

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 31

1965

Heft 5



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

INHALTSVERZEICHNIS

FRIEDRICH BURMEISTER zum 75. Geburtstag	227
DEMNATI, A. und G. DOHR: Reflexionsseismische Tiefensondierungen im Bereich des Oberrheintalgrabens und des Kraichgaues	229
GUTDEUTSCH, R. und M. KOENIG: Über die Signalgeschwindigkeit gebeugter elastischer Wellen	246
TÁRCZY-HORNOCH, A.: Über die Genauigkeit der berechneten durchschnittlichen Geschwindigkeit bei der seismischen Reflexionsmethode	260
Briefe an den Herausgeber	273
Verzeichnis der geophysikalischen Vorlesungen (Wintersemester 1965/66)	276
Mitteilung	280
Buchbesprechungen	281

DIE ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

erscheint zweimonatlich. Der Bezugspreis beträgt je Jahrgang 48,— 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 Maschinenschrift mit handschriftlich eingetragenen Formeln druckfertig einzurichten und gesondert eine „Anweisung für den Setzer“ beizufügen, aus der zu ersehen ist, wie kursiver, gesperrter oder fetter Satz und griechische, gotische oder einander ähnliche Typen und Zeichen kenntlich gemacht sind (z. B. durch farbige Unterstreichung). Die Vorlagen für die Abbildungen sollen reproduktionsfertig (Tuschzeichnung) möglichst im Maßstab 2:1 eingesandt werden. Die Beschriftung der Abbildungen soll auf einem lose vorgeklebten, durchsichtigen Papier erfolgen. Fußnoten sind fortlaufend zu nummerieren und am Ende des Manuskriptes zusammenzustellen; bei Zitaten sind neben Autornamen, Titel und Zeitschriftentitel auch Bandnummer, Erscheinungsjahr und Seitenzahl anzugeben.

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

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

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

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

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

Anschrift der *Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*:

2 Hamburg 13, Von-Melle-Park 6, 14. Stockwerk, Postscheck: Hamburg Nr. 559 83

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

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

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

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1965

FRIEDRICH BURMEISTER

zum 75. Geburtstag

Am 7. September 1890 wurde FRIEDRICH BURMEISTER zu Stettin geboren, wo er auch zur Schule ging und 1910 am Stadtgymnasium die Reifeprüfung bestand. Er studierte Astronomie in Berlin und München. Während des Krieges war er zunächst im Sanitätsdienst und von 1916 ab im Feldwetterdienst tätig. 1919 promovierte er bei Seeliger. Im selben Jahr wurde er Assistent und 1920 Observator am Erdmagnetischen Observatorium München, das damals der Bayerischen Akademie der Wissenschaften angegliedert war. 1946 wurde BURMEISTER Abteilungsdirektor. Seit 1950 hatte er einen Lehrauftrag an der Technischen Hochschule München. Am 1. September 1957 trat BURMEISTER nach 38jähriger verdienstvoller Tätigkeit in den Ruhestand.

Die gediegene astronomische Ausbildung bestimmte in hohem Maße sein Betätigungsfeld. Die Astronomie hatte ihn gelehrt, die Meßtechnik bis an die Grenzen des Möglichen zu tragen und große Mengen von Daten scheinbar mühelos zu verarbeiten. Aus derselben Quelle stammt auch sein Hang zu übersichtlicher und genauer Dokumentation.

Einen nachhaltigen Einfluß übte auf BURMEISTER der Umgang mit dem Potsdamer Kreis, vor allem mit Adolf Schmidt aus. Dort fand er bei gleichgesinnten Kollegen Rat und ständig neue Anregungen.

Als er 1918 das Erdmagnetische Observatorium München übernahm, war das Institut nur noch ein Schatten dessen, was Franz von Schwarz um die Jahrhundertwende geschaffen hatte. Als Folge der ständigen Ausdehnung des Münchner Straßenbahnnetzes mußte 1914 die Registrierung der Intensitätskomponenten eingestellt werden. BURMEISTER erbt nicht nur ein krankes Observatorium, sondern auch erhebliche Mengen unbearbeiteter Materials, und zwar die von Messerschmidt hinterlassene magnetische Vermessung von Bayern sowie die Registrierungen seit 1909. Er arbeitete die Rückstände in verhältnismäßig kurzer Zeit auf, um sich dann um eine neue Heimstatt für das Observatorium zu bemühen. 1927 fand er eine bescheidene Unterkunft für die Münchner Instrumente in der Nähe von Maisach, wo bis 1935 registriert wurde.

Als in der Nähe des Maisacher Observatoriums ein Flugplatz gebaut wurde, gelang es BURMEISTER nach langwierigen Verhandlungen, die Mittel für ein neues Observatorium zu finden, das 1938 nach seinen Vorschlägen östlich von Fürstenfeldbruck gebaut wurde, wo es heute noch steht und dank der umsichtigen Planung auch noch allen Ansprüchen der modernen, weitgehend verfeinerten Meßtechnik genügt. Achtzehn Jahre war es ihm vergönnt, an dieser Stätte zu wirken. In diesem Zeitraum baute er das Observatorium mit geringen Mitteln zu einer hervorragenden Forschungsstätte aus. Auf sein Betreiben wurde schließlich dem Observatorium 1953 auch eine Erdbebenwarte angegliedert.

Obwohl die Observatoriumstätigkeit BURMEISTER mehr als reichlich ausfüllte, fand er immer wieder Zeit für Vermessungsarbeiten. 1927/28 führte er Beobachtungen in der Rheinpfalz an 60 Stationen und 1929 im Fichtelgebirge und im Frankenwald an 22 Stationen durch.

1934/35 beobachtete er im Rahmen der Reichsvermessung, an deren Planung er mit beteiligt war, an mehr als 200 Stationen. Ihm oblag auch die statistische Bearbeitung des Materials. In den Jahren von 1938 bis 1941 führte er Beobachtungen der Deklination an über 400 Stationen in der Rheinpfalz und in Baden-Württemberg durch. Der Krieg brachte die Vermessungstätigkeit zum Erliegen. Erst 1948 konnte er mit der seit langem geplanten Vermessung II. Ordnung von Bayern beginnen. Bis 1958 beobachtete er an nahezu 700 Stationen.

Die Deklinationsmessungen von Baden-Württemberg bearbeitete er noch während seiner Amtszeit. Das Material der magnetischen Vermessung II. Ordnung von Bayern bereitete er in den ersten Jahren seines Ruhestandes für die Veröffentlichung auf. Diese beiden Arbeiten berücksichtigen alle seit Lamont gewonnenen Meßdaten. Schließlich verglich er noch alte magnetische Vermessungen mit der Reichsvermessung von 1934/35 in einer Arbeit, die 1964 veröffentlicht wurde.

BURMEISTER unterzog sich dreimal der undankbaren Aufgabe, Deklinationskarten für Mitteleuropa vorzubereiten, und zwar für die Epochen 1940, 1945 und 1954.

FRIEDRICH BURMEISTER gehört zu jenem kleinen Kreis hochspezialisierter Wissenschaftler, die die unpopuläre Arbeit auf sich nehmen, Material mit großer Sorgfalt zu sammeln und kritisch zu verarbeiten. Aus den wenigen Mitteln, die ihm zur Verfügung standen, hat er stets gewußt, durch persönlichen Einsatz viel zu machen.

Das Wirken in der Stille hat ganz BURMEISTERS Wesensart entsprochen. Es genügt ihm, daß er im engen Kreis der Fachkollegen etwas galt und daß junge Wissenschaftler seinen Rat suchten. BURMEISTER ist Gründungsmitglied der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft. Die Bayerische Akademie der Wissenschaften ehrte ihn 1950 mit der silbernen Medaille „Bene merenti“.

FRIEDRICH BURMEISTER nimmt weiterhin regen Anteil an der Arbeit „seines“ Observatoriums, was rein äußerlich Ausdruck in seinen regelmäßigen Besuchen findet. Wir wünschen dem Jubilar, daß ihm weiterhin Gesundheit und Schaffenskraft erhalten bleiben mögen.

K. WIENERT

Reflexionsseismische Tiefensondierungen im Bereich des Oberrheintalgrabens und des Kraichgaues¹⁾

Von A. DEMNATI, Casablanca²⁾ und G. DOHR, Hannover³⁾

Eingegangen am 12. Januar 1965

Zusammenfassung: Es wird zunächst über die Auswertung von Tiefenreflexionen im Bereich des Oberrheintalgrabens berichtet. Die statistische Bearbeitung von ca. 700 Seismogrammen zeigt Reflexionsgruppen bei ca. 7 und 9 Sekunden, entsprechend Teufen von 18,5 und 24 bis 25 km. Die erstere Reflexionsgruppe kann wahrscheinlich der CONRAD-Diskontinuität zugeordnet werden. Innerhalb der Grabenzone deuten Verschiebungen in den Reflexionslaufzeiten dieser Gruppe auf eine mögliche lokale Hochlage der CONRAD-Diskontinuität hin.

In der Nachbarschaft des Oberrheintalgrabens wurden mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft spezielle seismische Messungen im Gebiet des Kraichgaues durchgeführt. Gute Reflexionen wurden hier bei 5,2; 7 und 9 Sekunden registriert, welche Teufen von etwa 15, 21 und 27 km entsprechen. Vergleiche mit Ergebnissen aus der Pfalz (SCHULZ 1957) und der Grabenzone des Oberrheintales sowie die Abschätzung eines gravimetrischen Modelles legen die Deutung nahe, daß die im Kraichgau bei 5,2 Sekunden registrierten Reflexe ebenfalls der CONRAD-Diskontinuität zugeordnet werden müssen. Danach würde die Annahme einer Depression der CONRAD-Diskontinuität unter dem Oberrheintalgraben sehr an Wahrscheinlichkeit gewinnen.

Summary: A report is given about the interpretation of reflections with anormal long travel times in the Upper-Rhine-Valley (Germany).

The statistical method of interpretation of about 700 seismograms shows groups of reflections at 7 and 9 seconds, corresponding to real depths of 18,5 and 24 to 25 km. The first group might be attributed to the CONRAD-Discontinuität. Inside the Rhine-Valley several changes in the reflection-times of the reflections at 7 seconds indicates a possible lokal anomaly in the CONRAD-Discontinuität.

With the help of the Deutsche Forschungsgemeinschaft special seismic measurements have been effected in 1962 in the vicinity of the Upper-Rhine-Valley in the Kraichgau-District (south-east of the city of Heidelberg). Good reflections have been registrated here at reflection times of 5,2; 7 and 9 seconds, corresponding to depths of 15, 21 and 27 km. When comparing these results with the observations in the Pfalz (SCHULZ 1957) and those inside the Rhine-Valley it seems probable that the reflections registrated at 5,2 seconds in the Kraichgau should be identified with the CONRAD-Discontinuität, too. This correlation is supported by a gravimetric model. So the assumption of a depression of the CONRAD-Discontinuität beneath the Upper-Rhine-Valley becomes more probable.

¹⁾ „Im Rahmen der Gemeinschaftsarbeit der deutschen geophysikalischen Institute im Schwerpunktprogramm der Deutschen Forschungsgemeinschaft ‚Geophysikalische Erforschung des tieferen Untergrundes in Mitteleuropa‘, Beitrag Nr. 37.“

²⁾ Dipl.-Geophys. A. DEMNATI, 45 Avenue a Place Heintz, Cité Mohamadia, Casablanca (Maroc).

³⁾ Dr. G. DOHR, Preußag AG, 3 Hannover, Leibnizufer 9.

Im Zuge der seismischen Untersuchungen des tieferen Untergrundes ist neben die refraktionsseismische Methode seit einigen Jahren auch die Reflexionsseismik getreten. So werden im Rahmen eines Schwerpunktprogramms der Deutschen Forschungsgemeinschaft seit dem Jahre 1957 bereits bei einer Anzahl seismischer Meßtrupps, welche im Auftrag der deutschen Erdölindustrie arbeiten, konventionelle Reflexionsseismogramme bis zu Reflexionslaufzeiten von 10–12 sec aufgenommen. Über die Ergebnisse dieser Arbeiten ist verschiedentlich schon berichtet worden [4, 5, 6, 7, 9]. Es zeigte sich, daß in der Mehrzahl der Arbeitsgebiete in den Registrierungen Tiefenreflexionen beobachtet werden konnten, deren Realität von den Bearbeitern ausführlich diskutiert und nachgewiesen wurde. Insbesondere die umfangreiche Bearbeitung des in Süddeutschland angefallenen Materials [9] zeigt, zu welchen Ergebnissen die reflexionsseismische Methode führen kann.

In der vorliegenden Arbeit sollen die Ergebnisse aus dem Gebiet des Oberrheinalgrabens und des Kraichgaus zusammengestellt und diskutiert werden. Die Lage der Arbeitsgebiete ist in der Abb. 1 dargestellt. Es handelt sich um seismische Meßgebiete im mittleren Teil des Rheinalgrabens südlich der Stadt Karlsruhe, und zwar um ein Areal östlich des Rheins zwischen den Städten Rastatt und Kehl mit der N–S-Erstreckung von etwa 60 km und einer durchschnittlichen Breite von 12 km. Außerdem ist ein spezielles kurzes Meßprogramm in der Kraichgausenke eingeschlossen, welches nördlich der Stadt Bretten durchgeführt wurde.

Der Arbeit lag die Fragestellung zugrunde, ob die geologische Großform des Oberrheinalgrabens einer Einsenkung der tieferen Grenzflächen – insbesondere der CONRAD-Diskontinuität – korrespondiert. Außerdem sollten die Tiefenlagen der CONRAD- und MOHORoviČIĆ-Diskontinuität bestimmt und mit den großräumigen Ergebnissen der Refraktionsseismik verglichen werden.

