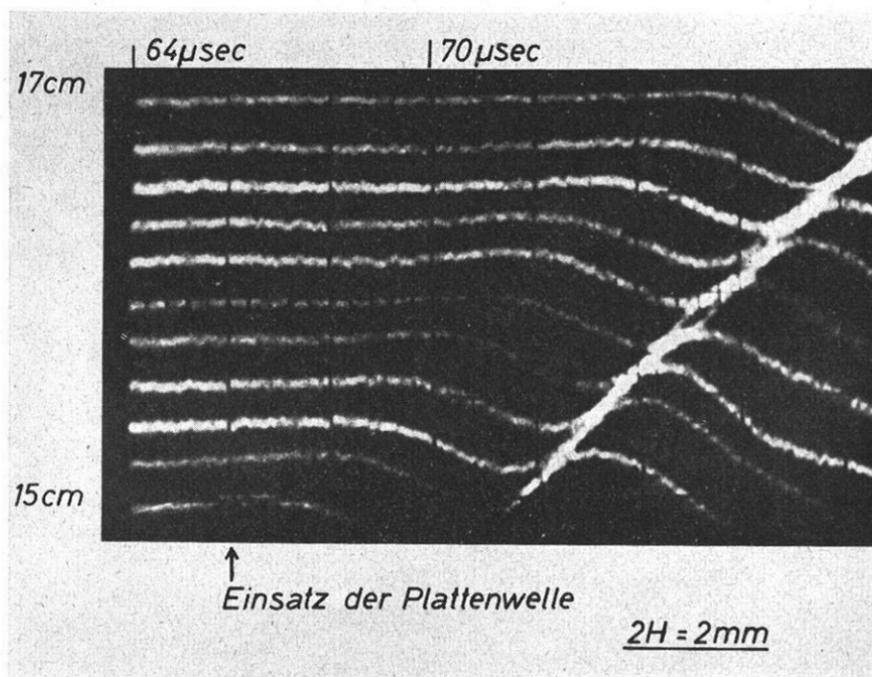


Abb. 15: Registrierung der Plattenwelle an einem Plexiglasmodell von 2 mm Dicke.

weniger die Form diskreter Einzelstörungen, sondern eher die einer kontinuierlichen Sinuswelle haben. Beim Eintreffen des Ersteinsatzes ist ihre Amplitude am kleinsten und nimmt dann mit kontinuierlichen Schwankungen zu. Bei einigen Spuren sind die Vielfacheinsätze noch zu erkennen. Sie machen sich durch eine Amplitudenvergrößerung der Sinuswelle bemerkbar. Interessant ist die Feststellung, daß der Ersteinsatz weniger Energie enthält als die späteren.

An Modellen mit $2H$ größer als 6 mm treten die Vielfacheinsätze deutlich hervor. Als Beispiel ist in Abb. 17 ein Seismogramm angegeben worden, das an einem Modell von 22,5 mm Dicke gewonnen wurde. Die Einsätze sind gut erkennbar. Auch hier ist ersichtlich, daß der Ersteinsatz weniger Energie enthält als die späteren.

Das aus der Arbeit von HUGHES, PONDROM und MIMS übernommene Seismogramm in Abb. 3 läßt erkennen, daß sich die Energie mit zunehmender Entfernung allmählich vom ersten auf den zweiten Einsatz verschiebt. Dort handelte es sich um Messungen an Zylindern. Um diese Erscheinung auch an Platten zu untersuchen, wurde ein Versuch durchgeführt, und zwar an einer Platte aus PVC-Kunststoff mit den Geschwindigkeiten $a = 2350$ m/sec, $b = 980$ m/sec (Messung der Geschwindigkeiten siehe

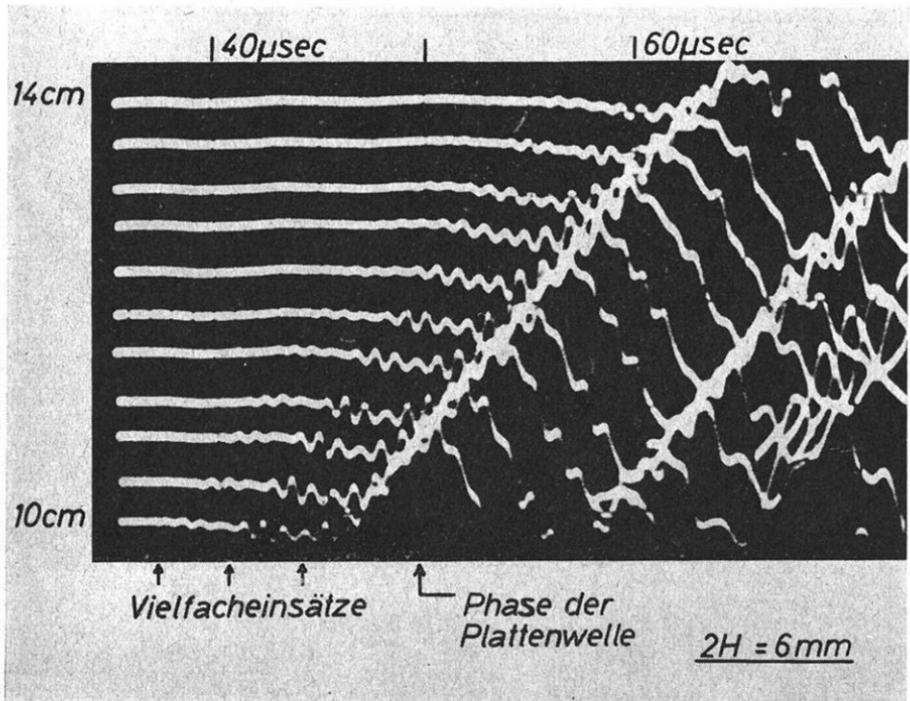


Abb. 16: Registrierung der Vielfacheinsätze an einem Plexiglasmodell von 6 mm Dicke.

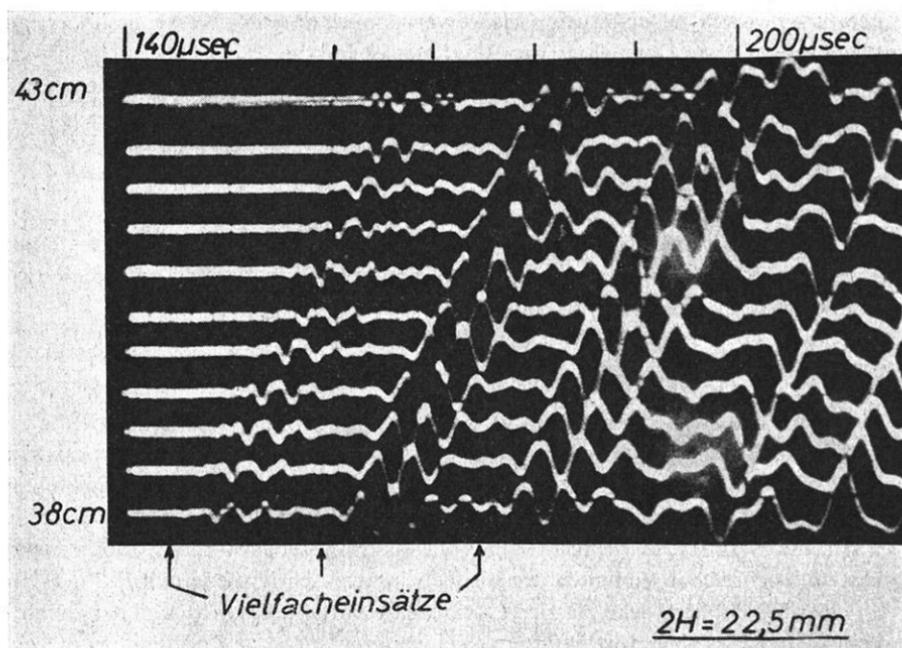


Abb. 17: Registrierung der Vielfacheinsätze an einem Plexiglasmodell von 22,5 mm Dicke.

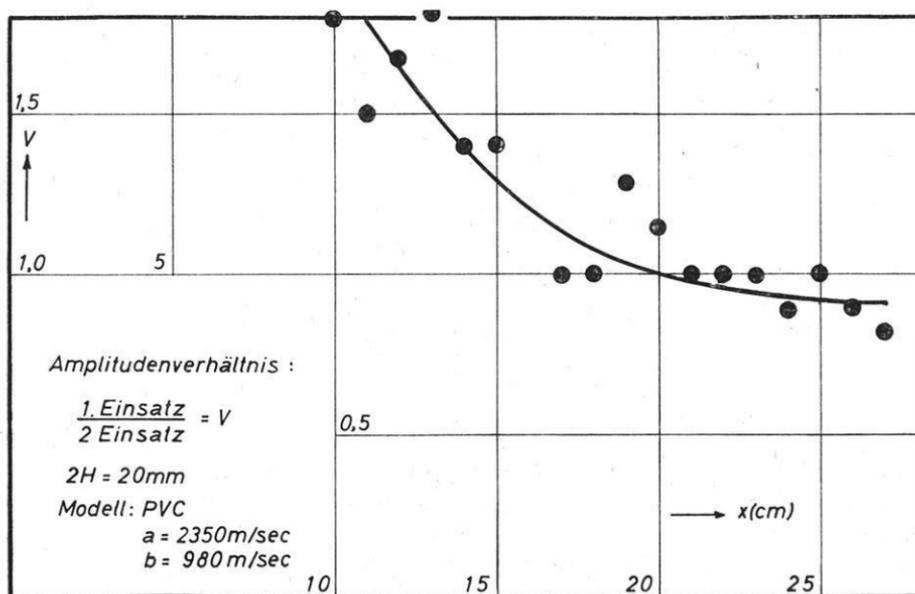


Abb. 18: Zur Verschiebung des Zeitbereiches maximaler Amplituden auf spätere Einsätze.

Literaturhinweis [8]). Der gesuchte Effekt war nämlich an *PVC*-Platten besonders gut zu beobachten. Eine Darstellung des Resultates ist in Abb. 18 zu finden. Hier ist das Amplitudenverhältnis des ersten zum zweiten Einsatz in Abhängigkeit von der Geberentfernung aufgetragen worden. Das Verhältnis ist für kleine Geberentfernungen größer als eins, nimmt aber mit zunehmender Entfernung ab und wird schließlich kleiner als eins.

Welche Beziehung die beobachtete Energieverschiebung zu der Phasen- und Gruppengeschwindigkeit der registrierten Wellen hat, kann nach den bisherigen Überlegungen noch nicht angegeben werden. Im Absatz *b* dieses Kapitels wird dieser Zusammenhang jedoch ausführlich entwickelt werden.

b) Theorie der Ausbreitung elastischer Wellen an einer Platte im Vakuum

Versuche, die Vielfacheinsätze an Platten und Zylindern im Vakuum mit Hilfe der Elastizitätstheorie zu beschreiben, sind in der Fachliteratur mehrfach bekanntgeworden [7, 24]. In diesem Absatz sollen die Grundgedanken aus diesen Arbeiten kurz besprochen werden. Anschließend wird eine theoretische Betrachtung durchgeführt werden, die zwar keinen Anspruch auf Vollständigkeit erheben kann, jedoch das im Absatz *a* beschriebene Verhalten der Vielfacheinsätze richtig wiedergibt.

In einer Schicht der Dicke $2H$, den LAMESchen Konstanten λ und μ und der Dichte ρ sei ein kartesisches Koordinatensystem so eingeordnet, daß der Koordinatenursprung in der Plattenmittelebene liegt. Die x -Achse stehe senkrecht auf der Mittelebene. Umgeben sei die Schicht von einem Material der Konstanten λ_I, μ_I und ρ_I , das sich über den ganzen positiven und negativen Halbraum $x_3 \geq +H, x_3 \leq -H$ erstreckt (vgl. Abb. 19). Zunächst soll Vakuum als Umgebung der Schicht angenommen werden, wir setzen also $\lambda_I = \mu_I = 0$.