Als Ausgangsmaterial lagen etwa 700 Seismogramme aus reflexionsseismischen Arbeiten der Seismos GmbH aus den Jahren 1956–1960 innerhalb der oben abgegrenzten Grabenzone vor, welche im Auftrage der Preußischen Bergwerks- und Hütten-AG und der Mobil Oil AG in Deutschland ausgeführt worden waren. Die Filme waren in der Mehrzahl bis zu Reflexionslaufzeiten von ca. 11 sec mit verschiedenen Apparaturtypen registriert. Die Schußladungen schwankten zwischen 7 und 36 kg.

Da in den letzten Jahren die seismische Tätigkeit der deutschen Erdölfirmer im Rheinalgraben fast zum Erliegen gekommen ist, mußte sich die Ausarbeitung auf dieses Material stützen und konnte keine neuen Arbeitsgebiete einbeziehen.

Die Seismogramme wurden ab etwa 4 sec Reflexionslaufzeit durchgesehen. Auf der Mehrzahl waren Andeutungen von Reflexionen zu sehen, die besonders zwischen 6,5 und 9 sec häufig auftraten. Eine Korrelation der Reflexionen über mehrere Seismogramme war nicht überall möglich. In Intervallen von mehreren hundert Millisekunden traten Reflexionen in Gruppen auf.

Die Qualität der Reflexionen war sehr unterschiedlich. Während auf einigen Filmen die ersten starken Reflexionen bei etwa 7 sec nach einem ruhigen Verlauf der Spuren

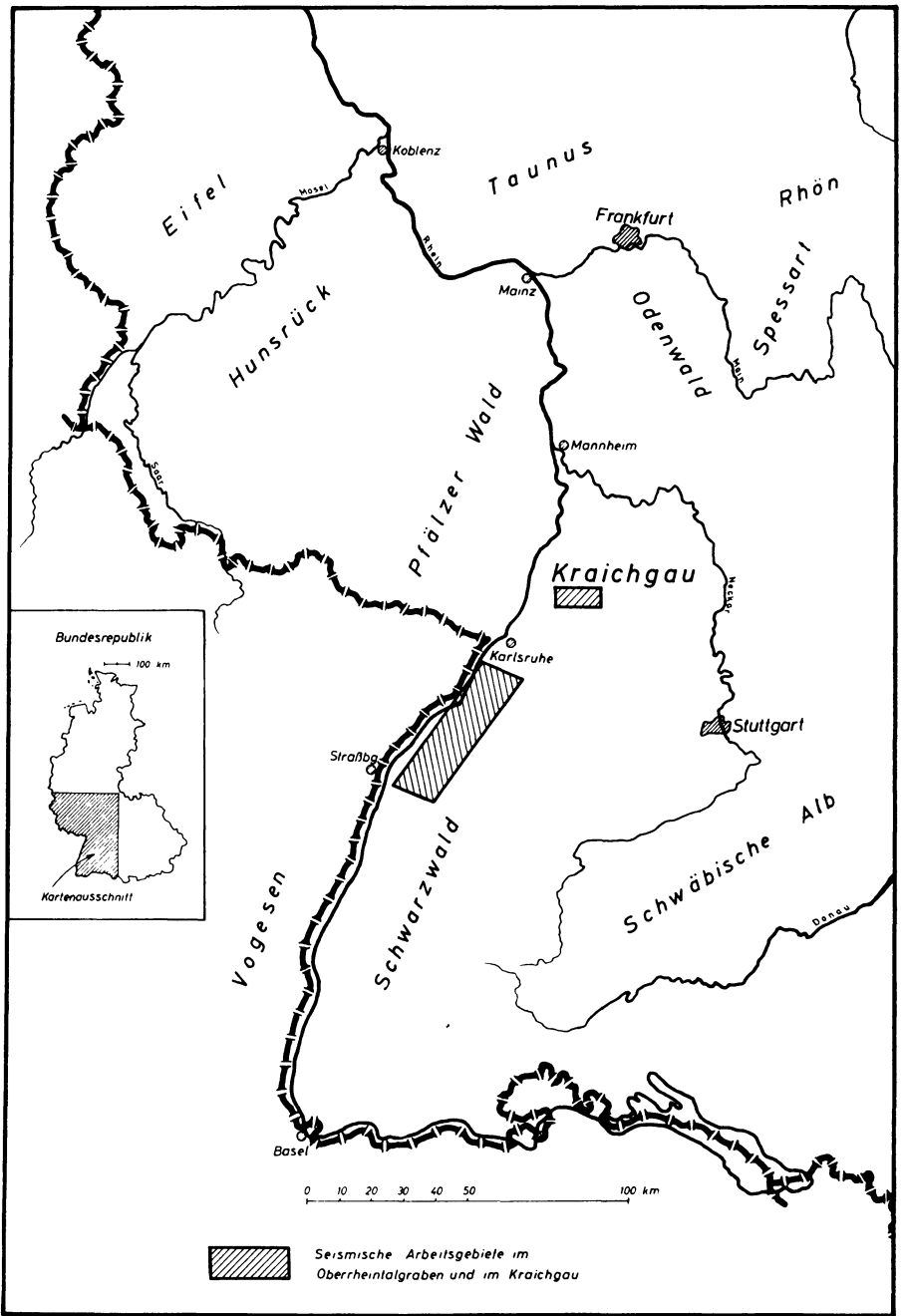


Abb. 1: Lage der Arbeitsgebiete im Oberrheintalgraben und im Kraichgau.

auftraten, waren mehrere Filme entweder energetisch schwach, so daß vereinzelt nur noch Andeutungen von Reflexionen erkennbar waren, oder es zeigte sich ein im ganzen gesehen bewegtes Bild, so daß eine einwandfreie Erkennung erschwert wurde.

Um einen Überblick über das Material zu bekommen, wurde dieses nach einer bereits mehrfach angewandten statistischen Methode [4, 5] ausgewertet. Dazu wurden wieder Häufigkeitsverteilungen für die tiefen Reflexionen aufgestellt, in welchen die absolute Anzahl der beobachteten Reflexionen oder Reflexionsandeutungen als Funktion der Reflexionslaufzeit aufgetragen ist. Die Intervallbreite betrug 0,2 sec. Zur Verbesserung der Methode wurden die Reflexionen je nach Qualität in der statistischen Beurteilung mit „Gewichten“ belegt. So wurden sehr gute und markante Reflexionen (Klasse 1) mit der Ziffer 3, gute, deutliche Reflexionen (Klasse 2) mit der Ziffer 2 und durchschnittliche, das heißt Reflexionsandeutungen, die aber mindestens über 75% der Spuren Phasengleichheit und eine merkliche Amplitudenerhöhung aufwiesen (Klasse 3), mit der Ziffer 1 versehen. Schwächere Reflexionen und Andeutungen (Klasse 4) erhielten die Ziffer $\frac{1}{2}$ und fragliche, welche jedoch noch etwa 50% der Seismogrammspuren überdeckten (Klasse 5), die Ziffer $\frac{1}{4}$.

Die so aufgestellten „gewogenen“ Kurven zeigen durchweg große Ähnlichkeit. Allgemein findet sich eine Anhäufung von Reflexionen bei etwa 7 sec und eine zweite Reflexionsgruppe bei etwa 9 sec.

In der Abb. 2 ist eine Verteilungskurve mit und ohne Bewertung der Einzelreflexionen dargestellt. In der oberen Figur wurde die Häufigkeitsverteilung mit der eben dargelegten Bewertung der Reflexionselemente aufgestellt. Die untere Kurve zeigt dieselbe Häufigkeitsverteilung bei gleicher Bewertung aller Reflexionen. Man erkennt, daß die „gewogene“ Kurve die wesentlichen Maxima markanter hervortreten läßt. Insbesondere gilt dies für die Aufgliederung des Maximums zwischen 6,8 und 7,8 sec. Bereits bei früheren Ausarbeitungen wurde die Frage der Realität der tiefen Reflexionsgruppen wiederholt diskutiert. Da bei dem vorliegenden Material auch eine größere Anzahl sehr schwacher Reflexionen mit verarbeitet wurde, sollte ein statistischer Test die Signifikanz der Maxima untersuchen.

Dabei wurde davon ausgegangen, daß Reflexionen, die aus tiefen Diskontinuitäten stammen, eine bessere Qualität aufweisen werden als zufällige oder multiple oder aus kleineren Inhomogenitäten herrührende Reflexionen. Es wäre dann zu prüfen, inwieweit die Reflexionen der Klasse 5 (bzw. 4 und 5) bei der Bildung eines Maximums beteiligt sind. Diese Unterscheidung ließe sich dann folgendermaßen formulieren: Die Anzahl der in einer Stichprobe (Maximum 1) untersuchten Andeutungen von Reflexionen sei n_1 , davon werden k_1 als positiv (zu den Klassen 1 bis 4 gehörend) und $n_1 - k_1 = l_1$ als negativ (zu der Klasse 5 gehörend) bezeichnet. Bei einer Stichprobe n_2 (Maximum 2) sind k_2 positiv und $n_2 - k_2 = l_2$ negativ.

Die Häufigkeit der positiven Reflexionen in beiden Stichproben sind

$$h_1 = \frac{k_1}{n_1} \text{ und } h_2 = \frac{k_2}{n_2},$$

welche zwei unbekanntes Wahrscheinlichkeiten p_1 und p_2 entsprechen.

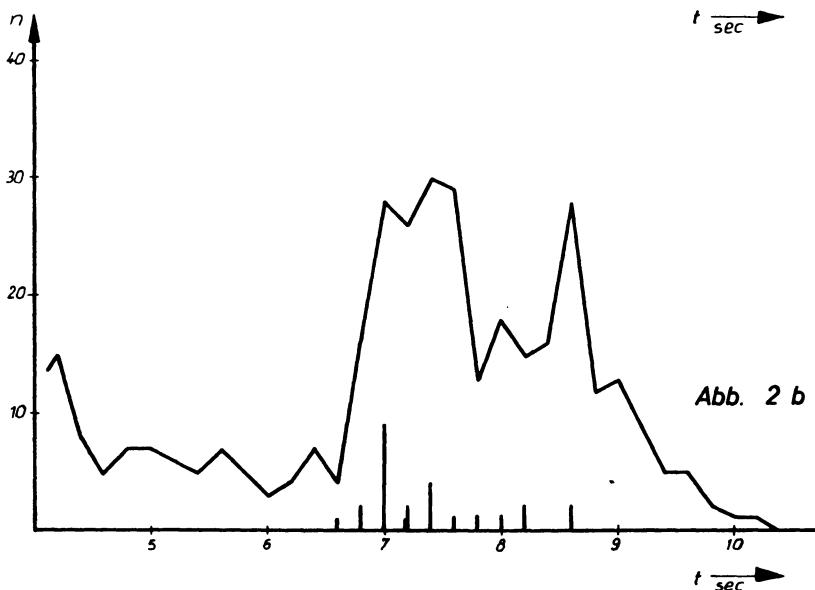
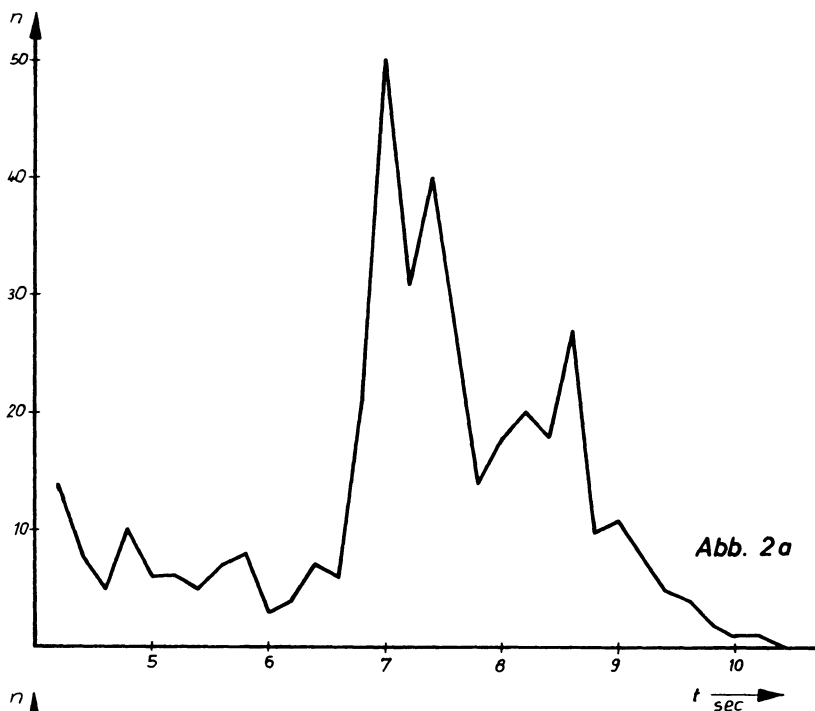


Abb. 2: Häufigkeitsverteilung tiefer Reflexionen aus dem Oberrheintal bei Rastatt. Die obere Kurve gibt die Verteilung mit je nach Qualität unterschiedlich bewerteten Reflexionen wieder. Die untere Kurve wurde bei gleicher Bewertung aller Reflexionen ausgestellt.

Hat man z. B. gefunden, daß $h_1 > h_2$ ist, so interessiert die Beantwortung der Frage: wie groß muß $h_1 - h_2$ sein, damit man mit einiger Sicherheit behaupten kann, daß $p_1 > p_2$ ist.

Zur Beantwortung dieser Frage kann der χ^2 -Test zum Vergleich zweier Wahrscheinlichkeiten angewandt werden: Man nimmt zunächst an, daß die Unterschiede in h_1 und h_2 rein zufällig sind und daß in Wirklichkeit $p_1 = p_2 = p$ ist, bildet dann den Ausdruck

$$\chi^2 = \frac{(k_1 n_2 - k_2 n_1)^2 (N - 1)}{K L n_1 n_2},$$

wobei $N = n_1 + n_2$, $K = k_1 + k_2$, $L = l_1 + l_2$ ist.