Es gelten die Wellengleichungen

$$a^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2}, \quad b^2 \frac{\partial^2 \psi_j}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 \psi_j}{\partial t^2} \quad (1)$$

Der Zusammenhang zwischen dem Verschiebungsvektor u_i und den Funktionen φ und ψ_k ist gegeben durch

$$u_i = \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} + \varepsilon_{ijk} \frac{\partial \psi_k}{\partial x_j} \quad (2)$$

Wir nehmen jetzt an, daß irgendeine Stelle innerhalb der Platte zum Ausgangspunkt einer seismischen Störung wird. Falls der Beobachtungspunkt weitab von der Quelle liegt, ist es nicht nötig, mit einer erregenden Kugelwelle zu rechnen, weil die Wellenfronten nahezu eben sind. Man erhält bereits wichtige Aufschlüsse über die Wellenausbreitung, wenn man eine ebene Primärstörung als Lösung der Wellengleichungen (1) ansetzt.

A. Lösung der Wellengleichung

Die Lösung der Wellengleichung für die Platte im Vakuum ist von RAYLEIGH [21], LAMB [22], PRESCOTT [25], COOPER [26], SATO [27], GOGOLADZE [28] und vielen anderen untersucht worden. Die Gleichungen lauten für Wellen, die sich in x_1 -Richtung ausbreiten

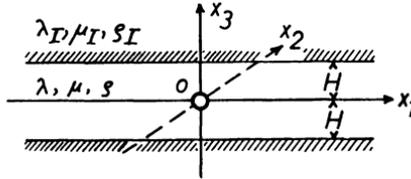


Abb. 19.

$$\varphi = [A \cdot \sin(\gamma x_3) + B \cdot \cos(\gamma x_3)] e^{i\omega(t - x_1/c)} \tag{3}$$

$$\psi_2 = [C \cdot \sin(\gamma' x_3) + D \cdot \cos(\gamma' x_3)] e^{i\omega(t - x_1/c)} \tag{4}$$

$$\psi_1 = \psi_3 = 0$$

Der Index für ψ_2 soll im folgenden Text weggelassen werden. Die Grenzbedingungen an den Flächen $x_3 = \pm H$ fordern Spannungsfreiheit:

$$\sigma_{33} = 0 = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial x_3^2} + \lambda \frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial x_1^2} + 2\mu \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_1 \partial x_3} \quad \text{für } x_3 = \pm H \tag{5}$$

$$\sigma_{13} = 0 = \mu \left[2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_1 \partial x_3} + \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial x_1^2} - \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial x_3^2} \right] \tag{6}$$

Damit ergeben sich vier homogene Bestimmungsgleichungen für die unbekanntenen Amplitudenkonstanten A , B , C und D . Wir schreiben diese Gleichungen mit den Abkürzungen

$$\gamma'^2 + k^2 = q, \quad 2ik\gamma = r, \quad 2ik\gamma' = s$$

$$Bq \cos \gamma H - Cs \cos \gamma' H = 0 \tag{7}$$

$$-Br \sin \gamma H - Cq \sin \gamma' H = 0$$

$$-Aq \sin \gamma H + Ds \sin \gamma' H = 0 \tag{8}$$

$$Ar \sin \gamma H + Dq \cos \gamma' H = 0$$

Die Gesamtlösung läßt sich also in zwei voneinander unabhängige Teillösungen aufspalten, und zwar in die symmetrische Lösung

$$\varphi_{\text{sym}} = B \cdot \cos(\gamma x_3) e^{i\omega(t - x_1/c)} \tag{9}$$

$$\psi_{\text{sym}} = C \cdot \sin(\gamma' x_3) e^{i\omega(t - x_1/c)}$$

und die antisymmetrische Lösung

$$\varphi_{\text{ant}} = A \cdot \text{Sin}(\gamma x_3) e^{i\omega(t - x_1/c)} \quad (10)$$

$$\psi_{\text{ant}} = D \cdot \text{Cos}(\gamma' x_3) e^{i\omega(t - x_1/c)}$$

Für A , B , C und D bekommt man nur dann nichttriviale Lösungen, wenn die Lösungsdeterminanten von [7] und [8] verschwinden:

$$\begin{vmatrix} q \cdot \text{Cos}(\gamma H) & -s \cdot \text{Cos}(\gamma' H) \\ -r \cdot \text{Sin}(\gamma H) & -q \cdot \text{Sin}(\gamma' H) \end{vmatrix} = 0 \quad (7a)$$

$$\begin{vmatrix} -q \cdot \text{Sin}(\gamma H) & s \cdot \text{Sin}(\gamma' H) \\ r \cdot \text{Cos}(\gamma H) & +q \cdot \text{Cos}(\gamma' H) \end{vmatrix} = 0 \quad (8a)$$

(7a) stellt die Dispersionsgleichung der symmetrischen Welle, (8a) die der antisymmetrischen Welle dar.

Für reelles Argument der Hyperbelfunktionen, d. h. für $c \leq b$ existieren für den symmetrischen und den antisymmetrischen Typ nur eine Dispersionskurve. Es handelt sich um die Lösung „nullter Ordnung“.

γ' wird imaginär für $c > b$. Anstatt der Hyperbelfunktionen von $\gamma' H$ muß man jetzt Winkelfunktionen benutzen und erhält wegen der Periodizität von sin und cos unendlich viele Lösungskurven für beide Typen. Diese Lösungskurven gelten für die Wellen höherer Ordnung.

In Anlage II sind die Dispersionskurven $c/a = f(kH)$ und $U/a = g(kH)$ nullter bis 10. Ordnung für den symmetrischen Typ aufgetragen worden. Sie sind für $a/b = \sqrt{3}$ gültig. Die Kurven 0., 1., 2., 3., 7. und 10. Ordnung sind bereits in den Arbeiten von TOLSTOY und USDIN [16] enthalten und hier nur der Vollständigkeit halber mit aufgeführt worden.

Die Berechnung wurde mit dem Automaten ZUSE Z22R am Institut für Mathematik und Mechanik der Bergakademie Clausthal durchgeführt³⁾.

Die als Ergebnisse von der Anlage gelieferten c/a -Werte weisen einen Maximalfehler von

$$\Delta(c/a) = 10^{-4} \quad (0. \text{ bis } 7. \text{ Ordnung})$$

$$\Delta(c/a) = 10^{-7} \quad (8. \text{ bis } 10. \text{ Ordnung}) \quad \text{auf.}$$

Die Zeichnung ist selbstverständlich nicht so genau. Bei den Ordnungszahlen 8 bis 10 mußte deshalb mit einer höheren Genauigkeit gerechnet werden, weil hier die Kurven der einzelnen Ordnungen für $c \sim a$ sehr dicht beieinander liegen. Daher ist es oft schwierig, zu entscheiden, welcher Kurve ein berechneter Wert zuzuordnen ist. Diese Überlegung ist besonders wichtig für die Berechnung der Gruppengeschwindigkeit nach der Formel

³⁾ Herr Dr. J. G. LÜHRS vom Institut für Mathematik und Mechanik der Bergakademie Clausthal hat freundlicherweise die Dispersionsgleichungen und das Lösungsverfahren programmiert.

$$U/a = c/a + kH \frac{d(c/a)}{d(kH)}$$

Bei dieser Berechnung wurde als Annäherung für den Differentialquotienten der Differenzenquotient gebildet. $\Delta(kH)$ lag in der Größenordnung von 10^{-3} . Da die Anlage mit 9 Mantissenziffern rechnete, würde eine noch kleinere Schrittweite $\Delta(kH)$ den Fehler infolge von Abrundungen wieder vergrößern.

Eine ausführliche Diskussion der in Anlage II dargestellten Kurven wird demnächst publiziert werden.

Wie TOLSTOY und USDIN [16] im einzelnen nachgewiesen haben, stellt die Frequenzgleichung (7a) für $c > a$ nichts anderes dar als die Bedingung konstruktiver Interferenz von vielfach reflektierten P - und S -Wellen. Die Deutung der Lösung (9) als P - und S -Wellen ist für die folgenden Betrachtungen von Wichtigkeit und soll deshalb hier durch die Substitution $a/c = \sin \varepsilon_a$ und $b/c = \sin \varepsilon_b$ veranschaulicht werden.

ε_a = Einfallswinkel einer P -Welle gegen die Flächennormale,

ε_b = Einfallswinkel einer S -Welle gegen die Flächennormale.

Die Gleichungen (9) lassen sich auf die anschauliche Form bringen

$$\begin{aligned} \varphi_{\text{sym}} &= \frac{B}{2} \left[e^{i\omega \left(t - x_1 \frac{\sin \varepsilon_a}{a} + x_3 \frac{\cos \varepsilon_a}{a} \right)} + e^{i\omega \left(t - x_1 \frac{\sin \varepsilon_a}{a} - x_3 \frac{\cos \varepsilon_a}{a} \right)} \right] \\ \psi_{\text{sym}} &= \frac{C}{2} \left[e^{i\omega \left(t - x_1 \frac{\sin \varepsilon_b}{b} + x_3 \frac{\cos \varepsilon_b}{b} \right)} - e^{i\omega \left(t - x_1 \frac{\sin \varepsilon_b}{b} - x_3 \frac{\cos \varepsilon_b}{b} \right)} \right] \end{aligned} \quad (11)$$

Die Gleichungen (11) können so interpretiert werden, daß an jedem Ort zwei P - und zwei S -Wellen vorkommen. Die beiden P -Wellen fallen unter den Winkeln ε_a bzw. $-\varepsilon_a$, die S -Wellen unter den Winkeln ε_b bzw. $-\varepsilon_b$ gegen die Flächennormale ein. Da der Vorgang symmetrisch zur Plattenmittelebene verläuft, haben die P -Wellen gleiche Phase, die S -Wellen eine Phasenverschiebung von 180° gegeneinander.

B. Diskussion des Ansatzes von REDWOOD [24, 25]

Es erhebt sich jetzt die Frage, ob die allgemeinen Lösungen (3) und (4) eine Darstellung der Vielfacheinsätze enthalten. Sie wird von REDWOOD in seiner Monographie „Elastical Waveguides“ [25] verneint. Er gibt folgende Gründe dafür an:

Man wisse auf Grund experimenteller Ergebnisse, daß die Vielfacheinsätze sich mit einer Phasen- und Gruppengeschwindigkeit von ungefähr a längs einer Platte ausbreiten. Dabei nehme die Amplitude des ersten Einsatzes sehr stark mit der Entfernung ab. Man möge nun einmal annehmen, die primäre P -Störung enthalte sehr viele Einzelschwingungen fester Frequenz, d. h. ihr Spektrum sei extrem schmalbandig, z. B.

$$\omega/2\pi = 10^6 \text{ Hz}, \quad H = 10^{-2} \text{ m}, \quad a = 3000 \text{ m/sec}, \quad kH = 21.$$

Die einzigen Wellen höherer Ordnung, die $c \sim a$ liefern könnten, sind durch die Dispersionskurven $c/a = f(kH)$ in Anlage II festgelegt. Das Experiment zeige nun, daß c nur sehr wenig

variiere, wenn man die Frequenz z. B. um 20% ändere. c zeige sicherlich nicht die starke Variation, die aus den c/a -Kurven in Anlage II hervorgehe.

Im übrigen versage die Theorie bei der Vorhersage der Vielfacheinsätze und der Extinktion der primären P -Störung. Man müsse daher nach einem neuen Ansatz suchen, der einer Extinktion durch eine komplexe Wellenzahl k Rechnung trägt.

Infolge dieser Auffassung gelangt REDWOOD zu einer Lösung, die von (3) und (4) abweicht. Diese führt zwar zu einer komplexen Wellenzahl k , jedoch nur mit der Hypothese, daß an jeder Grenzfläche wohl einfallende und reflektierte P -Wellen, aber nur reflektierte S -Wellen vorkommen. Dieser Ansatz steht im Gegensatz zu den Formeln (11). Er wird von Redwood durch die Bemerkung gerechtfertigt, daß mit ihm nur die primäre P -Störung, d. h. der erste der Vielfacheinsätze, beschrieben werden soll. Die vom Ersteinsatz an den Grenzflächen erzeugten S -Wellen sollen die gegenüberliegenden Grenzflächen erst dann erreichen, wenn der P -Ersteinsatz längst vorüber ist. Es sei daher unmöglich, daß die sekundären P -Wellen durch Interferenz stören, weswegen ihr Einfluß nicht berücksichtigt zu werden brauche.

Ähnliche Überlegungen stellt auch McSKIMIN [7] bei der Untersuchung von Vielfacheinsätzen an Zylindern an.

Bei den Verfahren von REDWOOD und McSKIMIN ist die Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen sehr schlecht. Auch kann den Begründungen, die REDWOOD zur Ablehnung der Lösungen (3) und (4) veranlassen, nicht beigestimmt werden:

Er führt an, daß die Phasengeschwindigkeit der Vielfacheinsätze sich kaum mit kH ändere, wogegen die Dispersionskurven $c/a = f(kH)$ eine starke Änderung erwarten ließen. Das ist aber nur dann ein Widerspruch, wenn man nur eine c/a -Kurve betrachtet. Bei der Wellenausbreitung sind jedoch Wellen sehr vieler verschiedener Ordnungszahlen beteiligt. Ihre c/a -Kurven verlaufen für große kH in der Nähe von $c/a = 1$ nahezu horizontal. Sie ergeben, aneinandergereiht, eine fast ungebrochene horizontale Linie. Das kann man leicht aus Anlage II entnehmen, jedoch haben auch TOLSTOY und USDIN [16] und JUNGER [12] bereits auf dieses Verhalten ausdrücklich hingewiesen. Wenn man jetzt kH stark ändert, so gelangt man von der bisherigen c/a -Kurve auf eine andere, bei der c/a ungefähr 1 ist.

Nach der Auffassung von REDWOOD beschreiben die Lösungen (3) und (4) nicht die beobachtete Amplitudenabnahme des Ersteinsatzes mit der Entfernung. Diese Überlegung wäre dann richtig, wenn man eine Amplitudenabnahme einzig und allein durch ein komplexes k erhalten könnte. Nun ist es aber möglich, die Amplitudenabnahme einer Wellengruppe auch durch Berücksichtigung der Gruppengeschwindigkeit zu erklären. Wenn z. B. die Gruppengeschwindigkeit etwas kleiner als die Phasengeschwindigkeit ist, so bekommt man bereits die Erscheinung, daß sich die Amplitude der ersten Phase mit der Entfernung verkleinert.

C. Theorie der Vielfacheinsätze

Im Gegensatz zu REDWOOD gehen wir davon aus, daß die Lösungen (3) und (4) eine Beschreibung aller an einer Platte möglichen Ausbreitungsarten elastischer Wellen enthalten. Jede physikalisch denkbare seismische Störung kann man durch sinnvolle Überlagerung von Partikulärlösungen der Form (3) und (4) aufbauen. Auch die Vielfacheinsätze müssen durch ein solches Verfahren zu beschreiben sein⁴⁾.

⁴⁾ Hierbei sehen wir von Integralen um Verzweigungsschnitte ab.

Die Lösungen (3) und (4) behandeln wir unter zwei Voraussetzungen, die durch den experimentellen Befund nahegelegt werden. Die erste Voraussetzung geht davon aus, daß die Phasengeschwindigkeit der Welle gleich der P -Geschwindigkeit a sein soll. Die zweite Voraussetzung macht von der Tatsache Gebrauch, daß die Vielfacheinsätze besonders dann mit großen Amplituden auftreten, wenn man die Platte symmetrisch zu ihrer Mittelebene seismisch anregt. Die Lösung soll daher symmetrisch zur Plattenmittelebene sein.

Wir verwenden daher nur die symmetrische Lösung (9) und die dazugehörige Dispersionsgleichung (7a). Sie liefern mit $c = a$

$$\varphi_{\text{sym}} = B \cdot e^{i\omega(t - x_1/a)} \quad (9a)$$

$$\psi_{\text{sym}} = C \cdot i \cdot \sin \left[x_3 \frac{\omega \cos \beta}{b} \right] \cdot e^{i\omega(t - x_1/a)}$$

$$\omega = \frac{\pi n b}{H \cos \beta} \quad (\text{mit } n = \text{ganze Zahl}) \quad (12)$$

Die Amplitudenkonstanten sind durch die Beziehung

$$-B + \frac{\sqrt{1-2\sigma}}{\sigma} \cdot \cos \left[\frac{\omega H \cos \beta}{b} \right] \cdot C = 0 \quad (13)$$

miteinander verknüpft.

Die Winkelfunktionen in dem Anteil ψ von (9a) läßt sich wie in Gleichung (11) durch zwei ebene Scherwellen darstellen, von denen die eine unter dem Winkel $+\beta$, die andere unter dem Winkel $-\beta$ zur x_3 -Richtung einfällt. φ ergibt eine ebene P -Welle, die sich in Richtung von x_1 ausbreitet.

In Gleichung (13) ist der Faktor

$$\cos \left(\frac{\omega H \cos \beta}{b} \right)$$

entweder $+1$ oder -1 , je nachdem n eine gerade oder ungerade Zahl ist. Das Amplitudenverhältnis C/B ergibt sich deshalb wie folgt:

$$C/B = \sigma / \sqrt{1-2\sigma} \quad \text{für } \omega = \frac{2\pi n b}{H \cdot \cos \beta} \quad (14)$$

$$C/B = -\sigma / \sqrt{1-2\sigma} \quad \text{für } \omega = \frac{\pi(2n+1)b}{H \cdot \cos \beta} \quad (15)$$

Um die Lösungen der zu (14) und (15) gehörigen Wellen unterscheiden zu können, wollen wir die aus (15) hervorgehende Lösung mit φ , ψ und den Konstanten A_n bezeichnen. Dann kann man die Lösungen mit der Abkürzung $\Theta = \pi b/H \cos \beta$ folgendermaßen schreiben:

$$\varphi = A_n e^{2in\Theta(t-x_1/a)} \quad (16)$$

$$\psi = A_n \frac{\sigma}{2\sqrt{1-2\sigma}} \left[e^{2in\Theta \left(t - \frac{x_1}{a} + \frac{x_3 \cos \beta}{b} \right)} - e^{2in\Theta \left(t - \frac{x_1}{a} - \frac{x_3 \cos \beta}{b} \right)} \right]$$

$$\bar{\varphi} = \bar{A}_n e^{2in\Theta(t-x_1/a)} \quad (17)$$

$$\bar{\psi} = -\bar{A}_n \frac{\sigma}{2\sqrt{1-2\sigma}} \left[e^{i(2n+1)\Theta \left(t - \frac{x_1}{a} + \frac{x_3 \cos \beta}{b} \right)} - e^{i(2n+1)\Theta \left(t - \frac{x_1}{a} - \frac{x_3 \cos \beta}{b} \right)} \right]$$

Die Gleichungen (16) und (17) gelten für zwei harmonische Wellen der festen Kreisfrequenzen $2n\Theta$ und $(2n+1)\Theta$. Die vollständige Lösung erhält man, wenn man die partikulären Lösungen (16) und (17) über n summiert. Hierbei muß allerdings vorausgesetzt werden, daß die Summe konvergiert.

$$\varphi' = \sum_n \bar{\varphi} + \sum_n \varphi \quad \psi' = \sum_n \bar{\psi} + \sum_n \psi$$

Die Einzelglieder der Summen $\sum \varphi$ und $\sum \psi$ sind Wellen, deren Frequenzen ganze Vielfache von 2Θ betragen, nämlich

$$2\Theta, 4\Theta, 6\Theta, 8\Theta \dots$$

Die Summen $\sum \bar{\varphi}$ und $\sum \bar{\psi}$ dagegen enthalten nur Wellen, deren Frequenzen ungerade Vielfache von Θ betragen.

$$\Theta, 3\Theta, 5\Theta, 7\Theta \dots$$

Die gesamte Summe φ' und ψ' besteht folglich aus Gliedern, deren Exponenten proportional

$$\Theta, 2\Theta, 3\Theta, 4\Theta \dots$$

sind. Es handelt sich bei φ' und ψ' daher um Reihen, die mit Vielfachen von Θ fortschreiten.

Die Größen A_n und \bar{A}_n sind jetzt Koeffizienten ein und derselben Reihe. Deswegen kann man sie zusammenfassen zu

$$A_m = \begin{cases} \bar{A}_n & \text{für } m = 2n + 1 \\ A_n & \text{für } m = 2n \end{cases}$$

Wir müssen jetzt $\Sigma\psi$ und $\Sigma\psi'$ in eine Form bringen, in der sie zu einer gemeinsamen Summe zusammengefaßt werden können. Der Faktor (-1) tritt in der Summe ψ' immer vor Gliedern mit ungeraden m auf. Dieser Forderung wird Genüge getan, wenn wir vor jedes Glied der Summe ψ' den Faktor $(-1)^m$ schreiben. Diesen Faktor wollen wir umformen in

$$(-1)^m = e^{im\pi} = e^{im\Theta H \cos \beta / b}$$

(unter Benutzung der Abkürzung $\Theta = \pi b / H \cos \beta$)

Die Gesamtlösung lautet dann

$$\varphi' = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} A_m e^{im\Theta \left(t - \frac{x_1}{a}\right)} \quad (18)$$

$$\psi' = \frac{\sigma}{2\sqrt{1-2\sigma}} \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} A_m \left[e^{im\Theta \left(t - \frac{x_1}{a} + \frac{H+x_3}{b} \cos \beta\right)} - e^{im\Theta \left(t - \frac{x_1}{a} + \frac{H-x_3}{b} \cos \beta\right)} \right] \quad (19)$$

Hieraus ergeben sich die Verschiebungen nach Gleichung (2):

$$u_1 = - \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \frac{im\Theta}{a} e^{im\Theta \left(t - \frac{x_1}{a}\right)} \left[1 + \frac{(-1)^m \sigma}{1-2\sigma} \cos \left(\frac{m\Theta x_3 \cos \beta}{b} \right) \right] \cdot A_m \quad (20)$$

$$u_3 = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \frac{m\Theta (-1)^m \sigma}{a \sqrt{1-2\sigma}} e^{im\Theta \left(t - \frac{x_1}{a}\right)} \sin \left(\frac{m\Theta x_3 \cos \beta}{b} \right) \cdot A_m \quad (21)$$

Die Summen (18) und (19) sind Lösungen der Wellengleichung und müssen daher konvergieren. Darüber hinaus ist es erforderlich, daß die Verschiebungen $u_i(x_j)$ sowie deren Ableitungen $\partial u_i / \partial x_j$ endlich und stetig sind. Eine Unstetigkeit der Verschiebung $u_i(x_j)$ würde einen Bruch im Material, eine Unstetigkeit der Ableitung $\partial u_i / \partial x_j$ ein Unendlichwerden der Körperkräfte ergeben.