Man hat dann eine größere Anzahl N von Beobachtungen als bei einer Untersuchung jeder einzelnen Stichprobe n_1 oder n_2 . Übersteigt der berechnete Ausdruck χ^2 eine vorgegebene Schranke g^2 , so ist die Hypothese $p_1 = p_2 = p$ zu verwerfen.

(Im Prinzip beruht dieses Verfahren darauf, daß man den unbekanntem Wert von p abschätzt. Die Abweichungen des geschätzten von dem wahren p , die dem Betrage nach ein g -faches der Streuung übersteigen, sind so unwahrscheinlich, daß man sie mit einer gewissen Irrtumswahrscheinlichkeit β ausschließen kann. β kann dann beliebig klein gemacht werden, indem man g groß genug wählt.)

Für χ^2 sind Schranken g^2 für verschiedene Irrtumswahrscheinlichkeiten β tabelliert [17].

Ist nun:

- a) $\chi^2 > g^2$ und dabei $h_1 > h_2$, so wird angenommen, daß $p_1 > p_2$,
- b) $\chi^2 > g^2$ und $h_1 < h_2$, so wird angenommen, daß $p_1 < p_2$,
- c) $\chi^2 < g^2$, so wird die Hypothese $p_1 = p_2$ bestätigt.

In allen drei Fällen ist die Irrtumswahrscheinlichkeit des Testes höchstens 2β .

Zieht man alle drei Möglichkeiten in Betracht, so bedeutet das eine „zweiseitige Anwendung des χ^2 -Testes“.

Wird der χ^2 -Test „einseitig“ angewandt, das heißt, daß man (bei χ^2 bedeutend größer als g^2) nur im Fall $h_1 > h_2$ (oder nur im Fall $h_1 < h_2$) die Schlußfolgerung $p_1 > p_2$ (bzw. $p_1 < p_2$) zieht und in allen anderen Fällen sich des Urteils enthält, so ist die Irrtumswahrscheinlichkeit dabei nur halb so groß wie die des zweiseitigen Testes.

Die prinzipielle Möglichkeit, Wahrscheinlichkeiten statistisch zu erfassen, beruht auf dem Prinzip der großen Zahl.

GILDEMEISTER und VAN DER WAERDEN haben für $n_1 = n_2 = 5$ bis $n_1 = n_2 = 10$ die Irrtumswahrscheinlichkeit des Testes für $2\beta = 0,01$ als Funktion von p berechnet und dabei festgestellt, daß man den χ^2 -Test auch bei kleinen Werten von N unbedenklich anwenden kann [17].

Der so formulierte Test ist auf die Häufigkeitsverteilungskurven des Profils 7 (Abb. 3) angewandt.

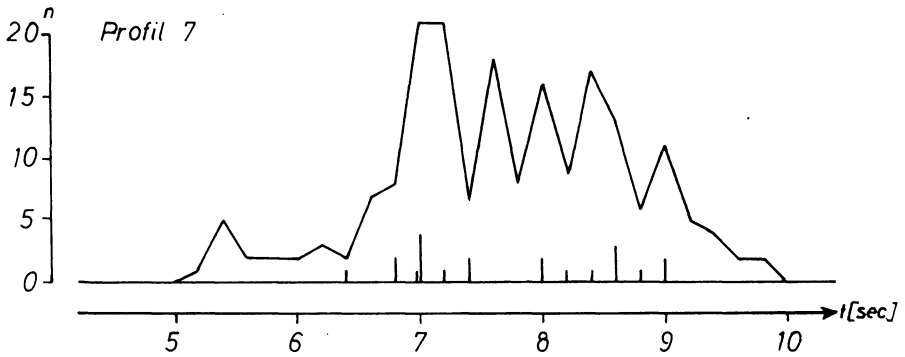


Abb. 3: Häufigkeitsverteilungskurve tiefer Reflexionen eines einzelnen Profiles. Auffällig sind hier die mehrfachen Maxima zwischen 7 und 9 Sekunden.

Ein Vergleich der Maxima bei 7,0 und 7,6 sec ergibt

$n_1 = 42$ (Anzahl der Reflexionen im Intervall 6900–7299 msec),

$n_2 = 18$ (Anzahl der Reflexionen im Intervall 7500–7699 msec),

($k_1 = 29, k_2 = 6$);

$l_1 = 13, l_2 = 12$ (Reflexionen der Klasse 5),

damit ergibt sich $\chi^2 = 6,5$.

Für eine Irrtumswahrscheinlichkeit 1% entnimmt man den Tabellen [17] folgende Schranke $g^2 = 5,02$.

Die Hypothese $p_1 = p_2$ wird also mit $\beta = 1\%$ verworfen. Will man weitere Folgerungen ziehen, so wird $2\beta = 2\%$,

$$h_1 = \frac{29}{42} > h_2 = \frac{6}{18}$$

und somit $p_1 > p_2$. Mit 2% Irrtumswahrscheinlichkeit kann man behaupten, daß das erste Maximum eine größere Wahrscheinlichkeit besitzt als Maximum 2.

Vergleich der Maxima bei 7,0 mit den übrigen Maxima bei 8,0, 8,4 und 9,0 ergibt für χ^2 : 0,001 bzw. 1,143 bzw. 2,104. Für diese Maxima bleibt also die Hypothese $p_1 = p_2$ für $\beta = 1\%$ bestehen.

Will man schließlich noch vorsichtiger vorgehen und die Andeutungen von Reflexionen der Klassen 4 und 5 ausschließen, ergibt der χ^2 -Test für den Vergleich der beiden Maxima bei 8,0 und 8,4:

$$n_1 = 16 \quad k_1 = 13 \quad l_1 = 13$$

$$n_2 = 30 \quad k_2 = 13 \quad l_2 = 17$$

$$\chi^2 \approx 12: \quad h_1 = \frac{13}{16} < h_2 = \frac{13}{30}$$

und so mit $p_1 < p_2$ mit einer Irrtumswahrscheinlichkeit von $2\beta = 2\%$.

Für die übrigen Maxima bleibt die Hypothese $p_1 = p_2$ bestehen.

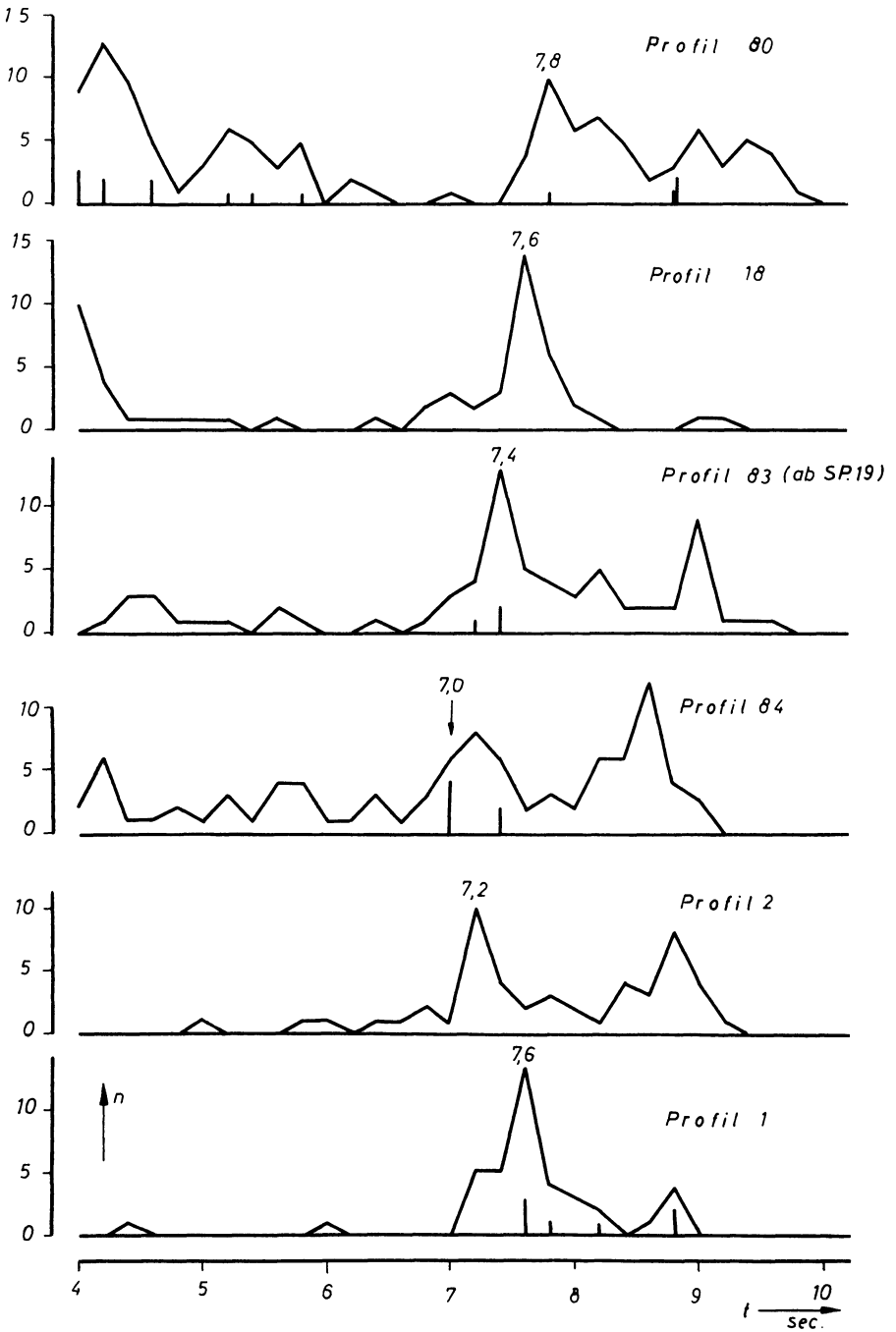


Abb. 4: Häufigkeitsverteilung sechs seismischer Profile (die Lage der Profile ist aus der Abb. 5 ersichtlich).

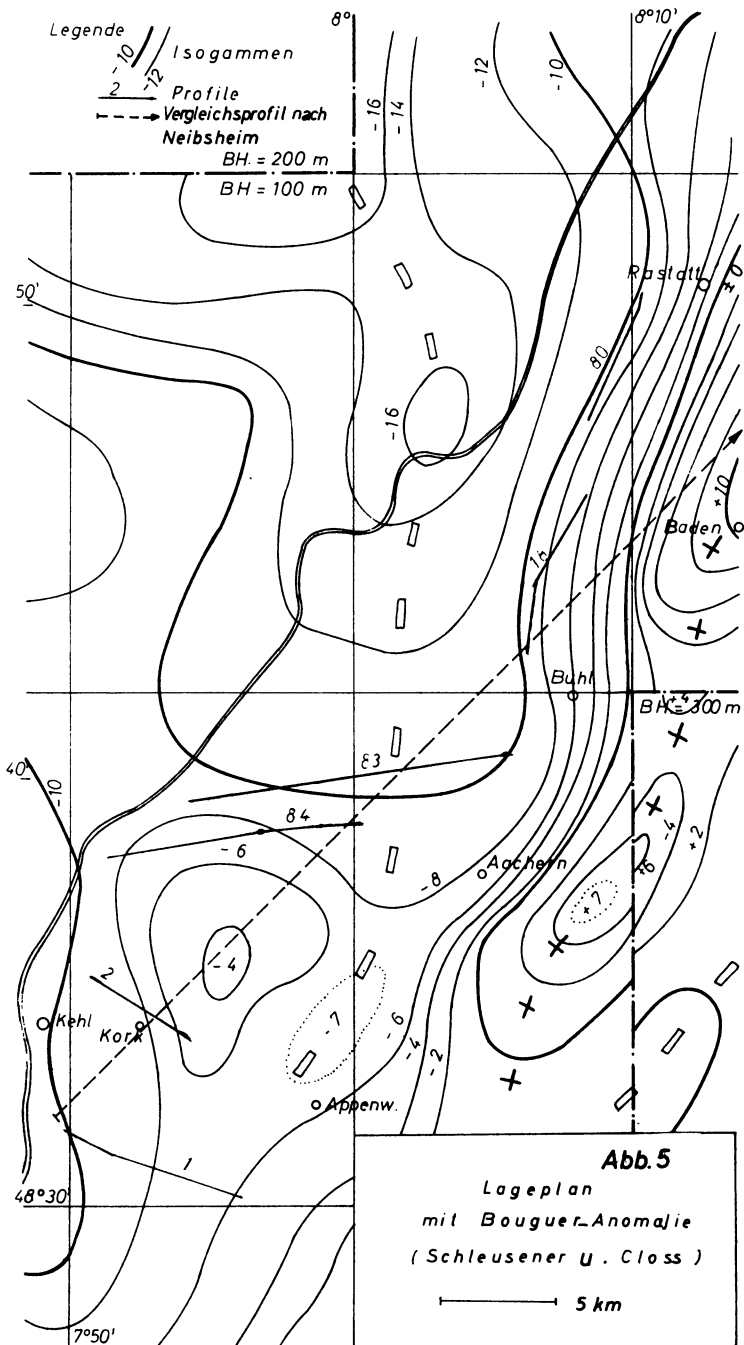


Abb. 5: Lageplan der in Abb. 4 genannten seismischen Profile. Dargestellt sind ferner die BOUGUER-Anomalien nach SCHLEUSENER und CLOSS.