Die Koeffizienten A^m stellen dann die Faktoren einer Fourierreihe dar und genügen der Relation

$$A_m = \frac{\Theta}{2\pi} \int_{-\pi/\Theta}^{+\pi/\Theta} g(\tau) e^{-im\Theta\tau} d\tau \quad (22)$$

$g(\tau)$ bedeutet eine beliebige, im Integrationsbereich endliche und mindestens dreimal differenzierbare Funktion.

Daraus folgt, daß φ' und ψ' keineswegs durch einen einmaligen Störungsvorgang, wie z. B. durch einen Stoß, dargestellt werden können. Sie sind vielmehr periodische Funktionen mit der Periode $2\pi/\Theta$.

Das braucht nicht zu bedeuten, daß $g(\tau)$ eine kontinuierliche Schwingung sein muß. Sie kann auch ebenso durch eine unendliche Folge von beliebig geformten

Störungen $G(\tau)$ dargestellt werden, die durch Zeiten der Ruhe voneinander getrennt sind. Wir betrachten eine einmalige Störung $G(\tau)$, die zur Zeit $\tau = \tau_1$ beginnt und bis zur Zeit $\tau = \tau_2$ anhält, wobei $\tau_2 - \tau_1$ kleiner als das Integrationsintervall ist.

$$\begin{aligned} 0 & \quad \text{für } \tau_1 \geq \tau \geq -\pi/\Theta \text{ und } \tau \leq -\pi/\Theta \\ G(\tau) &= g(\tau) \text{ für } \tau_1 \leq \tau \leq \tau_2 \\ 0 & \quad \text{für } \tau_2 \leq \tau \leq +\pi/\Theta \text{ und } \tau \geq +\pi/\Theta \end{aligned} \quad (23)$$

Die Gleichungen (18) und (19) kann man dann auch unter Verwendung der Definition (23) schreiben:

$$\varphi' = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} G\left(t - \frac{x_1}{a} + m\delta t\right) \quad (\text{mit } \delta t = 2\pi/\Theta) \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \psi' = \frac{\sigma}{2\sqrt{1-2\sigma}} \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \left[G\left(t - \frac{x_1}{a} + \frac{H+x_3}{b} \cos \beta + m\delta t\right) - \right. \\ \left. G\left(t - \frac{x_1}{a} + \frac{H-x_3}{b} \cos \beta + m\delta t\right) \right] \end{aligned} \quad (25)$$

Physikalische Deutung aus der Vorstellung von Wellenfronten

Wir bezeichnen mit $t' = t - \frac{x_1}{a} \geq 0$ die Laufzeit der zur Zeit $t = 0$ bei $x_1 = 0$ erzeugten P -Welle und betrachten eine beliebig geformte P -Störung $G(t')$. Die Gleichungen (24) und (25) lassen sich so interpretieren, daß diese P -Störung in unveränderter Form und Größe nur dann in x_1 -Richtung fortschreiten kann, wenn ihre Dauer kleiner ist als $\delta t = 2\pi/\Theta$. Wenn dies der Fall ist, folgen weitere Störungen gleicher Form und Größe in Zeitabständen von δt . Mit den Kompressionsstörungen sind Störungen von Scherwellen gekoppelt, die jeweils paarweise auftreten. Die Scherwellen haben die gleiche Form wie die Kompressionswellen. Ihre Amplitude ist aber eine andere und durch den Faktor $\frac{\sigma}{2\sqrt{1-2\sigma}}$ bestimmt. Eine der S -Wellen fällt unter

dem Winkel $+\beta$ und die andere unter dem Winkel $-\beta$ gegen die x_3 -Achse ein. Eine von ihnen verläuft gleichphasig mit der Kompressionswelle. Die andere dagegen besitzt eine Phasenverschiebung von einer halben Wellenlänge. Ebenso wie die P -Einsätze folgen die S -Einsätze in Zeitabständen von δt aufeinander. Ein P -Einsatz legt in der Zeit δt auf der x_3 -Achse den Weg

$$\delta s = 2H \cot g \beta$$

zurück. Dieses ist aber gerade der Abstand zweier in x_1 -Richtung fortschreitender P -Wellenfronten, von denen die spätere durch eine von der ersten Front unter dem Winkel β abgestrahlten S -Welle erzeugt wird, wenn diese auf die ihrem Entstehungsort gegenüberliegende Grenzfläche trifft.

Alle diese Merkmale kennzeichnen den Ausbreitungsmechanismus der Vielfacheinsätze, dessen Wellenfrontenbild in Abb. 4 eingezeichnet worden sind.

Physikalische Deutung als Interferenzbedingung

Die bisherigen Überlegungen gelten nur dann, wenn die primäre P -Störung von so kurzer Dauer ist, daß die entstehenden Vielfacheinsätze nicht miteinander interferieren. Nur dann ist die Definition (23) möglich und die Lösung in der Form (24) und (25) darstellbar. Wenn die primäre Störung aber länger anhält als δt , so kommt es zur Interferenz der aufeinanderfolgenden Einsätze. Es tritt eine Filterung des ursprünglichen Frequenzspektrums ein, und zwar sind nur Wellen mit den festen Kreisfrequenzen $m\theta$ zugelassen (Gleichungen (18) und (19)). Diese Bedingung kann so aufgefaßt werden, daß zwei aufeinander folgende Wellenfronten der P - und S -Wellen konstruktiv miteinander interferieren müssen. In Abb. 19a sollen die Verhältnisse veranschaulicht werden. Die oberste Skizze stellt nur die Wellenfronten dar. Konstruktive Interferenz der P -Wellen bedeutet, daß die Strecke GB Vielfache einer P -Wellenlänge

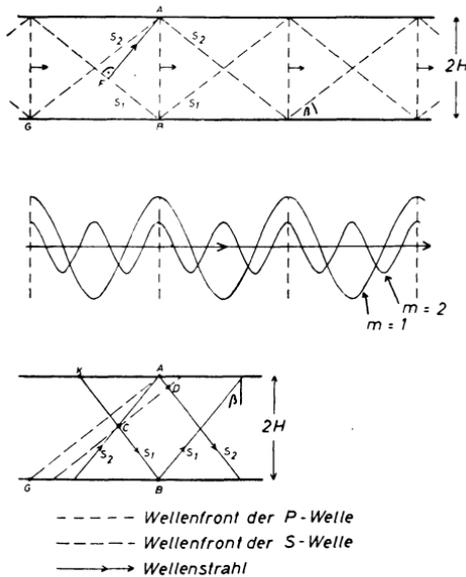


Abb. 19a: Zur Erklärung der Interferenzbedingung.

betragen muß. Konstruktive Interferenz der S -Wellen macht erforderlich, daß die Strecke FA Vielfache einer S -Wellenlänge ausmacht. Wir wissen nämlich aus der Theorie, daß die durch die Strecke FA verbundenen S -Wellenfronten gleichphasig sind. In der Mitte von Abb. 19a sind die Sinuswellen für $m = 1$ und $m = 2$ eingezeichnet worden. Die anschauliche Deutung davon besagt, daß eine längs der Plattenebene fortschreitende P -Welle konstruktiv mit der von ihr erzeugten zweiten P -Welle interferieren muß. Eine vergleichbare Deutung fand MENZEL [29] für SH -Wellen bei einer Untersuchung der Lovewelle.

Es sei hervorgehoben, daß man die Interferenzbedingung für P -Wellen nur mit Hilfe von Wellenfronten, nicht aber mit den Wellenwegen erklären kann. Das ist für die Scherwellen aber möglich. Dazu sei auf die unterste Skizze in Abb. 19a verwiesen. Hier sind die Wellenstrahlen eingetragen worden, deren Fronten in den Punkten A und B in der obersten Skizze von den Grenzflächen reflektiert werden. Die Reflexionspunkte A , B und G sind in der untersten Skizze von der oberen übernommen worden. Die S_2 -Welle zwischen C und A besitzt gegen die S_1 -Welle zwischen K und B eine Phasenverschiebung von einer halben Wellenlänge. Bei Reflexion der S_2 -Welle im Punkt A erfährt diese eine weitere Phasenverschiebung um $L/2$, so daß die gesamte Phasenverschiebung der S_2 -Welle im Punkt D gegen die S_1 -Welle im Punkt A eine ganze Wellenlänge zuzüglich des Gangunterschiedes der Strecke $CAD = FA$ beträgt. Konstruktive Interferenz tritt ein, wenn die beiden Punkte C und D einer Wellenfront gleichphasig sind, also

$$CAD = FA = (n + 1)L = 2H \cos \beta \quad (26)$$

Daraus kann man herleiten

$$\frac{\omega H \cos \beta}{b} = \pi(n + 1) \quad (27)$$

Gleichung (27) kann mit $m = n + 1$ mit Gleichung (12) in Einklang gebracht werden.

Gruppengeschwindigkeit und Energietransport

Mit den Gleichungen (24) und (25) werden zwar die Wellenfronten richtig beschrieben, nicht aber die Amplituden der Vielfacheinsätze. Nach (24) und (25) sollten alle Einsätze die gleichen Amplituden haben. Dagegen zeigen die Messungen, daß sich die Energie der Vielfacheinsätze mit zunehmender Entfernung vom ersten Einsatz allmählich auf spätere verschiebt.

Wahrscheinlich ist diese Diskrepanz darauf zurückzuführen, daß der gemachte Ansatz, in dem $c = a$ gesetzt wurde, zu speziell war. Nach den Modellversuchen war die Geschwindigkeitsbestimmung auch keineswegs so genau, um diesen Ansatz voll zu

rechtfertigen. Für die gemessenen Geschwindigkeiten muß man eine Toleranz von 1,2% zulassen. Entsprechend folgt aus den Dispersionskurven in Anlage II, daß dann die dazugehörige Frequenz streut; d. h. auch der Ansatz $\omega = m\theta$ war zu speziell. Tatsächlich war auch die Anregung einer Welle mit der festen Kreisfrequenz m unter den erwähnten Versuchsbedingungen nicht realisierbar. Bei den Experimenten wurde eine seismische Störung mit einem breiten, kontinuierlichen Frequenzspektrum benutzt. Es wurde also nicht nur die erlaubte Kreisfrequenz $m\theta$, sondern auch noch eine beliebige Anzahl anderer Kreisfrequenzen erregt. Von diesen sind für die jetzt folgenden Betrachtungen aber nur diejenigen von Interesse, die in unmittelbarer Nachbarschaft von $m\theta$ liegen. Wellen mit stark davon abweichender Kreisfrequenz haben nach Anlage II auch eine stark abweichende Gruppengeschwindigkeit. Sie treffen zu einem anderen Zeitpunkt am Registrierort ein und stören daher nicht.

Wir betrachten zuerst eine der Partikulärlösungen aus Gleichung (18):

$$\varphi_m^+ = A_m e^{i(\omega_0 t - k_0 x_1)} \quad (28)$$

Anstatt einer Sinuswelle (28) sei nunmehr eine Welle der mittleren Kreisfrequenz ω_0 und der mittleren Wellenzahl k_0 vorgegeben. Das Frequenzspektrum sei extrem schmal und habe die Form

$$\begin{aligned} 0 & \quad \text{für } \omega_0 - \Delta\omega > \omega \\ S(\omega) &= A_m/2 \quad \text{für } \omega_0 - \Delta\omega \leq \omega \leq \omega_0 + \Delta\omega \\ 0 & \quad \text{für } \omega > \omega_0 + \Delta\omega \end{aligned} \quad (29)$$

$\Delta\omega$ sei eine sehr kleine Zahl. Sie bedeutet die halbe Breite des Frequenzspektrums. Physikalisch besagt dieser Ansatz, daß wir nicht die alleinige Wirkung einer Welle der Kreisfrequenz ω_0 , sondern das Zusammenwirken aller Wellen, deren Kreisfrequenzen sehr nahe bei ω_0 liegen, untersuchen wollen. Die Fourierdarstellung der Partikulärlösung

$$\varphi_m^+ = \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) e^{i(\omega t - k x_1)} d\omega \quad k = k(\omega) \quad (30)$$

ergibt dann

$$\varphi_m^+ = A_m/2 \int_{\omega_0 - \Delta\omega}^{\omega_0 + \Delta\omega} e^{-ix_1 f(\omega)} d\omega \quad (f(\omega) = k - \frac{\omega t}{x_1}) \quad (31)$$

Das Integral (31) ist im allgemeinen analytisch nicht auswertbar. Um eine Näherung zu erhalten, entwickeln wir daher $f(\omega)$ in der Nähe von ω_0 in eine Taylorreihe

$$f(\omega) = f(\omega_0) + \frac{(\omega - \omega_0)}{1!} f'(\omega_0) + \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2!} f''(\omega_0) + \dots$$

und brechen nach dem zweiten Gliede ab. Die Näherung wird dann gut sein, wenn die Summe der Glieder höherer Ordnung viel kleiner ist als die Summe der ersten beiden Glieder. Ungültig wird sie für Wellen in der Airyphase mit $1/f''(\omega_0) = 0$.