Bei der Teufenberechnung wurden im tieferen Bereich die von ROTHÉ und PETERSCHMITT aus den Registrierungen der Haslach-Sprengung ermittelten Geschwindigkeiten angesetzt. Diese Werte weichen von der von FÖRTSCH gegebenen Berechnung nur unwesentlich ab. Für den sedimentären Bereich im Rheintalgraben konnten die Ergebnisse der Geschwindigkeitsmessungen in den Tiefbohrungen Weitenung 1 und Kork 1 zugrunde gelegt werden. So ergibt sich in der Nähe der Tiefbohrung Kork 1 (Preussag) folgende Geschwindigkeitsverteilung:

0—1,6 sec	$v_i = 3150$ m/s	$Z_1 = 2520$ m (Buntsandstein)
1,6—3,0 sec	$v_i = 5600$ m/s	$Z_2 = 3920$ m
3,0—7,6 sec	$v_i = 6000$ m/s	$Z_3 = 12000$ m
tieferer Bereich:	$v_i = 6500$ m/s	

Es ergibt sich hier für eine Reflexionszeit von 7,0 sec eine Teufe von 18440 m und für eine Zeit von 7,6 sec (Maxima der Verteilungskurve auf Profil 1, (siehe Abb. 4) eine Teufe von 20,3 km.

Die wechselnden Tertiärmächtigkeiten innerhalb der Meßgebiete wurden nach einem Tiefenlinienplan der Prospektionsseismik berücksichtigt. Es zeigte sich jedoch, daß die Abweichungen in den Teufenberechnungen innerhalb des Meßgebietes — bedingt durch die wechselnde Sedimentfüllung der Grabenzone — im Bereich der Fehlergrenze der Teufenbestimmung lag und somit in dem relativ kleinräumigen Arbeitsgebiet vernachlässigt werden konnte.

In der Abb. 4 sind die Häufigkeitsverteilungskurven für sechs seismische Profile wiedergegeben. Diese annähernd WO- oder SW—NO-verlaufenden Linien ordnen sich von Nord nach Süd über den Mittelteil des Arbeitsgebietes an. Ihre Verteilung ist aus der Abb. 5 ersichtlich. In dieser Karte ist die BOUGUERSCHE Schwerestörung nach SCHLEUSENER und CLOSS dargestellt.

Aus der Abb. 4 erkennt man einen systematischen Gang in den Maxima der Verteilungskurven. Und zwar zeigen dieselben ein Laufzeitminimum von etwa 7,0 sec in der Verteilungskurve des Profiles 84. Nach Norden, zum Profil 80, beträgt die Zeitverschiebung 0,8 sec, nach Süden, bis zu dem relativ nahe benachbarten Profil 1, nur 0,6 sec. Auffällig ist, daß das Kurzzeitgebiet für die tiefen Reflexionsgruppen sehr eng mit der positiven Schwereanomalie nördlich von Kork zusammenfällt.

Nun legen allerdings die Ergebnisse der Prospektionsseismik, welche eine stark reduzierte Mächtigkeit des Tertiärs im Raum von Kork nachweisen, den Gedanken nahe, daß die beobachtete Laufzeitverkürzung der tiefen Reflexionen allein auf den Einfluß der wechselnden Mächtigkeit der Sedimente innerhalb des Rheintalgrabens zurückzuführen ist. Demgegenüber ergibt jedoch eine Teufenberechnung für die tiefen Reflexionsgruppen unter bestmöglicher Berücksichtigung der unterschiedlichen Sedimentmächtigkeiten immer noch einen Teufenunterschied von etwa 1800 m für die Maxima der in Abb. 4 dargestellten Häufigkeitsverteilungskurven. Es ist demnach nicht auszuschließen, daß die hier gezeigte Verschiebung der Reflexionszeiten tatsächlich auf eine Hochlage im Bereich der CONRAD-Diskontinuität hindeutet.

Allgemein zeigt sich, daß die zusammenfassende und vergleichende Betrachtung der Häufigkeitsverteilungskurven verschiedener Gebiete recht anschaulich und aussagekräftig ist für das Relief der tieferen Unstetigkeitsflächen. So zeigte eine bereits früher [4] gezeigte vergleichende Darstellung der Häufigkeitsverteilungskurven aus der Pfalz und dem Rheintal ein ähnliches Bild einer systematischen Verschiebung der Laufzeiten der Reflexionen aus dem mutmaßlichen Bereich der CONRAD-Diskontinuität.

Im Mittel ergeben sich für die Reflexionen bei etwa 7 sec Teufen von 18,5 km, und somit ist der Reflexionsbereich zwischen 7 und 8 sec einem Teufenbereich von 18,5 bis 21 km zuzuordnen. Für die Reflexionsgruppe bei 9 sec, welche zum Teil auffällig kräftig auftritt, ergeben sich Teufenwerte von 24–25 km. Vermutlich dürfen die Reflexionen der ersteren Gruppe der CONRAD-Diskontinuität zugeordnet werden.

Bereits früher war auf Grund der Beobachtungen von Reflexionsgruppen auf West–Ost-verlaufenden Profilen nahe dem Grabenrande und im Vergleich zu den Ergebnissen von SCHULZ in der Pfalz [14] die Frage aufgeworfen, ob der Oberrheintalgraben auch einer Einsenkung etwa im Bereich der CONRAD-Diskontinuität korrespondiert. Da mit Ausnahme der Beobachtungen von SCHULZ im Gebiet der Nahe-senke seismische Messungen außerhalb der eigentlichen Grabenzone fehlen und auch in absehbarer Zeit mit derartigen Arbeiten nicht zu rechnen ist, wurde im Oktober des Jahres 1962 im Gebiet des Kraichgaues, etwa nördlich der Stadt Bretten, ein kurzes seismisches Meßprogramm durchgeführt. Es war das erste Mal, daß seitens der Deutschen Forschungsgemeinschaft Gelder für gezielte, zusätzliche reflexionsseismische Messungen bereitgestellt wurden. Zum Einsatz kamen Bohrgeräte der Firma W. Thiele, Celle, und der Seismos GmbH, Hannover. Registriert wurde mit der SIE-Apparatur des Geophysikalischen Institutes der Bergakademie Clausthal. In Anbetracht der nur begrenzten finanziellen Mittel und der schwierigen Bohrverhältnisse konnten nur neun Schußpunkte abgetan werden, welche sich auf zwei sich kreuzenden Profilstücken anordnen. Die Schußladungen betrug 50–100 kg. Registriert wurde mit der Filterstellung 0/42 ohne Mischung und mit langsamer AGC. Durchweg wurden Zentralschüsse registriert. Die bergamtlichen Aufsichtspersonen wurden von der Seismos GmbH, Hannover, gestellt. Ebenso erfolgte die Einreichung eines Betriebsplanes beim zuständigen Bergamt durch die Seismos GmbH.

Zweifellos ist der Kraichgau als eine morphologische und geologische Senke nicht ideal für ein derartiges Versuchsprogramm, er bot sich jedoch zunächst wegen der leichten Gangbarkeit im Gegensatz zum Schwarzwald oder Odenwald an.

Auf acht Schußpunkten konnten deutliche Reflexionen bei langen Laufzeiten registriert werden. Die ersten gut lesbaren Reflexionen traten bei etwa 5,2 bis 5,4 sec Reflexionslaufzeit auf. Diese Reflexionsgruppen lassen sich korrelieren, über mehrere Filme verfolgen und in beiden Profilen einander zuordnen. Aus beiden Profilstücken läßt sich ein leichtes zeitliches Einfallen dieser Reflexionshorizonte nach SW ableiten. Weitere Reflexionen traten bei 7 und etwa 9 sec Reflexionslaufzeit auf. Für die

Teufenberechnung wurden die gleichen Durchschnittsgeschwindigkeiten im tieferen Untergrund wie im Bereich des Oberrheintalgrabens angenommen. Für die Geschwindigkeitsbestimmung im oberen Bereich bis zum Rotliegenden standen die Ergebnisse der Bohrlochversenkmessung Neibsheim (Preußlag) zur Verfügung. Hieraus ergeben sich folgende Durchschnittsgeschwindigkeiten:

0	–0,54 sec	$\bar{v} = 4400$ m/s	$Z_1 = 1188$ m
0,54	–2 sec	$\bar{v} = 5600$ m/s	$Z_2 = 4088$ m
2	–5,2 sec	$\bar{v} = 6000$ m/s	$Z_3 = 9600$ m
			14876 m
5,2	–7 sec	$\bar{v} = 6500$ m/s	$Z_4 = 5850$ m
7	–9 sec	$\bar{v} = 6500$ m/s	$Z_5 = 6500$ m
			27226 m

Aus diesen Überlegungen ergibt sich für die Reflexionsgruppe zwischen 5,2 und 5,4 sec eine Teufe von etwa 15 km, für die Reflexionen bei 7 sec eine Teufe von 20,7 km und für die Reflexionen bei 9 sec eine Teufe von 27,2 km.

Es liegt nahe, die im Kraichgau beobachteten Reflexionen bei 5,2–5,4 sec dem Bereich der CONRAD-Diskontinuität zuzuordnen und die ihnen entsprechende Reflexionsgruppe in der Grabenzone des Oberrheintales in den zahlreichen und kräftigen Reflexen bei ca. 7,6 sec zu sehen. In diesem Falle würde die CONRAD-Diskontinuität im Kraichgau mit einer Teufe von rund 15 km etwa 5 km höher liegen als unter dem Rheintalgraben, denn dort hatte sich für die Reflexionsgruppe bei 7,6 sec eine Teufe von ca. 20,3 km errechnet.

Um diese Vorstellung weiter zu diskutieren, wurde versucht, ein gravimetrisches Modell zu rechnen. Dasselbe sollte sodann mit den Ergebnissen der gravimetrischen Reichsaufnahme verglichen werden.

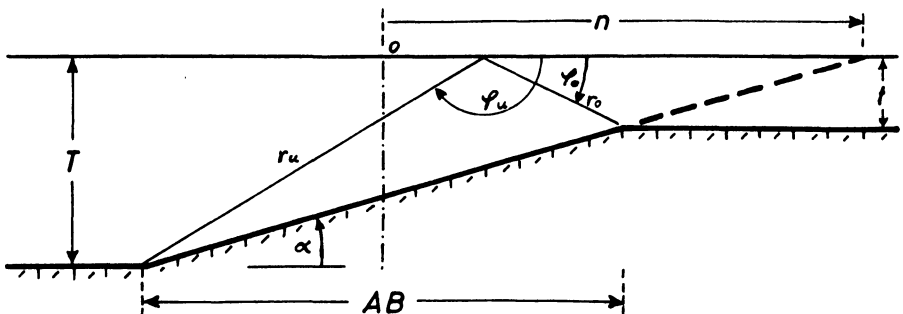


Abb. 6: Modell einer flachen, schiefen Stufe.

Dabei wurde eine flache, schiefe Stufe angenommen und nach der von JUNG [11] angegebenen Formel berechnet

$$\delta g = 2 f \sigma \cdot \left\{ (x-n) \sin \alpha \left(\sin \alpha \ln \frac{r_u}{r_0} + \cos \alpha (\varphi_u - \varphi_0) \right) + T (\varphi_u - \varphi_0) \right\}$$

In dieser Formel wurden für einen ausgedehnten flachen Anstieg folgende Näherung eingeführt:

$$\ln \frac{r_u}{r_0} \approx 0$$

und mit folgender Formel gerechnet

$$g = 2 f \sigma \{ (x-n) \sin \alpha \cos \alpha + T \} n$$

In der Abb. 7 ist das Ergebnis der Berechnungen für zwei Modellfälle dargestellt. Im ersten Modell wurde angesetzt:

$$\begin{aligned} \alpha &= 5^\circ & \sigma &= 0,10 \text{ g cm}^3 \\ AB &= 60 \text{ km} & n &= 195 \text{ km} \\ t &= 15 \text{ km} & T &= 20 \text{ km} \end{aligned}$$

Im zweiten Modellprofil wurde mit folgenden Werten gerechnet:

$$\begin{aligned} \alpha &= 5^\circ & \sigma &= 0,15 \text{ g cm}^3 \\ AB &= 36 \text{ km} & n &= 198 \text{ km} \\ t &= 16 \text{ km} & T &= 19 \text{ km} \end{aligned}$$

Aus der Darstellung der Abb. 7 erkennt man, daß beide Modelle eine relativ gute Annäherung an die beobachteten Werte gestatten. Eine Abweichung tritt erst im westlichsten Teil des Modellprofiles auf. Hier ergeben die berechneten Modelle zu große Schwerewerte. Diese Abweichungen lassen sich indessen plausibel durch eine nicht sichere Abschätzung der Mächtigkeiten der leichten Sedimente im Graben selbst erklären.

Die Modellrechnung zeigt jedoch, daß bei plausiblen Annahmen für Dichtedifferenzen und Neigungen die angenommene Teufendifferenz für die CONRAD-Diskontinuität mit den gravimetrischen Ergebnissen relativ gut in Einklang zu bringen ist.

In der Abb. 8 ist versucht, die tiefenseismischen Ergebnisse im Bereich des Oberrheintalgrabens, im Kraichgau und in der Pfalz [14] profilmäßig darzustellen. Das leichte Einfallen der tiefen Grenzflächen in Richtung auf die Grabenzone, welches sich sowohl in der Pfalz als auch im Kraichgau andeutet, läßt sich zwanglos zu dem Bild einer unter dem Oberrheintalgraben schwach durchgewölbten CONRAD-Diskontinuität vervollständigen.

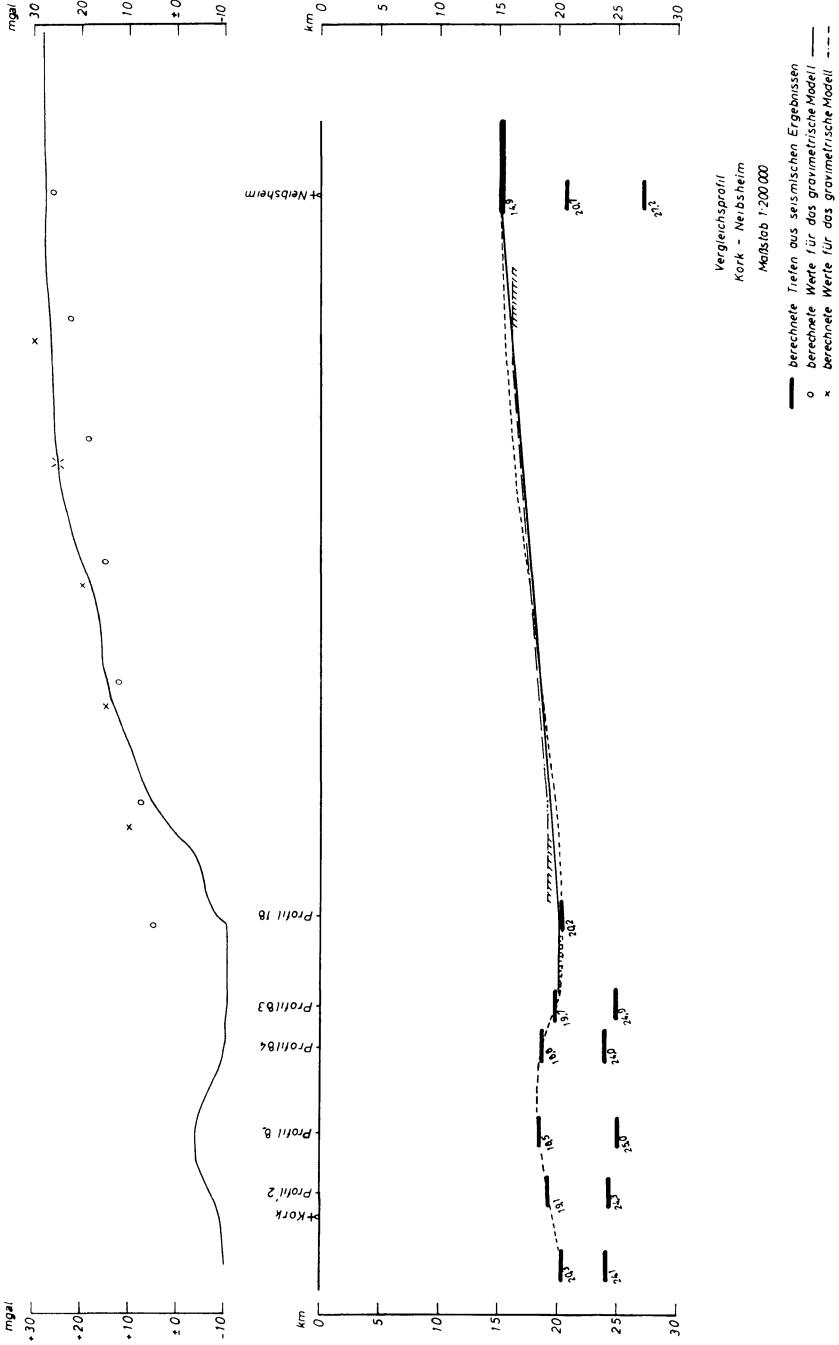
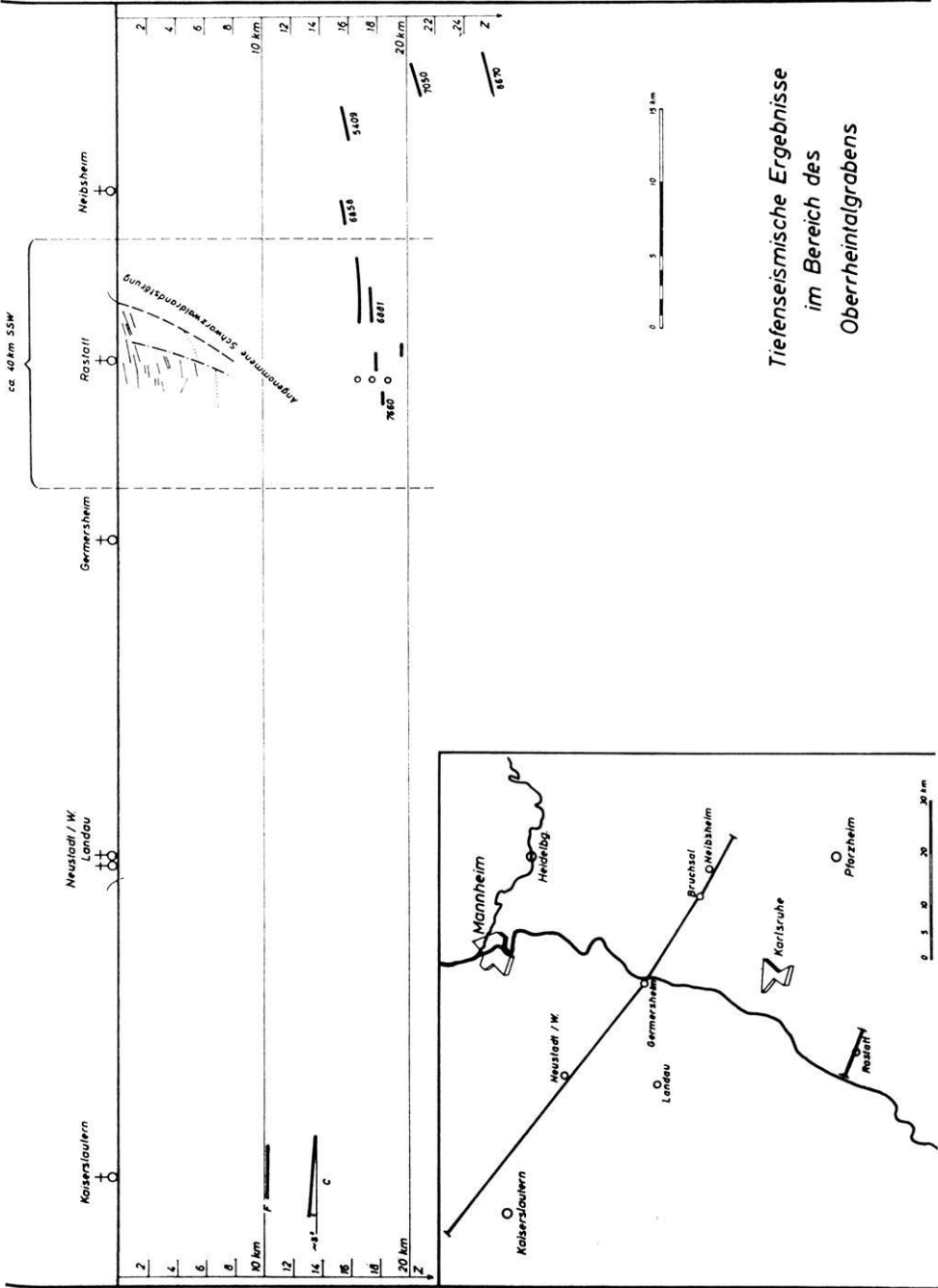


Abb. 7: Vergleichsprofil Kork—Neibshem (Kraichgau). Dargestellt sind die aus seismischen Ergebnissen berechneten Teufen von Reflexionsflächen sowie die aus zwei gravimetrischen Modellen errechneten Schwerewerte im Vergleich zu den gemessenen Schwerewerten.



Tiefenseismische Ergebnisse
im Bereich des
Oberrheingrabens

Abb. 8

Ein Vergleich der ermittelten Teufen der CONRAD- und MOHORoviČiĆ-Diskontinuität sowohl innerhalb der Rheintalgrabenzone als auch im Kraichgau und in der Pfalz mit den großräumigen Ergebnissen der Refraktionsseismik [19] zeigt recht gute Übereinstimmung. Die Reflexionen bei etwa 9 sec, welche in den Registrierungen im Kraichgau zum Teil mit recht scharfen Einsätzen hervortreten, lassen sich demnach mit großer Wahrscheinlichkeit der MOHORoviČiĆ-Diskontinuität zuordnen. Die Tiefenlage dieser Reflexionen fügt sich gut in die aus Refraktionsbeobachtungen abgeschätzte Teufe der MOHORoviČiĆ-Diskontinuität in diesem Gebiet ein. Bei den Registrierungen im Kraichgau treten neben den diskutierten Reflexionen bei 5,2–5,4 und 9 sec auch gute Einsätze bei ca. 7 sec auf. Auch innerhalb der Grabenzone waren verschiedentlich deutliche Reflexionen unter den Einsätzen der CONRAD-Diskontinuität beobachtet worden. Wir finden darin eine Erscheinung, die in den meisten reflexionsseismischen Beobachtungen von Tiefenreflexionen wiederkehrt. Ob es sich bei diesen Reflexionsflächen um durchgehende Interdiskontinuitäten handelt, ist z. Z. noch nicht zu entscheiden. Es spricht jedoch vieles dafür, daß wir zumindest über größere Gebiete mit solchen „Interdiskontinuitäten“ rechnen dürfen. Hier liefert also die Reflexionsseismik positive Hinweise für die schon häufig diskutierte Möglichkeit einer Schichtung bzw. Inhomogenität des Bereiches zwischen der CONRAD- und MOHORoviČiĆ-Diskontinuität.

BULLEN [3], GUTENBERG und RICHTER [8] z. B. sprechen von „intermediate Layers“. BORCHERT [2] erörtert die Möglichkeit von intrudierten basaltischen Magmen, die ein mächtiges „pseudo-geschichtetes“ Paket bilden können.

ROTHÉ [15] schreibt, daß die Unterteilung der Erdkruste in zwei Schichten zu sehr schematisiert ist und daß die Seismogramme der Haslach-Sprengung einige Andeutungen für die Existenz von mehreren, mindestens linsenförmigen Zonen innerhalb der Zwischenschicht zu zeigen scheinen.

Ob die Reflexionsgruppen, welche innerhalb der Grabenzone bei etwa 9 sec auftreten, schon der MOHORoviČiĆ-Diskontinuität zugeordnet werden dürfen, muß zweifelhaft bleiben. Die Teufenberechnung legt den Gedanken nahe, in diesen Reflexen Andeutungen einer Interdiskontinuität zu sehen und sie der Reflexionsgruppe bei 7 sec aus den Kraichgau-Messungen zuzuordnen. Möglicherweise ist die MOHORoviČiĆ-Diskontinuität in der Grabenzone — vielleicht bedingt durch die großen Mächtigkeiten junger Sedimente und relativ kleine Schußladungen — nicht mehr erfaßt worden.

Vielleicht läßt eine Verdichtung des in der Reflexionsseismik gewonnenen Materials später auch einmal eine Diskussion der räumlichen Verteilung der beobachteten „Interdiskontinuitäten“ zu.

Herrn Professor Dr. MENZEL danken wir für sein stetes Interesse und die Förderung dieser Arbeit. Besonderer Dank gilt der Deutschen Forschungsgemeinschaft, welche durch die Bereitstellung der erforderlichen Mittel diese Untersuchungen erst ermöglicht hat.

Literatur

- [1] BEDERKE, E.: Zur Geologie und Geophysik der Tiefen. Geol. Rundsch. 46/1 (1957), S. 229—245.
- [2] BORCHERT, H.: Die petrologische und geotektonische Deutung der wichtigsten Diskontinuitäten der Erdkruste. Kurzfassung der Vorträge Stuttgarter Kolloquium, April 1962.
- [3] BULLEN: Seismology. Cambridge Uni-press 1959, S. 194.
- [4] DOHR, G.: Zur reflexionsseismischen Erfassung sehr tiefer Unstetigkeitsflächen. Erdöl und Kohle 10 (1957), Nr. 4.
- [5] DERS.: Ein Beitrag zur Reflexionsseismik zur Erforschung des tieferen Untergrundes. Geol. Rundsch. 46/1 (1957).
- [6] DERS.: Über die Beobachtungen von Reflexionen aus dem tieferen Untergrunde im Rahmen reflexionsseismischer Messungen. Z. f. Geophys., H. 6 (1959), S. 280—300.
- [7] DERS.: Untersuchungen über den Bau der Erdkruste in Westdeutschland durch reflexionsseismische Messungen. Bollettino di Geofisica Teorica ed Applicata, Vol. IV, N. 14. Giugno 1962, S. 142—154.
- [8] GUTENBERG, B. und C. F. RICHTER: Structure of the crust continents and oceans. Internat constitution of the earth. Dover Publications 1951, S. 334.
- [9] LIEBSCHER, H. J.: Reflexionshorizonte der tieferen Erdkruste im bayerischen Alpenvorland, abgeleitet aus Ergebnissen der Reflexionsseismik. Z. f. Geophys. 28, 1962.
- [10] DERS.: und Zeitschrift für Geophysik 30 (1964), p. 115—126.
- [11] JUNG, K.: Schwerkraftverfahren in der angewandten Geophysik. Akademische Verlagsges. (1962), S. 192.
- [12] JUNGER, A.: Deep basement reflexions in Big Horn country, Montana. Geophysics XVI (1951), 3, S. 499—505.
- [13] REINHARDT, H. G.: Freiburger Forschungshefte C 15.
- [14] SCHULZ, G.: Reflexionen aus dem kristallinen Untergrund des Pfälzer Berglandes. Z. f. Geophys. 23 (1957), S. 225—235.
- [15] ROTHÉ und PETERSCHMITT, E.: Etude seismique des explosions d'Hasbach. Extrait des „Annales de l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg“ Tome V, 3^{me} partie: Geophysique. Strasbourg 1950.
- [16] STEINHART, J., und R. P. MEYER: Explosion studies of continental structure. Carnegie institution of washington publication 622, 1961.
- [17] WAERDEN, VAN DER: Mathematische Statistik, Springer-Verlag, 1957.
- [18] WIECHERT, E.: Untersuchungen der Erdrinde mit dem Seismometer unter Benutzung künstlicher Erdbeben. Aus Nachrichten des Ges. d. Wissenschaften z. Gött. Math. Phys. Klasse (1923).
- [19] The German Research Group for Explosion Seismology: Crustal Structure in Western Germany. Zeitschr. f. Geophysik 30 (1964), p. 209 to 234.