Die näherungsweise Auswertung des Integrals ergibt

$$\varphi_m^+ \sim A_m e^{i(\omega_0 t - k_0 x_1)} \frac{\sin [\Delta\omega(t - x_1/U_0)]}{t - x_1/U_0} \quad (33)$$

Hier gibt der Faktor

$$A_m e^{i(\omega_0 t - k_0 x_1)}$$

wieder die Welle der Partikulärlösung (28) an. Der Amplitudenfaktor

$$\frac{\sin [\Delta\omega(t - x_1/U_0)]}{t - x_1/U_0}$$

ändert sich wegen der Kleinheit von $\Delta\omega$ viel langsamer mit der Zeit als (18). Die Maximalamplitude bei $t = x_1/U_0$ pflanzt sich mit der Geschwindigkeit $U_0 = 1/k_0'$ fort. U_0 ist definitionsgemäß die Gruppengeschwindigkeit der Welle mit der Kreisfrequenz ω_0 . Die Gesamtlösung lautet

$$\varphi^+ \sim \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} A_m e^{im\theta} \left(t - \frac{x_1}{a}\right) \frac{\sin [\Delta\omega(t - x_1/U_0)]}{t - x_1/U_0} \quad (34)$$

Wir müssen jetzt zu jeder Teilwelle (33) aus Anlage II die zugehörige Gruppengeschwindigkeit $U_0 = U_0(m)$ ablesen und in die Summenformel (34) eintragen. Nun ist aber aus Anlage II ersichtlich, daß die Gruppengeschwindigkeit in allen Dispersionskurven für $c = a$

$$U_0(m) = 0,896a \pm 0,001a = \text{const. ist (für } a = b\sqrt{3}\text{)}.$$

Die Gruppengeschwindigkeit U_0 ist unabhängig von der Ordnungszahl m der betreffenden Dispersionskurve⁵⁾.

Dieses Ergebnis ist so wichtig, daß wir seine Richtigkeit mit Hilfe der Theorie allgemein beweisen wollen.

⁵⁾ Nach Drucklegung dieser Arbeit erhält der Verfasser Kenntnis eines Beweises $U/a_{(c=a)} = 0,895 = \text{const.}$, den K. NAKAMURA speziell für $a/b = \sqrt{3}$ in seiner Arbeit "Normal Node Dispersion in an Elastic Plate, II", Sc. Rep. of the Tohoku Univ. 5. Ser. V. 12, Dezember 1960, Seite 155 Gleichung (78), angegeben hat.

Zu diesem Zwecke führen wir die Abkürzungen

$$y = c/a, \quad x = kH, \quad z = U/a, \quad v = a/b$$

ein und schreiben die Dispersionsgleichung (7a) für $1/v < y \leq 1$ an

$$\frac{\sqrt{(1-y^2)(v^2y^2-1)} \operatorname{Tang} [x\sqrt{1-y^2}]}{(v^2y^2/2-1)^2} = \operatorname{tang} [x\sqrt{v^2y^2-1}] \quad (35)$$

Die rechte Seite von (35) ist periodisch und liegt für

$$x \rightarrow m\pi/\sqrt{v^2-1}, \quad y \rightarrow 1$$

in der Nähe von

$$\operatorname{tang} [x\sqrt{v^2y^2-1}] = 0 \text{ bzw. } x\sqrt{v^2y^2-1} = m\pi$$

Da $x\sqrt{v^2y^2-1}$ nur wenig von $m\pi$ verschieden ist, muß

$$\operatorname{tang} [x\sqrt{v^2y^2-1}]$$

eine sehr kleine Zahl sein. Die Tang und tang können durch ihre Argumente ersetzt werden. Dann wird aus (35)

$$\frac{x(1-y^2)\sqrt{v^2y^2-1}}{(v^2y^2/2-1)^2} = x\sqrt{v^2y^2-1} - m\pi \quad \text{für } y \rightarrow 1$$

Daraus folgt

$$x \sim -\frac{m\pi(v^2y^2/2-1)^2}{\sqrt{v^2y^2-1}[1-y^2-(v^2y^2/2-1)^2]} \quad (37)$$

$$\frac{dy}{dx} = \frac{\vartheta(v)}{m\pi} \quad (y \rightarrow 1) \quad (38)$$

$\vartheta(v)$ = Abkürzung einer Funktion, die nur von v abhängig ist.

Die Gruppengeschwindigkeit ist durch die Beziehung

$$z = y + x \frac{dy}{dx}$$

festgelegt. Wenn wir für dy/dx den Wert aus Gleichung (38) einsetzen, erhalten wir

$$z = 1 + \frac{m\pi}{\sqrt{v^2 - 1}} \cdot \frac{\vartheta(v)}{m\pi} = 1 + \vartheta(v)/\sqrt{v^2 - 1} \quad (y \rightarrow 1) \quad (39)$$

Aus Gleichung (39) geht hervor, daß die Gruppengeschwindigkeit U_0 tatsächlich unabhängig von der Ordnungszahl m ist und nur durch das Geschwindigkeitsverhältnis $v = a/b$ bestimmt wird. Deswegen kann man den Amplitudenfaktor in Gleichung (34) vor das Summenzeichen ziehen.

$$\varphi^+ \sim \frac{\sin [\Delta\omega(t - x_1/U_0)]}{t - x_1/U_0} \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} A_m e^{im\vartheta} \left(t - \frac{x_1}{a}\right)$$

und die Lösung wieder als eine Folge von Einzelstörungen darstellen

$$\varphi^+ \sim \frac{\sin [\Delta\omega(t - x_1/U_0)]}{t - x_1/U_0} \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} G \left(t - \frac{x_1}{a} + m\delta t\right) \quad (40)$$

$$\psi^+ \sim \frac{\sin [\Delta\omega(t - x_1/U_0)]}{t - x_1/U_0} \cdot \frac{\sigma}{2\sqrt{1-2\sigma}} \cdot \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \quad (41)$$

$$\left[G \left(t - \frac{x_1}{a} + \frac{H+x_3}{b} \cos \beta + m\delta t\right) - G \left(t - \frac{x_1}{a} + \frac{H-x_3}{b} \cos \beta + m\delta t\right) \right]$$

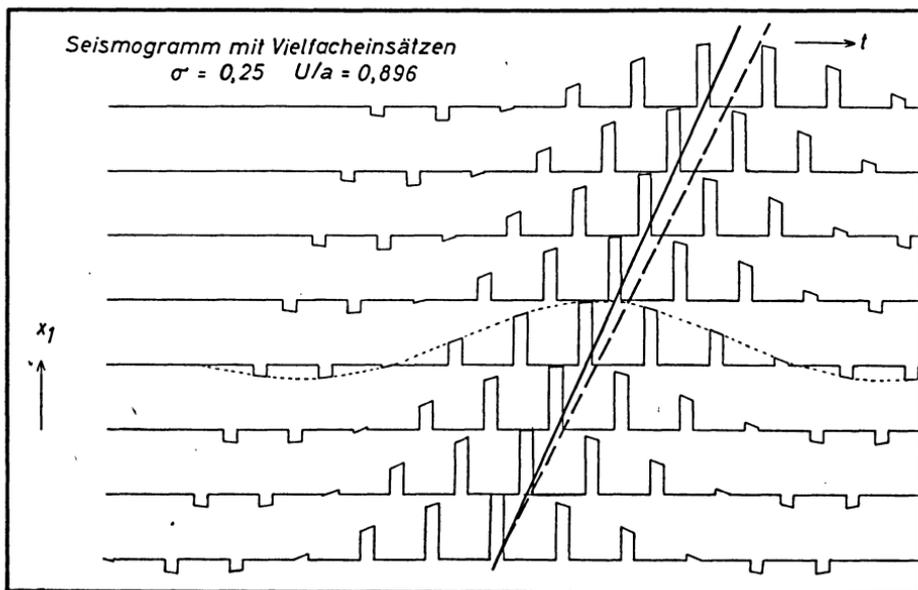


Abb. 20: Verschiebung des Zeitbereiches maximaler Amplituden auf spätere Einsätze.

Im Falle, daß G annähernd die Form eines Rechteckes mit der Breite $\delta t/5$ hat, erhält man ein Bild auf dem Seismogramm, dessen theoretischer Verlauf in Abb. 20 dargestellt worden ist. Der Zeitbereich maximaler Amplituden verschiebt sich mit zunehmender Entfernung vom m -ten auf den $m + 1$ -ten Einsatz, dann auf den $m + 2$ -ten Einsatz usw.

Nach diesen Überlegungen pflanzt sich der einzelne Einsatz mit der Phasengeschwindigkeit $c = a$ fort. Mit der Gruppengeschwindigkeit U_0 breitet sich der Bereich maximaler Amplituden aus.

Die Resultate (40) und (41) zeigen darüber hinaus, daß die Amplitudenabnahme des einzelnen Vielfacheinsatzes nicht durch eine Exponentialfunktion etwa der Form e^{-sx_1} hervorgerufen wird. Eine exponentielle Abnahme bekommt man bei einer komplexen Wellenzahl k , s. Ansatz von REDWOOD.

Wenn die Voraussetzungen für die Näherung (33) erfüllt sind, zeigt der einzelne Einsatz für $t < x_1/U_0$ eine Amplitudenabnahme, die proportional $1/x_1$ ist.

Aus Gleichung (39) entnehmen wir, daß $z = U_0/a$ allein von dem Geschwindigkeitsverhältnis $a/b = v$ abhängt. Da andererseits v durch die Beziehung

$$\sigma = \frac{v^2/2 - 1}{v^2 - 1} \quad (42)$$

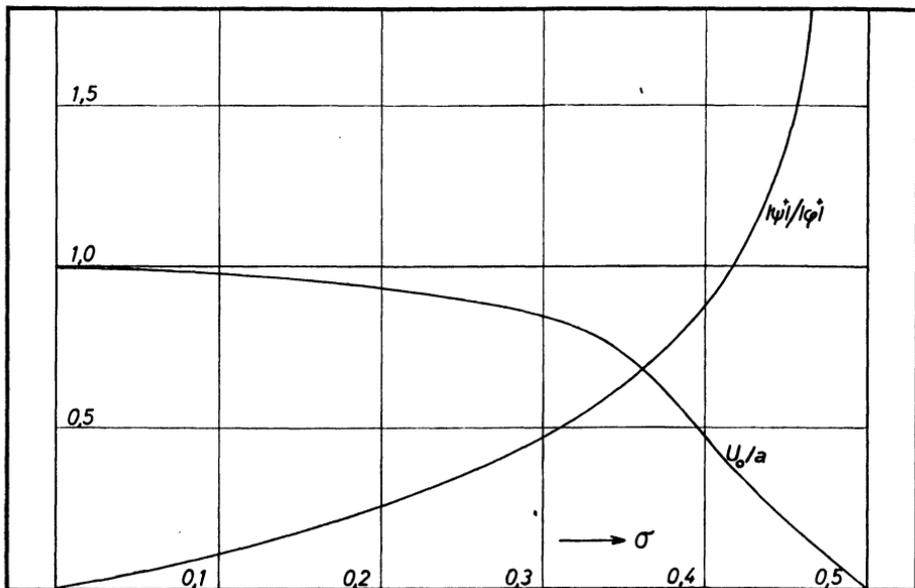


Abb. 21: Zusammenhang der Amplitude der Scherwelle mit der Gruppengeschwindigkeit der Vielfacheinsätze.

mit der Poissonschen Zahl verknüpft ist, ist U_0/a nur von σ abhängig.