Über die Signalgeschwindigkeit gebeugter elastischer Wellen¹⁾

Von R. GUTDEUTSCH und M. KOENIG, Hamburg²⁾

Eingegangen am 23. Dezember 1964

Zusammenfassung: Es werden seismische Untersuchungen an zweidimensionalen Modellen aus Aluminium mit halbkreisförmigem Ausschnitt durchgeführt. Das am Halbkreis gebeugte Signal zeigt gegenüber der theoretischen Laufzeit der Wellenfront eine deutliche Verspätung. Diese Verspätung hat zwei Ursachen. Die eine Ursache liegt in der starken Amplitudenabnahme mit der Entfernung. Dadurch verkleinert sich das Verhältnis $q = \text{Nutz-/Störampplitude}$. Da die Laufzeit des gemessenen Ersteinsatzes mit abnehmendem q größer wird, führt dies zu einer Abnahme der Signalgeschwindigkeit. Die zweite Ursache rührt von der starken Dispersion des Signales her. Infolge der Beugung verbreitert sich das Signal mit zunehmender Entfernung. Daher schreitet auch der Schwerpunkt des Signales mit einer kleineren Geschwindigkeit fort, als die Wellenfront. Die Abweichung der gemessenen Geschwindigkeit von der erwarteten Geschwindigkeit der Wellenfront ist so beträchtlich, daß sie bei vergleichbaren Strukturen in der Feldseismik berücksichtigt werden muß.

Summary: Seismic investigations on two-dimensional aluminium models with semi-circular cut-out are carried out. The signal, which is diffracted at the semicircle, shows a clear delay as opposed to the theoretical travel-time. This delay has two causes. One of the causes lies in the decrease of amplitude with distance, whereby the signal-to-noise ratio becomes smaller. As the travel-time of the measured first arrival increases with decreasing q , this leads to a decrease of the velocity of the signal. The second cause arises from the strong dispersion of the signal. As a result of diffraction the signal spreads with increasing distance. Therefore the centre of the signal propagates with a smaller velocity than the wave-front. The deviation of the measured velocity from the expected velocity of the wave-front is so considerable that it must be taken into account when dealing with comparable structures in field seismology.

1. Einführung

Die Methode, eine Wellenfront durch die Konstruktion der Einhüllenden von HUYGENSSchen Elementarwellen zu bestimmen, folgt unmittelbar aus dem KIRCHHOFFSchen Satz der Wellenausbreitung. Ihre Anwendung ermöglicht eine der wichtigsten Aussagen über eine Welle mit bekanntem Ursprungsort. Sie gibt die Zeit an, die ver-

¹⁾ Beitrag Nr. 33 aus den Gemeinschaftsarbeiten der deutschen Geophysikalischen Institute im Rahmen des Schwerpunktprogrammes der Deutschen Forschungsgemeinschaft „Geophysikalische Erforschung des tieferen Untergrundes in Mitteleuropa“.

²⁾ Dr. R. GUTDEUTSCH und Dipl.-Ing. M. KOENIG, Institut für die Physik des Erdkörpers der Universität, Hamburg 13, Binderstraße 22.

streicht, bis die Welle einen anderen definierten Punkt im Raum erreicht. Alle Auswertverfahren der Seismik beruhen auf mehr oder weniger spezialisierten Formulierungen dieser Methode [1, 2, 3, 4].

Erst das Experiment zeigt, inwieweit die hieraus folgenden Ergebnisse von praktischem Wert sind. Die genannten Methoden sagen nämlich nur etwas über die Laufzeit der Welle, nichts aber über ihre Amplitude aus. Insbesondere geben sie keine Auskunft darüber, ob die Amplitude der betrachteten Welle überhaupt groß genug ist, um als solche erkannt zu werden.

Aber gerade diese Frage ist von großer praktischer Bedeutung. Zu ihrer Klärung kann neben den heute vielfach erfolgreich angewandten statistischen Verfahren auch das Modellexperiment seinen Teil beitragen [5, 6, 7]. In einem modellseismischen Experiment werden nicht nur geologische Strukturen, Geschwindigkeits- und Dichteverhältnisse sowie definierte elastische Signale nachgebildet, sondern auch die praktischen Empfangsbedingungen. Die Registrierung erfolgt unter den natürlichen Bedingungen eines seismischen und elektrischen Störpegels, endlicher Verstärkung und begrenzter Bandbreite des Systems. Man kann Amplitude und Frequenzinhalt des Störpegels systematisch verändern, um seinen Einfluß auf die Meßwerte kennenzulernen. Das geschieht in der Weise, daß in einem Modell unter Berücksichtigung eines Störpegels definierter Amplitude und Frequenzcharakteristik eine definierte elastische Welle erzeugt wird. Das Ergebnis gibt unter anderem Aufschluß darüber, wie groß die Amplitude der Welle mindestens sein muß, damit der Fehler der Geschwindigkeitsmessung einen bestimmten Wert unterschreitet. Demnach vermittelt das modellseismische Experiment nicht nur Kenntnisse der Wellenausbreitung, sondern gibt auch gleichzeitig eine Grenze der praktischen Verwertbarkeit des Ergebnisses an.

2. Über die Beugung elastischer Wellen am Halbkreis

a) Benutzte Begriffe

Bei Untersuchungen, welche dem statistischen Charakter der Laufzeitmessung Rechnung tragen, muß man die gemessene Front von der Front, die nach dem HUYGENSSchen Prinzip konstruiert wird, begrifflich unterscheiden. Die *Wellenfront* wird definiert als eine geschlossene Fläche, außerhalb der zu einer bestimmten Zeit das Medium völlig in Ruhe ist. Sie breitet sich mit einer, nur durch die Materialeigenschaften des durchlaufenen Mediums bestimmten, charakteristischen Geschwindigkeit in Richtung ihrer Flächennormale aus, der *Wellengeschwindigkeit*. Strenggenommen sind Wellenfront und Wellengeschwindigkeit fiktive Größen, die man wegen des überall vorhandenen Störpegels im allgemeinen nicht messen kann. Mit *Signal* soll die Bodenbewegung beim Durchgang der Welle im Beobachtungsort gemeint sein. Im Gegensatz zum Störpegel hat das Signal eine endliche Dauer. Als *Signalfront* wird die — nicht unbedingt geschlossene — Fläche festgelegt, auf der sich zu einer bestimmten Zeit das Signal für den Beobachter erkennbar über den mittleren Störpegel erhebt [8]. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Signalfont in ihrer Normalen-

Richtung sei mit *Signalgeschwindigkeit* bezeichnet¹⁾. Hierin ist die Definition des sogenannten *Ersteinsatzes* enthalten. Sie setzt voraus, daß man den Störpegel über eine definierte Zeit hin messen muß, um seine mittlere Höhe in diesem Zeitintervall zu kennen. Im Folgenden soll der Ersteinsatz immer so verstanden werden, ungeachtet der Tatsache, daß in vielen Fällen andere Definitionen geeigneter sein mögen²⁾.

Man erhält die Wellenfront in einer vorgegebenen Struktur durch Konstruktion der Einhüllenden von HUYGENSSchen Elementarwellen, wobei die Wellengeschwindigkeit zugrunde gelegt wird. Wenn man die gleiche Struktur aber in einem Modell nachbildet und Laufzeitmessungen durchführt, so erhält man nicht die Wellenfront, sondern die Signalfont.

b) Abweichungen der Signalfont von der Wellenfront

Daß Signal- und Wellenfront voneinander abweichen müssen, ist plausibel und hinreichend bekannt. Daß es jedoch Fälle gibt, bei denen Signal- und Wellenfront in weiten Bereichen fast übereinstimmen, dagegen in bestimmten engbegrenzten Gebieten erheblich weit auseinanderliegen, ist erst durch neuere modellseismische Untersuchungen gezeigt worden. Bei diesen Untersuchungen wurden die Signalfonten punktweise im „Inneren“ des Modelles bestimmt. Dieses Verfahren wurde zum erstenmal von BERCKHEMER und ANSORGE [9] bei der Untersuchung des Systemes Kopfwelle/führende Welle bei einer ebenen Grenzfläche verwendet. Es zeigte sich, daß die Signalfont in der Nähe der Grenzfläche beträchtlich hinter der Wellenfront zurückbleibt und eine Art Einbeulung bildet. ANSORGE [10] interpretiert diese Einbeulung als eine Folge der Signalverformung. Die Frage, in welchem Grade diese Einbeulung mit einer Veränderung der Signalgeschwindigkeit verknüpft ist, ist von GUHA [11] experimentell untersucht worden. Auch bei einer an einer kreisförmigen Grenzfläche gebeugten Welle kann die Einbeulung der Signalfont beobachtet werden [12]. In der zitierten Arbeit [12] der Verfasser wird ein seismisches Modell aus Plexiglas benutzt, das ein Tal mit halbkreisförmigem Querschnitt darstellen soll. Der Schußpunkt befindet sich an der Oberfläche neben dem Tal (Abb. 1). Bei dieser Schußanordnung kann man das Modell in eine beleuchtete und eine Schattenzone einteilen. In der beleuchteten Zone können Geber und Aufnehmer durch eine Gerade

¹⁾ Der mittlere Störpegel sei definiert durch:

$$\sqrt{\frac{\int_0^T s^2(t) dt}{T}}$$

T = Beobachtungszeitraum, $s(t)$ = Störampplitude als Funktion der Zeit.

²⁾ Man benutzt zur Bestimmung des Ersteinsatzes auch gewisse, durch Erfahrungen bekannte Signalmerkmale, z. B. die vorherrschende Periode. Bei der Anwendung von Korrelationsverfahren kann die gleiche Definition für den Ersteinsatz wie hier benutzt werden, wobei man allerdings unter „Signal“ etwas anderes versteht.

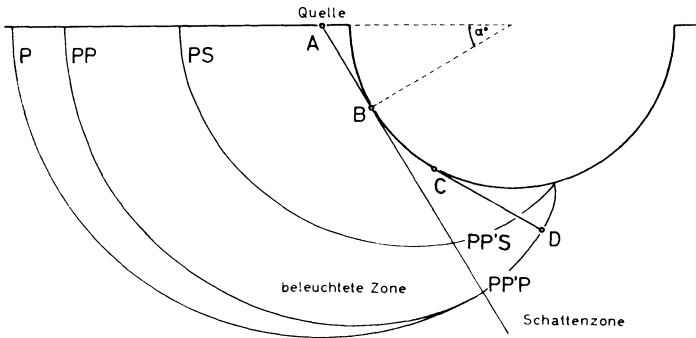


Abb. 1: Beugung der P-Welle an einer halbkreisförmigen Grenzfläche.

verbunden werden, die das Tal nicht schneidet. Die Schattenzone umfaßt das Gebiet, welches vor dem Zugang direktlaufender Wellen abgedeckt wird. Exakte theoretische Untersuchungen von GILBERT und KNOPOFF [13] haben gezeigt, daß das Reflexionsgesetz nur in der beleuchteten Zone gilt. Im Falle einer einfallenden P-Welle erhält man eine reflektierte PP- und eine PS-Wellenfront. In der Schattenzone läuft die gebeugte P-Welle die gekrümmte Grenzfläche entlang. Ihre Front PP'P steht senkrecht auf der Kreisperipherie. Sie schleppt dort eine Scherwelle mit der Front PP'S nach. Der zu PP'P gehörige Wellenstrahl setzt sich aus zwei geraden und einem gekrümmten Stück zusammen. Das erste gerade Stück ist die Tangente AB durch den Geber A und das zweite gerade Stück die Tangente CD durch den Aufnehmer D.

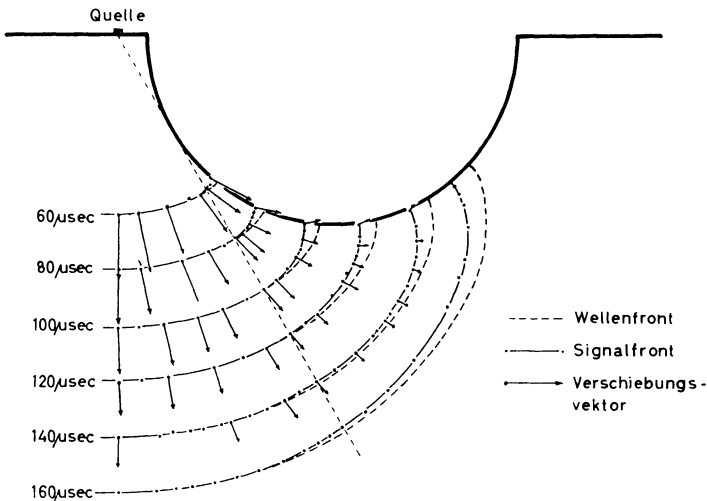


Abb. 2: Verspätung der Signalfront.

Das gekrümmte Stück ist der Kreis zwischen B und C. Wenn man die Einhüllende der Elementarwellen konstruiert, erhält man den gleichen Strahl ABCD, wie er aus der Rechnung [13] folgt. Die Richtigkeit der Konstruktion ist demnach bewiesen.

In der Arbeit [12] wurde die Signalfrent punktwiese im „Inneren“ des Modelles für verschiedene Laufzeiten ausgemessen. Das Resultat ist in Abb. 2 wiedergegeben worden. Die gestrichelten Kurven sind Wellenfrenten, die ausgezogenen Signalfrenten. Länge und Richtung der eingetragenen Pfeile geben den Verschiebungsvektor 2,5 cm hinter der Signalfrent an. In der Schattenzone weichen Signalfrenten und Wellenfrenten stark voneinander ab. Die Amplitude verkleinert sich bei Annäherung an den Kreis. Der Verschiebungsvektor steht nur in der beleuchteten Zone nahezu senkrecht auf Signalfrenten und Wellenfrenten. In der Schattenzone weicht die Hauptschwingungsrichtung beträchtlich von der Wellennormale und geringfügig von der Normale der Signalfrent ab.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die Verspätung der am Kreis gebeugten Signale zu interpretieren.

c) Statistische Untersuchungen von Laufzeitmessungen

Aus der Definition von der Signallaufzeit und des Ersteinsatzes ergibt sich bereits, daß die gemessenen Werte nicht nur von den physikalischen Eigenschaften des durchlaufenen Materials, sondern auch von dem Verhältnis $q = \text{Nutz-/Störampplitude}$ abhängen. Weiterhin sind die Meßwerte von dem subjektiven Auflösungsvermögen des menschlichen Auges abhängig.