Auch der Amplitudenfaktor der erzeugten S -Welle

$$|\psi^+|/|\varphi^+| = \frac{\sigma}{2\sqrt{1-2\sigma}} \quad (43)$$

wird nur durch die Poissonsche Zahl bestimmt. Demnach besteht ein direkter Zusammenhang zwischen der S -Amplitude und dem Verhältnis der Gruppengeschwindigkeit U_0 zur P -Geschwindigkeit a . Dieser Zusammenhang soll in Abb. 21 deutlich gemacht werden. Für sehr kleine σ -Werte ist die Gruppengeschwindigkeit U_0 fast so groß wie die P -Geschwindigkeit a , die S -Amplitude dagegen ist sehr klein. Mit zunehmendem σ nimmt die Gruppengeschwindigkeit ab und die S -Amplitude zu. $\sigma = 0,5$ gilt für Flüssigkeiten. Hier werden keine Vielfacheinsätze mehr erzeugt infolge $b = 0$, $\delta t = \infty$, $U_0 = 0$.

Für die Beziehung zwischen der S -Wellenamplitude und der Gruppengeschwindigkeit der Vielfacheinsätze gibt es eine anschauliche physikalische Deutung. Der erste der Vielfacheinsätze gibt an den Grenzflächen seine Energie durch Erzeugung von Scherwellen ab. Die Scherwellen transportieren die Energie zum zweiten Einsatz. Je kleiner nun die Gruppengeschwindigkeit, um so rascher geht die Energie vom Ersteinsatz auf die späteren Einsätze über. Wenn z. B. σ sehr klein ist, erzeugt der P -Ersteinsatz S -Wellen von nur sehr kleiner Amplitude. Er kann dann beträchtliche Strecken zurücklegen, ohne daß merkliche Energie auf die späteren Einsätze übergeht. Bei kleiner S -Amplitude wird also die Energieübertragung gehemmt und die Gruppengeschwindigkeit U_0 ist nur wenig kleiner als die Geschwindigkeit des einzelnen Einsatzes a . Umgekehrt liegen die Verhältnisse, wenn die Poissonsche Zahl und die S -Amplitude sehr groß sind.

Aus den Dispersionskurven in Anlage II ist abzulesen, daß wohl U in allen Kurven für $c = a$ konstant ist, nicht aber dU/dk . Für $m = 1$ ist dU/dk sehr klein, weil $c = a$ in der Nähe der Airyphase liegt. Mit zunehmender Ordnungszahl m wird dU/dk langsam negativ. Für den Schwerpunkt der Wellengruppe bei $t = x_1/U_0$ kann man die Amplitudenabnahme einer Welle mit der Entfernung herleiten, wenn man in der Taylorentwicklung des $f(\omega)$ noch das dritte Glied berücksichtigt [49].

$$\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2!} f''(\omega_0)$$

Die gewonnene Näherung

$$\varphi^+_{(t=x_1/U_0)} \sim A_m e^{im\theta(t-\frac{x_1}{a}) + i\frac{\pi}{4}} \frac{1}{\sqrt{2\pi U_0^2/x_1 U_m}} \quad (44)$$

ist daher von höherem Grade als die Näherungen (40) und (41) und mit diesen nicht zu vergleichen.

In der Formel steht $U_m' = dU_m/dk$ im Nenner. Mit zunehmender Entfernung muß daher eine schwache Frequenzselektion zugunsten der tiefen Frequenzen merklich werden. Bei großen m , also bei hohen Frequenzen ist nämlich infolge von größerem U_m' die Amplitudenabnahme mit der Entfernung stärker als bei kleinen m .

Die Einzelstörungen werden daher nach längeren Laufwegen immer weichere Einsätze und ein mehr und mehr abgerundetes Schwingungsbild zeigen.

Es sei aber betont, daß die Gleichungen (40) und (41) nur Näherungslösungen sind. Insbesondere sind die Bemerkungen zu Gleichung (44) qualitativ zu werten. Es empfiehlt sich nicht, außer den gemachten Aussagen noch weittragende Schlüsse zu ziehen.

c. Zusammenfassung der Ergebnisse

Im letzten Kapitel wurde versucht, die Vielfacheinsätze quantitativ darzustellen. Aus der Mannigfaltigkeit der Lösungen, welche die Theorie liefert, wurden diejenigen ausgewählt, die einer Erklärung der Vielfacheinsätze am besten dienen. Die Überlegungen wurden nicht angestellt, um eine allgemeine Lösung für $c = a$ zu finden, sondern um den experimentellen Befund zu verstehen.

In der Tat ergeben sich die Vielfacheinsätze als periodische Lösung der Wellengleichung. Der experimentell gemessene Zeitabstand δt zweier aufeinanderfolgender P -Einsätze sowie das paarweise Auftreten von Scherwellen ist in der Lösung enthalten. Die Bedingung, daß die einzelnen Störungen kürzer als der Zeitabstand δt sein müssen, wird aus experimentellen Überlegungen heraus von REDWOOD und McSKIMIN gefordert. Sie ist die Voraussetzung für die Definition in Gleichung (23).

Im Gegensatz zu den Überlegungen von REDWOOD braucht, abgesehen von der Störungsdauer, keine Bedingung über die Form der seismischen Störung gestellt zu werden. Die Einzelstörung darf schmal- oder breitbandig sein, d. h. viele oder wenige Einzelschwingungen enthalten. Es kommt nur darauf an, daß ihre Dauer kleiner als δt ist.

Die Experimente (s. Abb. 16) sowie die Theorie zeigen, daß anstatt von Vielfacheinsätzen die Wellenausbreitung auch in Form von Sinuswellen möglich ist. Nach der Theorie muß die Frequenz dieser Welle ganze Vielfache von $\theta/2\pi$ betragen.

Eine seismische Störung hat aber allgemein ein breites, kontinuierliches Frequenzspektrum, das schon bei $\omega = 0$ mit merklichen Amplituden beginnt. Nehmen wir an, das Spektrum sei so beschaffen, daß bei einer bestimmten Plattendicke $2H_0$ so gut wie alle vorkommenden Kreisfrequenzen in dem Bereich

$$0 < \omega_0 < m_0 \frac{\pi b}{H_0 \cos \beta} \quad (m_0 = \text{ganze Zahl}) \quad (45)$$

liegen. Gleichung (45) besagt, daß alle Partialwellen bis zur Ordnungszahl m_0 mit

großer Amplitude angeregt werden können. Sie liefern als Überlagerung die Vielfacheinsätze. Wenn wir bei konstantem Geberspektrum H_0 um ΔH verkleinern, müssen wir auch m_0 jeweils ganzzahlig verkleinern, damit (45) angenähert erfüllt bleibt.

$$m_0 \frac{\pi b}{H_0 \cos \beta} \sim \frac{(m_0 - n) \pi b}{(H_0 - \Delta H) \cos \beta}$$

Von der Fouriersumme fallen n Glieder fort,

$$\Delta H/H \sim n/m$$

wenn H_0 um ΔH verkleinert wird. Bei Verkleinerung der Plattendicke wird also die Darstellbarkeit der Vielfacheinsätze schlechter. Schließlich werden nur noch wenige Frequenzen dominieren. Diesen Effekt kann man gut in Abb. 16 erkennen, wo die Plattendicke in der Größenordnung der Wellenlänge liegt. Deutlich herrscht die Frequenz

$$\omega = 4\Theta$$

vor. In diesem Seismogramm sind die Vielfacheinsätze nur noch undeutlich auf einigen Spuren zu sehen. Wir haben allgemein mehr das Bild einer Sinuswelle mit konstanter, vorgegebener Frequenz und ansteigender Amplitude.

Die Vielfacheinsätze werden also bei großen, die Sinuswellen mit fester Frequenz bei kleinen Plattendicken am klarsten.

Die von HUGHES, PONDROM und MIMS, von McSKIMIN und von REDWOOD beobachtete Energieverschiebung mit der Entfernung vom ersten auf spätere Einsätze wird in Modellversuchen gemessen. Diese Verschiebung ist so zu erklären, daß der Ersteinsatz an den Grenzflächen ständig Energie durch Erzeugung von S -Wellen abgibt. Diese Energie wird durch die Scherwellen zum zweiten Einsatz transportiert und dient zu dessen Aufbau. Der zweite Einsatz selbst verliert jedoch einen Teil seiner Energie an den dritten Einsatz usw. Die hier entwickelte Theorie beschreibt auch die Energieverschiebung der Vielfacheinsätze. Sie zeigt, daß der einzelne Einsatz sich mit der Phasengeschwindigkeit $c = a$ und der Energieschwerpunkt sich mit der Gruppengeschwindigkeit U_0 ausbreitet.

Darüber hinaus folgt, daß die Amplituden der Vielfacheinsätze für $t < x_1/U_0$ angenähert mit $1/x_1$ abnehmen.

Aus der Theorie ergibt sich eine schwache Frequenzselektion zugunsten tiefer Frequenzen mit zunehmender Entfernung. Bei den Experimenten ist eine Abnahme der Frequenz mit der Entfernung merklich, jedoch könnte dieselbe ebensogut durch andere Ursachen, z. B. durch Abweichung vom idealelastischen Verhalten des Materials erklärt werden. Es wäre auch nicht angebracht, aus der theoretischen Aussage (44) weittragende Schlüsse zu ziehen, denn sie stellt nur eine Näherung dar.

Fortsetzung in Heft 2

Von neuen Erfindungen

Meßeinrichtung für sprengseismische Bodenuntersuchungen

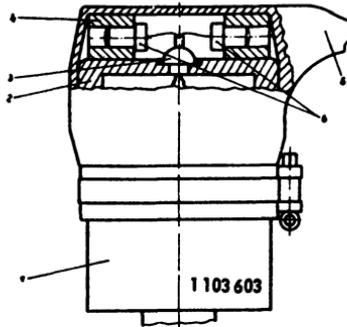
Von H. Friedemann, Berlin-Wilmersdorf ¹⁾

(eingegangen am 2. August 1961)

Bei geophysikalischen Untersuchungen von Lagerstätten mittels künstlicher Sprengungen müssen Gemeinschaftskabel mit vielen Aderpaaren verwendet werden, da zur Verbesserung der Meßergebnisse an jeder Meßstelle mehrere Geophone aufzustellen und an Anzapfungen des Kabels anzuschließen sind.

Um das Gesamtgewicht der Meßeinrichtung niedrig zu halten, hat man den Durchmesser des vieladrigen Gemeinschaftskabels immer weiter verkleinert. Dadurch wurde die Kapazität der Kabeladern gegeneinander immer größer. Andererseits erhöhten sich infolge der Bündelung der Geophone die abgegebenen Spannungen. Die häufige Folge war ein zunehmendes Übersprechen von einem Aderpaar auf ein oder mehrere benachbarte Aderpaare, insbesondere bei den ersten Einsätzen und deren hohen Frequenzen.

Zur Beseitigung des unerwünschten Übersprechens wird in einer Patentanmeldung der Gedanke einer praktischen Verwirklichung nähergebracht, jedes Geophon mit einer Einrichtung zur Spannungsbegrenzung zu versehen. Dadurch werden die von den Tauchspulengeophonen abgegebenen Spannungen auf ein zulässiges Maß begrenzt und die Leitungen des Gemeinschaftskabels vor zu hohen Spannungen geschützt.



¹⁾ Dr. H. FRIEDEMANN, Berlin-Wilmersdorf, Ruhrstraße 20.

Praktisch geschieht dies, wie die Zeichnung zeigt, durch kleine Trockengleichrichter, vorzugsweise Germaniumdioden (6) in Miniaturausführung, von denen zweckmäßig je zwei Dioden in Gegeneinanderschaltung die Ausgangsklemmen des Geophons überbrücken. Diese Dioden sind trotz ihrer geringen Abmessungen so leistungsfähig, daß sie bei Spannungen über annähernd 200 mV nahezu einen Kurzschluß für das Geophon darstellen. Diese Dioden bewirken in einem Tauchspulengeophon der üblichen Bauart mit einem kräftigen permanenten Magnetfeld eine Spannungsteilung und kräftige Dämpfung und führen dadurch zu dem erstrebten Ziel.

Die Schaltung der Dioden ist so vorgenommen, daß jeweils die Kathode der einen Diode (6) mit der Anode der gegenüberliegenden Diode (6) an einer Glasdurchführung (3) liegt. An den beiden Glasdurchführungen liegen ferner die Tauchspule und das Anschlußkabel.

DBP. Anm.: 1 103 603, Kl. 42c, 42. — Veröffentlicht am 30. 3. 1961

Anmelder: Seismos GmbH, Hannover, Wilhelm-Busch-Straße 4.

Mitteilungen

Zum Gedenken an Richard Bock

RICHARD BOCK wurde am 13. April 1899 in Berlin geboren. Er studierte erst an der TH Berlin und nach dem Heeresdienst von 1917—1919 dann an der Universität Berlin Physik. Seine Studien schloß er im Januar 1925 mit der Promotion zum Dr. phil. ab. Schon 1920 trat er als wissenschaftlicher Angestellter in die Wetterdienststelle Berlin ein, wurde Oktober 1923 vom Preußischen Meteorologischen Institut übernommen und am 1. April 1926 an das Meteorologisch-Magnetische Observatorium Potsdam versetzt. Am 1. April 1930 wurde er zum Observator ernannt. Er leitete das Magnetische Observatorium von 1936 an als Observator und Professor kommissarisch. Vom August 1939 bis Kriegsende leistete er Wehrmachtsdienst. Vom April 1946 bis Ende März 1950 war er Direktor des Geophysikalischen Institutes Potsdam. Er hat als Lehrbeauftragter sowohl an der Freien Universität Berlin als auch an der TU Berlin gewirkt. Dort ereilte ihn das tragische Geschick, daß er sich am 27. 7. 1961 durch einen Sturz einen Oberschenkelhalsbruch zuzog. An den Folgen einer nach der Operation eingetretenen Sepsis ist er nach langem, geduldig ertragenem Krankenlager am 27. 10. 1961 verstorben.

Er hat rund 40 wissenschaftliche Beiträge veröffentlicht. Seine wissenschaftliche Tätigkeit galt in erster Linie praktischen magnetischen Messungen. Darüber hat er 1942 (Verlag Gebr. Bornträger) das Buch „Praxis der magnetischen Messungen“ geschrieben. Die Durchführung der magnetischen Reichsvermessung hat im wesentlichen R. BOCK in Gang gebracht. Deren Bearbeitung hat er zusammen mit den Kollegen F. BURMEISTER und F. ERRULAT in dem Tabellenwerk „Magnetische Reichsvermessung 1945, O“ 1948 in Berlin herausgegeben. Es ist damit eine sehr wesentliche sorgfältigste und genauestens durchgeführte Messungsunterlage für alle erdmagnetischen Arbeiten im Bereich von Deutschland geschaffen worden. Auch sonst hat sich R. BOCK eingehend mit erdmagnetischen Landesvermessungen in der Bundesrepublik und in Frankreich beschäftigt. Zusammen mit W. SCHUMANN hat er in 4 Bänden einen „Katalog der Jahresmittel der magnetischen Elemente der Observatorien und der Stationen, an denen eine Zeitlang erdmagnetische Beobachtungen stattfanden“ (Abh. d. Geom. Obs. Potsdam-Niemegk Nr. 8—11, Berlin 1948) herausgebracht. Auf diesen Unterlagen fußen seine Arbeiten über die normale Verteilung der erdmagnetischen Vertikalintensität, die ihren Abschluß in der klassischen Arbeit „A european field of the normal geomagnetic vertical intensity and its secular variation“ (Geophysical Prospecting VII 1959) fanden. Auch um die Deklinationsmessungen in Europa hat er sich sehr bemüht und darüber eine Karte im Maßstab 1:1000000 veröffentlicht.

Weitere Arbeiten befassen sich mit magnetischen Instrumenten, über die 1928 bis 1930 eine Anzahl von Mitteilungen erschienen. Beim Aufbau des Adolf-Schmidt-Observatoriums hat er wesentlich mitgewirkt und hat es erreicht, daß von Anfang 1931 an dort registriert werden konnte. In der Abh. 1 des Geophysikalischen Instituts Potsdam, „Das Adolf-Schmidt-Observatorium (Krs. Zauch-Belzig)“, Berlin 1939, hat er die Lage der Gebäude und die dort aufgestellten Instrumente eingehend geschildert. Über die dort 1934 vorgenommenen Messungen hat er 1937 und über die Messungen der Jahre 1932 und 1933, 1952 berichtet.

R. BOCK hat mit diesen Arbeiten ein wesentliches Fundament der erdmagnetischen Forschung in Deutschland geschaffen. Da er ein besonders geschickter und genauer Beobachter war, sind seine Messungen von hervorragendem Wert und haben ihm so einen bleibenden, unvergeßbaren Platz in der Geophysik gebracht.

H. REIZ

In Memoriam Prof. Dr. Ludwig Weickmann

Am 29. November 1961 verstarb in Bad Kissingen Prof. Dr. LUDWIG FRIEDRICH WEICKMANN. Durch seinen Tod hat die Geophysik einen Forscher und Lehrer von Weltruf verloren.

WEICKMANN wurde am 15. August 1882 in Neu-Ulm geboren. Im Jahre 1901 bezog er die Universität München, wo er 1905 das Lehramtsexamen für Mathematik und Physik bestand. Darauf kam er zur Bayerischen Landeswetterwarte. Im Jahre 1908 ermöglichte ihm die Verleihung des Lamontschen Forschungsstipendiums weiteres Studium, erst in Göttingen, dann in München, wo er 1911 mit einer Arbeit über Differentialgeometrie promovierte. Eine weitere Unterbrechung seiner Tätigkeit an der Bayerischen Landeswetterwarte verursachte der erste Weltkrieg. Nach einem Jahre im Heereswetterdienst an der Westfront unternahm WEICKMANN 1915 die Einrichtung des Türkischen Wetterdienstes. Die wissenschaftliche Frucht dieser Verwaltungstätigkeit waren die Arbeiten „Zum Klima der Türkei“, teils von WEICKMANN selbst, teils von seinen Mitarbeitern und Schülern verfaßt. Im Jahre 1918 kehrte er als Observator zurück an die Bayerische Landeswetterwarte und habilitierte sich 1922 an der Universität München mit einer Monographie über „Luftdruck und Winde im östlichen Mittelmeergebiet“.

Schon im folgenden Jahre wurde er an die Universität Leipzig als ordentlicher Professor der Geophysik und Direktor des Geophysikalischen Institutes berufen. Aus dieser Zeit stammen seine und seiner Schüler wohlbekannten Arbeiten über atmosphärische Schwingungen, die Symmetriepunkte im Luftdruckgang. Aber diese Untersuchungen stellen nur einen kleinen Teil der in Leipzig behandelten Probleme dar. Um einen wenigstens flüchtigen Eindruck von der Vielseitigkeit seiner Interessen und von seinem Einfluß auf die zeitgenössische Meteorologie zu gewinnen, kann man sich die Veröffentlichungen des Leipziger Geophysikalischen Institutes unter WEICKMANN'S Leitung (1923—1945) ansehen. Diese Arbeiten enthalten neben theoretischen Untersuchungen über Luftspiegelungen, atmosphärisches Ozon, Wellenbewegungen unter anderem Studien über die Koppelung der höheren und niederen Luftschichten, über atmosphärische Strahlung und Sicht, Verdunstung und Stadtklima, sowie über synoptische und mikroklimatische Probleme. Eine weitere wichtige Ausdehnung des Arbeitsgebietes des Institutes erfolgte, als im Jahre 1932 das Geophysikalische Observatorium am Collberg in der Nähe von Leipzig eröffnet wurde. Daß dieses Observatorium während einer Zeit schwerer Wirtschaftsnot gegründet werden konnte, ist ein Zeugnis für WEICKMANN'S Energie und Tatkraft und für den Einfluß seiner Persönlichkeit, die er hier gegen alle Widerstände und Schwierigkeiten zum besten der Wissenschaft einsetzen konnte.

Dieselbe Tatkraft half ihm während der Leipziger Zeit, andere wichtige Aufgaben zu erfüllen: als Dekan der Philosophischen Fakultät, als Präsident der Internationalen Aerologischen Kommission, als Präsident des Reichsamtes für Wetterdienst (im „Nebenamt“), als Vorsitzender Sekretär der Sächsischen Akademie der Wissenschaften.

Während des zweiten Weltkrieges wurde WEICKMANN'S Leipziger Tätigkeit von 1940 bis 1942 durch seine Einberufung als Meteorologischer Berater einer Luftflotte unterbrochen. Gerade zu dieser Zeit mußte er die größte persönliche Tragödie seines Lebens erleben. Im Jahre 1945, nahezu in einem Alter, in dem er in den wohlverdienten Ruhestand hätte treten sollen, mußte er Leipzig verlassen, um bald eine neue schwere Aufgabe zu übernehmen, nämlich den Wiederaufbau des Deutschen Wetterdienstes. Wie gut er dieses Problem gemeistert hat, erst als Berater des amerikanischen Chefmeteorologen in Berlin, dann in Bad Kissingen als Präsident des Deutschen Wetterdienstes, zunächst der US-Zone, dann der Bundesrepublik, ist genügend bekannt. Das Große Verdienstkreuz des Verdienstordens der Bundesrepublik Deutschland, das ihm am 70. Geburtstag verliehen wurde, ist eine Würdigung dessen, was er zum Wiederaufbau Deutschlands und seiner Wissenschaft beigetragen hat.

Erst im 71. Lebensjahre trat WEICKMANN in den Ruhestand. Aber auch dann nahm er weiterhin aktiven Anteil an der Meteorologie als Mitglied des wissenschaftlichen Beirates des Deutschen Wetterdienstes, als Gastprofessor an der Freien Universität Berlin, die ihn 1953 zum Ehrendoktor ernannte, und als Mitglied der Mainzer Akademie. Er behielt seinen Wohnsitz in Bad Kissingen. Hier besuchten ihn seine zahlreichen Schüler, Freunde und Kollegen, und hier fanden sie, wie früher in Leipzig, den Professor, der an allen wissenschaftlichen Problemen interessiert war, und den väterlichen Freund, immer bereit, mit Rat und Tat zu helfen.