1) Laufzeitmessungen als Funktion von Strichdicke der Spur und Verstärkungsgrad

Auf einem Aluminiummodell wurden bei fester Anordnung Geber/Aufnehmer Laufzeitmessungen des Ersteinsatzes und des darauffolgenden Extremwertes durchgeführt. Strichdicke und Amplitude auf dem Seismogramm wurden nach jeweils neun Einzelmessungen verändert. Der Störpegel war in jedem Fall viel kleiner als die Strichdicke der Spur. Daher spielte er für die Beobachtung keine Rolle. Folglich muß eine Abhängigkeit der Laufzeitwerte von Strichdicke oder Amplitude in diesem Falle auf das subjektive Auflösungsvermögen des menschlichen Auges zurückgeführt werden. Das Ergebnis dieser Versuche läßt sich wie folgt zusammenfassen:

1. Die Strichdicke hat keinen Einfluß auf die Laufzeit des Ersteinsatzes und des ersten Extremums.
2. Die auf dem Bildschirm sichtbare Amplitude des Signales beeinflusst systematisch die Laufzeit des Ersteinsatzes, nicht aber des ersten Extremums. Je größer die Amplitude, um so früher liegt die Grenze der Erkennbarkeit des Signalbeginnes.

Die auf dem Bildschirm sichtbare Amplitude wurde daher für alle folgenden Messungen auf 1 cm normiert.

II) Laufzeitmessungen als Funktion des Störpegels

Bei der erwähnten Anordnung Geber/Aufnehmer wurde auch der Einfluß des Störpegels auf die Laufzeiten von Ersteinsatz und erstem Extremum untersucht. Eine systematische Veränderung des seismischen Störpegels war mit den vorhandenen Mitteln nicht möglich. Da es aber nicht auf seinen absoluten Wert, sondern nur auf das Verhältnis $q = \text{Nutz-/Störampplitude}$ ankommt, wurde die Signalamplitude systematisch verändert. Der Geber aus Bariumtitanat erhielt elektrische Spannungstöße rechteckiger Form. Die Amplitude konnte bei nur geringfügiger Signalverformung zwischen 2 V und 215 V variiert werden. Um noch kleinere Signalspannungen zu erhalten, wurden Dämpfungsglieder in den Eingang des Empfangsverstärkers eingeschaltet. Diese waren optimal elektrisch angepaßt und verursachten keine Signalverformung, sondern lediglich ein breitbandiges Widerstandsrauschen. Dieses Widerstandsrauschen hatte etwa die gleiche mittlere Amplitude und Frequenzcharakteristik bei allen Dämpfungsgliedern. Auf der Empfangsseite wurde das Signal gefiltert, wobei die untere Grenzfrequenz 2 kHz und die obere 210 kHz betrug. Abb. 3 zeigt die Häufigkeitsverteilung der Laufzeiten von Ersteinsatz und erstem Extremum bei

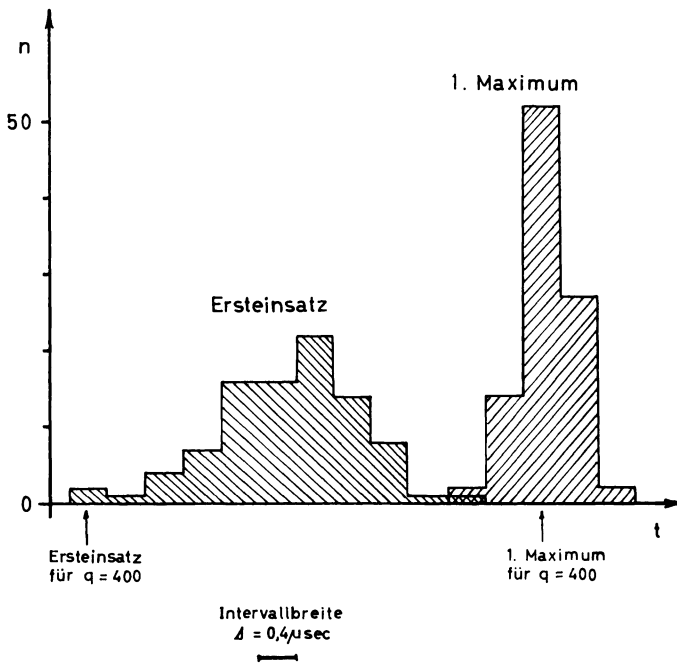


Abb. 3: Häufigkeitsverteilung der Meßwerte für die Laufzeit des Ersteinsatzes und des ersten Maximums. Anzahl der Messungen $N = 92$. Nutz-/Störampplitude = $q = 2$.

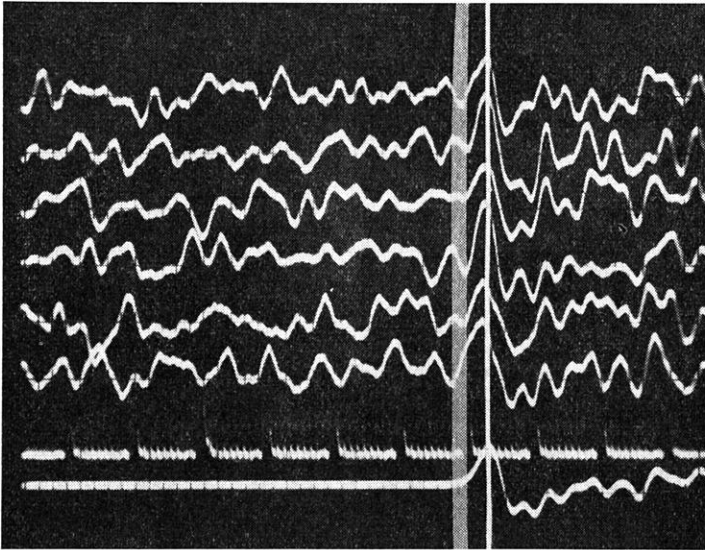


Abb. 4: Einfluß des Störpegels auf die Laufzeitmessung bei konstanter Nutzamplitude. Das unterste Seismogramm zeigt das Signal bei unmerklich kleinem Störpegel mit $q = 100$. Die oberen 6 Seismogramme zeigen das gleiche Signal überlagert mit einem Störpegel, wobei q etwa den Wert 1 hat. Man erkennt die Verspätung des Ersteinsatzes auf den gestörten Seismogrammen gegenüber dem Ersteinsatz auf dem ungestörten Seismogramm. Dagegen ist die Laufzeit des ersten Extremums auf gestörten und ungestörten Seismogrammen etwa gleich.

gleichbleibenden Sende- und Empfangsbedingungen. Das Verhältnis q hatte bei diesen Messungen den Wert 2. Um die Registrierart der Feldseismik zu simulieren, wurden nicht, wie sonst in der Modellseismik üblich, stehende Bilder auf dem Bildschirm des Oszillographen ausgewertet, sondern 92 photographische Aufnahmen von Einzelseismogrammen gemacht. Das Ergebnis läßt sich wie folgt zusammenfassen:

1. Für $q = 2$ liegt die mittlere Laufzeit des Ersteinsatzes bei höheren Werten als für $q = 400$. Das trifft jedoch nicht für die mittlere Laufzeit des ersten Extremums zu.
2. Die Standardabweichung des Ersteinsatzes ist größer als die des ersten Extremums.
3. Die Verteilungsfunktion des Ersteinsatzes ist unsymmetrisch, die des ersten Extremums annähernd symmetrisch.

Abb. 4 zeigt eine Reihe von Einzelseismogrammen, auf denen das Signal durch den Störpegel überlagert wird. Die unterste Spur stellt das Signal ohne Störpegel dar. Man erkennt deutlich, daß die Laufzeiten der Ersteinsätze auf den Seismogrammen mit hohem Störpegel größer sind als die Laufzeit auf dem Seismogramm ohne Störpegel.

Abb. 5 zeigt die Laufzeit des Ersteinsatzes und des ersten Extremums in Abhängigkeit von q . Diese Werte wurden durch Mittelung von sechs Ablesungen am Bildschirm gewonnen. Die Bildfolge betrug bei diesen wie bei allen weiteren Messungen 143 Bilder pro Sekunde. Abb. 3 und Abb. 5 sind nur qualitativ miteinander vergleich-

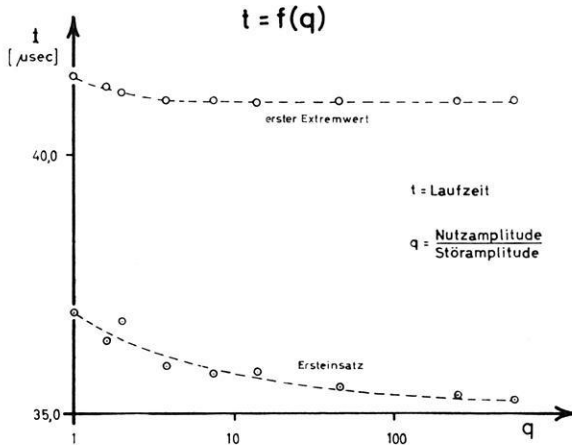


Abb. 5: Laufzeit des Ersteinsatzes und des ersten Extremums als Funktion von q .

bar, weil die Beobachtungsart bei beiden verschieden gewesen ist. Aus Abb. 5 läßt sich folgendes ablesen:

1. Die Laufzeit des Ersteinsatzes nimmt mit wachsendem q ab und scheint für große q einem unteren Grenzwert zuzustreben.
2. Die Laufzeit des ersten Extremums zeigt nur für kleine q eine leichte systematische Änderung. Für q größer als vier bleibt sie konstant.
3. Die Abb. 3 und 5 liefern qualitativ die gleiche Aussage.

Man kann hieraus ableiten, daß eine Welle, deren Amplitude mit der Entfernung abnimmt, bei konstanten Materialeigenschaften und konstantem Störpegel eine ortsabhängige Signalgeschwindigkeit haben müßte. Abb. 5 zeigt, daß diese Signalgeschwindigkeit mit zunehmender Entfernung abnehmen wird, weil sich mit zunehmender Entfernung q verkleinert. Je rascher die Amplitude mit der Entfernung abnimmt, um so stärker wird die Signalgeschwindigkeit mit der Entfernung abnehmen¹⁾.

¹⁾ Ginge die Amplitudenabnahme ohne gleichzeitige Signalverformung vor sich und wäre q für jeden Meßpunkt bekannt, so könnte man nach Abb. 5 die Abnahme der Signalgeschwindigkeit mit der Entfernung vorausberechnen. Theoretisch wäre es dann sogar möglich, die Wellengeschwindigkeit zu bestimmen.

d) Die Signalgeschwindigkeit gebeugter Wellen

Besonders bei gebeugten Wellen wird eine sehr rasche Amplitudenabnahme mit zunehmender Entfernung beobachtet. Die Signalgeschwindigkeit wird also hier eine Funktion des Verhältnisses $q = \text{Nutz-/Störampplitude}$ sein. Um diese Zusammenhänge für die am Kreis gebeugte Plattenwelle aufzuzeigen, wurden modellseismische Experimente durchgeführt. Die Modelle waren Aluminiumplatten von 3 mm Dicke und hatten die in Abb. 1 dargestellte Form. Auch die Anregungsbedingungen waren die gleichen wie in Abb. 1. Das Modell verhielt sich elastisch nahezu isotrop, d. h., die Geschwindigkeit der Plattenwelle betrug in allen Richtungen gemessen

$$5,45 \text{ mm}/\mu\text{sec} \pm 0,03 \text{ mm}/\mu\text{sec}.$$

Die Geschwindigkeit des Ersteinsatzes und des ersten Extremums sowie die Amplitude des ersten Extremums wurden auf einem Profil entlang der Kreiskante ausgemessen. Um den Einfluß des Störpegels auf das Meßergebnis kennenzulernen, wurden diese Messungen bei konstantem Störpegel und stufenweise veränderter Geberamplitude wiederholt. Die Messungen wurden insgesamt an vier Modellen mit den Kreisradien $r = 50 \text{ mm}$, 90 mm , 145 mm und 200 mm durchgeführt. Die mittlere Wellenlänge des elastischen Signales betrug in 10 cm Entfernung vom Geber rund 7 cm. Die Bildfolgefrequenz betrug 134 Hz und der mittlere Störpegel $3 \mu\text{V}$. Auf der Empfangsseite wurde das Signal gefiltert, wobei die untere Frequenzbegrenzung bei 2 kHz und die obere bei 210 kHz lag.

1) Amplitudenmessungen

Die Amplitude der am Kreis gebeugten Plattenwelle, gemessen in μV , ist in Abb. 6 als Funktion des zurückgelegten Weges im Winkelmaß α graphisch aufgetragen worden. Sie stellt in guter Näherung eine Exponentialfunktion von α dar. Das Dekrement δ aus dem Ansatz

$$A = A_0 e^{-\delta\alpha} \quad (1)$$

A in μV α in Grad

ergibt für die Modelle folgende Werte:

r (mm)	δ
50	$0,024 \pm 0,002$
90	$0,024 \pm 0,002$
145	$0,027 \pm 0,002$
200	$0,029 \pm 0,002$

Die Werte für δ sind in verschiedenen Messungen mit unterschiedlicher Anregungsamplitude mit guter Übereinstimmung reproduziert worden. Bemerkenswert sind jedoch kleine, systematische Abweichungen von der Exponentialfunktion (1). Sie sind besonders deutlich bei den Messungen für $r = 145 \text{ mm}$ und $r = 200 \text{ mm}$.