Die Geophysik in Deutschland und im Ausland dankt LUDWIG WEICKMANN für alles, was er ihr gegeben hat, als Forscher, als Lehrer und als Mensch.

BERNHARD HAURWITZ, University of Colorado
Boulder, Colo., USA

Ernst Tams

zum 80. Geburtstag

Am 24. Januar 1962 feierte das Ehrenmitglied der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft, Herr Professor Dr. ERNST TAMS, seinen 80. Geburtstag.

Der Name ERNST TAMS hat in der Geophysik einen guten Klang. Zahlreiche Arbeiten aus seiner Feder haben Wesentliches zur Entwicklung der Geophysik beigetragen, und das gute Ansehen, welches die Hamburger Erdbebenstation genießt, deren langjähriger Leiter er gewesen ist, ist auf sein Wirken zurückzuführen.

Die deutschen Geophysiker und insbesondere die deutschen Seismologen sprechen ihrem hochverehrten Kollegen ERNST TAMS die herzlichsten Glückwünsche aus und geben ihrer Bewunderung für sein großartiges Lebenswerk Ausdruck.

MENZEL

Buchbesprechung

JOSEPH W. CHAMBERLAIN, *Physics of the Aurora and Airglow*. Volume 2 of International Geophysics Series edited by J. van Mieghem, 704 S., 131 Abb., 31 Tabellen. Academic Press, New York and London 1961, \$ 16,50.

Im Zeitalter der Raketen und künstlichen Satelliten vergißt man gelegentlich, daß die Natur bestimmte Informationen über den Zustand der hohen Atmosphäre sozusagen kostenlos zur Verfügung stellt. Dazu gehören die Leuchterscheinungen am Himmel, die als Polarlicht und Luftleuchten bekannt sind. Das Polarlicht gehört zu den faszinierendsten Naturerscheinungen überhaupt. Wenn es auch seine volle Pracht nur in hohen Breiten entfaltet, so gab die hohe Sonnenaktivität des letzten Zyklus doch auch in unseren Breiten Gelegenheit zu visuellen Beobachtungen. Das Luftleuchten dagegen ist nicht an bestimmte Breiten gebunden, ist aber so schwach, daß es nur mit Instrumenten beobachtet werden kann. Dem Vorteil, daß diese Erscheinungen ohne unser Zutun ablaufen, steht freilich der Nachteil gegenüber, daß die Informationen, die in der empfangenen Botschaft enthalten sind, in komplizierter Weise verschlüsselt sind. Das Buch von CHAMBERLAIN teilt uns den Schlüssel

mit, soweit er bisher bekannt oder vermutet ist. Der Umfang von 704 Seiten und die Tatsache, daß 1600 Literaturzitate verarbeitet wurden, deutet von vornherein darauf hin, daß es sich um sehr komplizierte Zusammenhänge handelt. Wie vielgestaltig die Probleme sind, geht aus dem Inhaltsverzeichnis hervor.

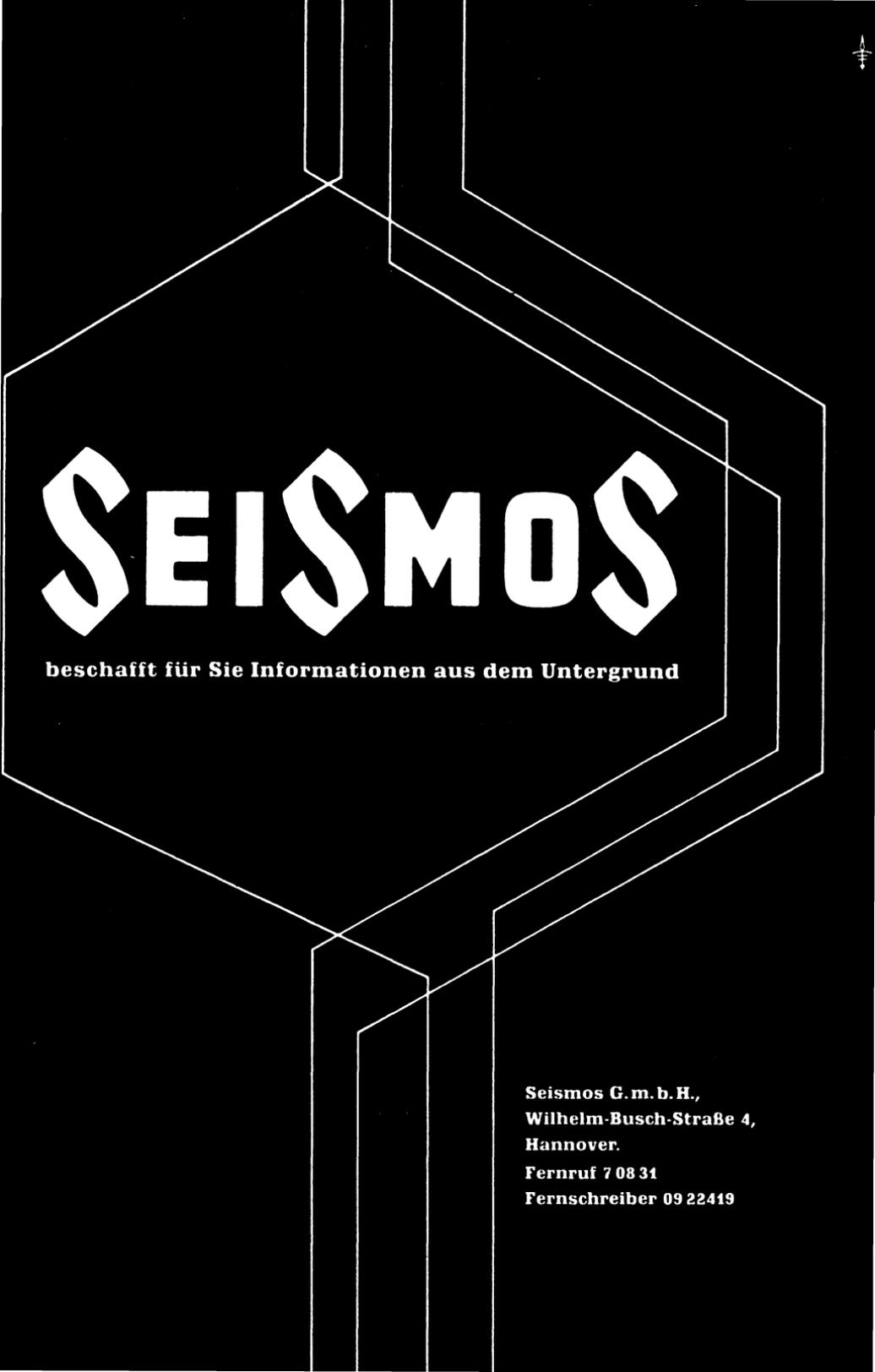
Im ersten Kapitel: Strahlung in Spektrallinien, werden diejenigen Grundlagen der Spektroskopie behandelt, die zum Verständnis der Leuchterscheinungen erforderlich sind. Im zweiten Kapitel: Streuung der Strahlung in einer endlichen Atmosphäre, wird die Ausbreitung der Strahlung theoretisch behandelt. Kapitel 3: Magnetische Felder, geladene Teilchen und obere Atmosphäre, bringt einen Überblick über die Bewegung geladener Teilchen im Erdmagnetfeld, über den Einfluß freier Ladungen auf die Ausbreitung elektrischer Wellen sowie Modelle der Atmosphäre nach dem derzeitigen Wissensstand. Kapitel 4: Zeitliches und örtliches Auftreten des Polarlichtes, führt in das engere Thema des Buches hinein. Es gibt neben einer Phänomenologie eine Übersicht über die Zusammenhänge mit anderen terrestrischen und solaren Erscheinungen. In Kapitel 5: Polarlicht-Spektroskopie und -Photometrie, bespricht der Autor das Polarlichtspektrum qualitativ und quantitativ. Kapitel 6: Radio-Aurora, behandelt die Echos, die auf Radiofrequenzen bei Polarlicht beobachtet werden und die Theorie ihrer Entstehung. In Kapitel 7: Physikalische Prozesse in der Atmosphäre bei Polarlicht, geht der Verfasser auf die Theorien der Entstehung der Leuchterscheinungen ein; Einfall solarer Protonen und Elektronen sowie beschleunigte atmosphärische Elektronen werden als Energiequellen der spektralen Lichtemission diskutiert. Kapitel 8: Polarlicht-Partikel im (interplanetarischen) Raum, bringt die derzeitigen Kenntnisse und Vermutungen über die Eigenschaften des Raumes zwischen Sonne und Erde und verfolgt den Weg der Partikel beim Eindringen in das erdmagnetische Feld.

Mit Kapitel 9: Das Spektrum des Luftleuchtens, wendet sich der Verfasser dem zweiten Komplex zu, dem Nachthimmellicht, dem Dämmerungs- und Tagesleuchten. Kapitel 10: Analyse von Dämmerungsbeobachtungen hinsichtlich Höhenbestimmungen, zeigt die Schwierigkeit der Reduktion der Beobachtungen auf absolute Werte. Kapitel 11: Theorie des Dämmerungs- und Tagesleuchtens, gibt einen Überblick über den Anregungsmechanismus der verschiedenen atmosphärischen Gase. Kapitel 12: Spektralphotometrie des Nachthimmellichtes, behandelt Höhen- und Temperaturbestimmung und die Abhängigkeit der Intensität von Zeit und Ort. Kapitel 13: Anregung des Nachthimmellichtes, beschäftigt sich schließlich mit der Frage, woher die Energie stammt, die als Nachthimmellicht emittiert wird.

In 8 Anhängen werden u. a. eine Definition des Rayleigh, eine Liste der Beobachtungsstationen, eine Zusammenstellung der benützten Formelzeichen und eine Liste von Büchern und Übersichtsartikeln über Polarlicht und Luftleuchten gegeben. Der Schriftumsnachweis auf 70 Seiten umfaßt wohl alles, was in diesem Zusammenhang erwähnenswert ist. Ein Autorenindex und ein Sachverzeichnis am Schluß rundet das Bild eines gelungenen und nützlichen Buches ab.

CHAMBERLAIN'S Buch ist mit Abstand das vollständigste Werk über Polarlicht und Luftleuchten, das der Referent kennt. Obwohl der Verfasser Spezialist auf dem Gebiet der Spektroskopie ist, erdrücken die einschlägigen Kapitel nicht den übrigen Inhalt. Der Druck einschließlich der Figuren ist sehr klar und sauber. Lediglich bei den Spektren hätte sich die Einschaltung von einigen Kunstdrucktafeln gelohnt. Die wiedergegebenen Polarlichtaufnahmen von V. P. HESSLER sind nicht nur charakteristisch, sondern einfach schön. Seinem Charakter als Lehrbuch entsprechend ist am Schluß jedes Kapitels eine Reihe von Übungsaufgaben gestellt. Ihre Lösung setzt die Kenntnis der Grundprinzipien der Atom- und Molekülstruktur und der Theorie des Elektromagnetismus voraus. Das Buch kann allen, die sich mit den Erscheinungen der hohen Atmosphäre beschäftigen, einschließlich fortgeschrittener Studenten, als Standardwerk nur empfohlen werden. Der Referent benützt es mit großem Nutzen zur Vorbereitung seiner eigenen Vorlesungen.

W. DIEMINGER



SEISMOS

beschafft für Sie Informationen aus dem Untergrund

**Seismos G. m. b. H.,
Wilhelm-Busch-Straße 4,
Hannover.**

Fernruf 7 08 31

Fernschreiber 09 22419



Seismik

Seeseismik

Gravimetrie

Aero-Magnetik

Magnetik

Zement-Log

Elektrik

A stylized black wave graphic that flows from the left, under the word 'PRAKLA', and continues to the right.

PRAKLA