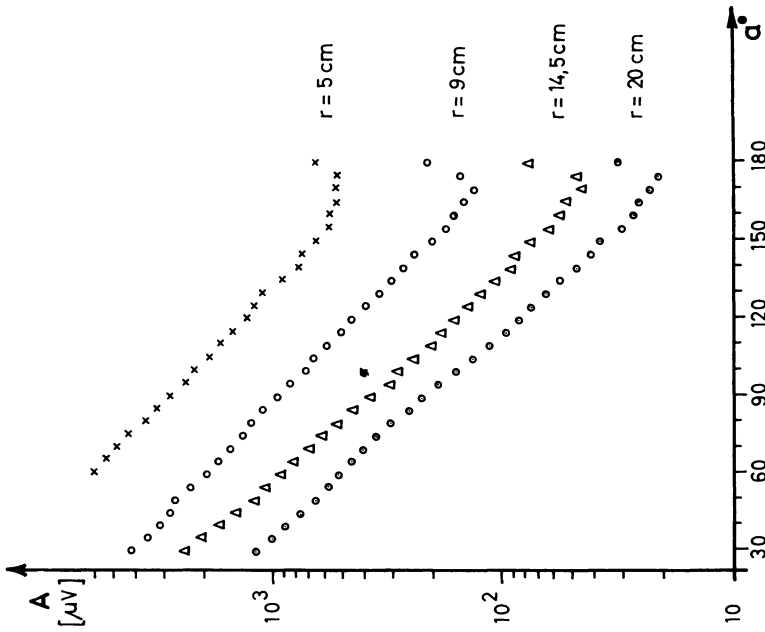
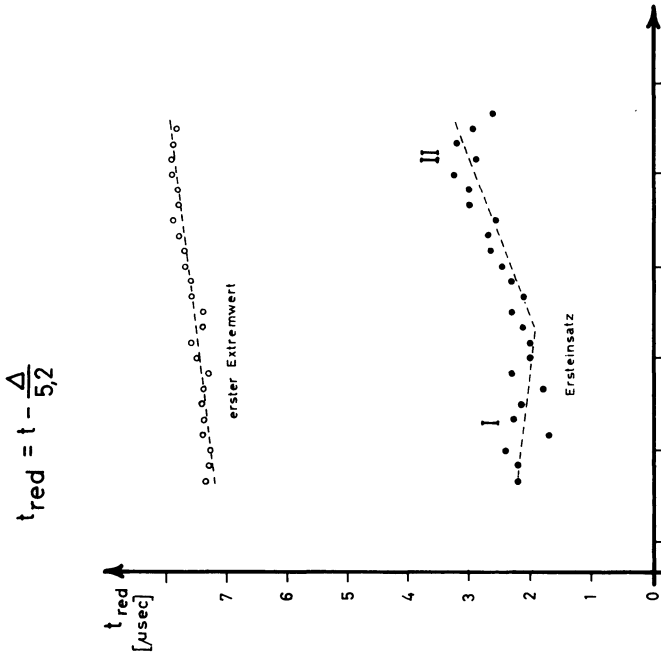


Abb. 6: Amplitudenänderung entlang der Kreiskante.



$$t_{\text{red}} = t - \frac{\Delta}{5,2}$$

Abb. 7: Laufzeitkurven im reduzierten Maßstab ($r = 90 \text{ mm}$). Die Ersteinsätze ergeben keine Laufzeitgerade, sondern eine nach oben gekrümmte Kurve, die durch 2 Geraden I und II approximiert wurde.

II) Laufzeitmessungen des Ersteinsatzes

In der nachstehenden Tabelle ist die Geschwindigkeit des Ersteinsatzes für die benutzten Modelle aufgetragen worden. Da die Laufzeitkurven nach unten hin gewölbt sind, wurden sie durch zwei Geraden, I und II, approximiert (vergleiche hierzu die Laufzeitkurve in Abb. 7, in der die Krümmung besonders deutlich ist). Die erste Gerade ist zwischen $\alpha = 30^\circ$ und $\alpha = 100^\circ$, die zweite zwischen 101° und 180° gültig.

Geschwindigkeit des Ersteinsatzes in mm/ μ sec oder km/sec

$r = 200$ mm		$r = 145$ mm		$r = 90$ mm		$r = 50$ mm		Empfangsamplitude bei $\alpha = 30^\circ$
I	II	I	II	I	II	I	II	
5,34	5,23	5,21	5,07	5,37	5,13	4,93	4,93	4000 μ V
5,41	5,22	5,18	5,07	5,28	5,13	4,99	4,99	2000 μ V
5,27	5,10	5,21	5,02	5,31	5,11	—	—	1000 μ V
5,29	5,17	5,17	5,00	5,31	4,95	—	—	500 μ V
5,26	5,15	5,12	4,95	5,23	4,96	—	—	200 μ V
5,22	5,11	5,14	4,98	5,23	4,96	—	—	100 μ V

Die Geschwindigkeit der Ersteinsätze ist offensichtlich immer kleiner als die Geschwindigkeit der longitudinalen Plattenwelle. Am kleinsten ist sie am Halbkreis von 50 mm Radius und nähert sich für große Radien der Geschwindigkeit der Plattenwelle von 5,45 mm/ μ sec. Aus der Tabelle ist weiterhin eine Abhängigkeit von der Anregungsamplitude abzulesen. Daraus folgt, daß die Änderung des Verhältnisses Nutz-/Störampplitude mit wachsender Entfernung einen Einfluß auf die Geschwindigkeitsmessungen hat. q verringert sich bei allen Messungen auf etwa $1/50$ seines Wertes bei $\alpha = 30^\circ$. Diese Ergebnisse stehen in qualitativer Übereinstimmung mit den in Abb. 5 dargestellten Resultaten.

III) Geschwindigkeitsmessungen des ersten Extremums

Die Geschwindigkeit des ersten Extremums wurde bei verschiedenen Anregungsamplituden gemessen. Das Ergebnis findet sich in nachstehender Tabelle:

Empfangsamplitude bei $\alpha = 30^\circ$	Geschwindigkeiten des ersten Extremums in mm/ μ sec			
	$r = 200$ mm	$r = 145$ mm	$r = 90$ mm	$r = 50$ mm
4000 μ V	5,19	5,14	5,13	4,98
2000 μ V	5,16	—	5,12	4,91
1000 μ V	5,16	5,15	5,12	4,98
500 μ V	5,19	5,11	5,10	4,99
200 μ V	5,16	5,11	5,11	4,98
100 μ V	5,17	5,10	5,16	4,99
Mittelwert :	5,17	5,12	5,13	4,97

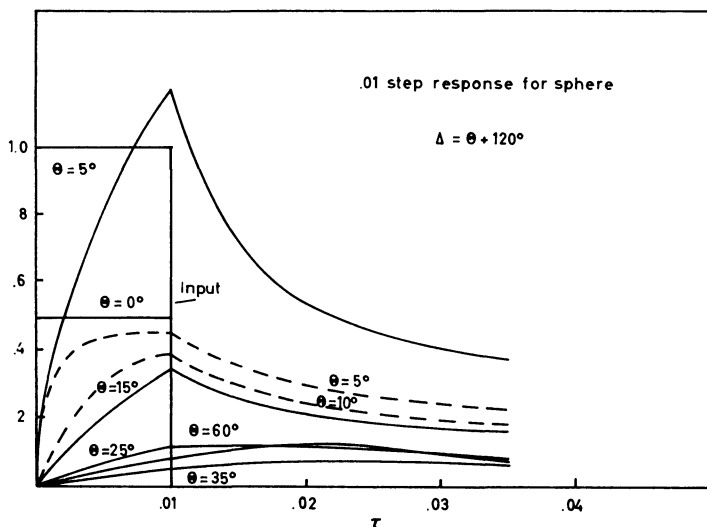


Abb. 8: Signalverformung beim Eintritt in die Schattenzone nach GILBERT und KNOPOFF.

Die Geschwindigkeit des ersten Extremums ist fast unabhängig von der Anregungsamplitude, d. h. fast unabhängig von q . Es wurden daher ihre Mittelwerte gebildet. Diese Mittelwerte sind wegen ihrer Unabhängigkeit von q repräsentativ für das benutzte seismische Modell. Sie zeigen, daß die Geschwindigkeit mit dem Kreisradius r zunimmt. Die Geschwindigkeit des ersten Extremums ist immer kleiner als die Geschwindigkeit der Plattenwelle. Eine qualitative Erklärung hierfür ergibt sich aus den theoretischen Untersuchungen von GILBERT und KNOPOFF [13]. Ihrer Arbeit ist Abb. 8 entnommen worden. Hier ist die Form des seismischen Signales für verschiedene Winkel θ in der Schattenzone dargestellt worden. τ bedeutet die Zeit im dimensionslosen Maßstab seit Eintreffen der Wellenfront, d. h., $\tau = 0$ bedeutet die Ankunftszeit der Wellenfront. Beim Eintritt in die Schattenzone nimmt die Amplitude bei gleichzeitiger Signalverformung ab. Insbesondere verspätet sich der Zeitpunkt τ_{\max} , an dem die Amplitude ein Maximum erreicht, immer mehr, je weiter man in die Schattenzone eindringt. Dies ist besonders beim Signal $\theta = 60^\circ$ erkennbar. In bestimmten Winkelbereichen wächst die Amplitude wieder an. Dieses Verhalten wird von den Verfassern als Interferenzerscheinung gedeutet. Bei den hier beschriebenen Messungen tritt zwar keine Amplitudenvergrößerung mit der Entfernung ein, wohl aber eine gewisse systematische Abweichung von der exponentiellen Amplitudenabnahme.

3. Zusammenfassung und Schlußfolgerung

Es werden seismische Untersuchungen an zweidimensionalen Modellen aus Aluminium mit halbkreisförmigem Ausschnitt durchgeführt. Das am Halbkreis gebeugte Signal, gemessen entlang der Kreisperipherie, zeigt gegenüber der theoretischen Lauf-

zeit der Wellenfront eine deutliche Verspätung. Diese Verspätung hat zwei Ursachen. Die eine ist durch die starke Amplitudenabnahme mit der Entfernung bedingt. Dadurch verkleinert sich auch das Verhältnis $q = \text{Nutz-/Störampplitude}$. Da die Laufzeit des Ersteinsatzes mit abnehmendem q größer wird, führt das zu einer Abnahme der Signalgeschwindigkeit. Die zweite Ursache rührt von der starken Verformung des Signales mit wachsender Entfernung her. Infolge der Beugung verbreitert sich das Signal mit zunehmender Entfernung. Daher schreitet auch der Schwerpunkt des Signales mit einer kleineren Geschwindigkeit fort als die Wellenfront.

Es sei an dieser Stelle ausdrücklich betont, daß diese Ergebnisse keinen Widerspruch zum HUYGENSSchen Prinzip darstellen. Daher müßte die gemessene Signalgeschwindigkeit in die Wellengeschwindigkeit übergehen, wenn es gelänge, die Empfindlichkeit der Meßgeräte beliebig zu erhöhen und gleichzeitig den Störpegel beliebig niedrig zu halten.

Wenn der Ersteinsatz wegen zu geringer Amplituden schlecht zu erkennen ist, hilft man sich häufig damit, daß man die Laufzeit eines Signalmerkmals (z. B. des ersten Extremums) bestimmt und daraus die Geschwindigkeit berechnet. Dieses Verfahren liefert jedoch bei gebeugten Wellen nicht die gesuchte Geschwindigkeit der Wellenfront, sondern eine kleinere Geschwindigkeit.

Die Abweichung der gemessenen Geschwindigkeit von der erwarteten Geschwindigkeit der Wellenfront ist so beträchtlich, daß sie bei vergleichbaren Strukturen in der Feldseismik berücksichtigt werden müßte. Die Signalgeschwindigkeit einer längs gekrümmter Grenzflächen geführten Welle hängt nicht nur von den Materialeigenschaften, sondern auch vom Krümmungsradius der Grenzfläche und von dem Verhältnis $q = \text{Nutz-/Störampplitude}$ ab. Je kleiner der Krümmungsradius, um so kleiner ist die gemessene Signalgeschwindigkeit.

Die Verfasser danken ihrem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. H. MENZEL, Hamburg, für viele Anregungen und hilfreiche Diskussionen. Sie sind weiterhin Herrn Prof. Dr. L. KNOPOFF, Los Angeles, dankbar für sein Interesse an dieser Arbeit und wertvolle Hinweise. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft, Bad Godesberg, gebührt Dank für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit.

Literatur

- [1] THORNBURGH, H. R.: Wave-front Diagrams in Seismic Interpretation, Bull. Am. Ass. Petr. Geol. V. 14, 1930.
- [2] ANSEL, E. A.: Das Impulsfeld der praktischen Seismik in graphischer Behandlung, Gerl. Beiträge f. angew. Geoph. Erg. Heft 1, 1930.
- [3] HAGEDOORN, J. G.: The Plus-Minus-Method of Interpreting Seismic Refraction Sections, Geoph. Prosp. V. 7, 1959.
- [4] HALES, F. W.: An Accurate Graphical Method for Interpreting Seismic Refraction Lines, Geoph. Prosp. V. 6, 1958.

- [5] KERTZ, W.: Statistische Frequenzanalyse als Hilfsmittel in der Geophysik, Vortrag auf dem Kolloquium der Deutschen Forschungsgemeinschaft April 1964 in Bad Kreuznach.
- [6] BRILLOUIN, L.: Science and Information Theory Academy Press, 1962.
- [7] HELSTROM, C.: Statistical Theory of Signal Detection, Pergamon Press, 1960.
- [8] BRILLOUIN, L.: Wave Propagation and Group Velocity, Academy Press, 1960.
- [9] BERCKHEMER, H., und J. ANSORGE: Wave Front Investigations in Model Seismology, Geoph. Prosp. V. 12, 1963.
- [10] ANSORGE, J.: Modellseismische Arbeiten, 2. Teil, Diplomarbeit. Aus den Veröffentlichungen des Landeserdbebendienstes Baden-Württemberg.
- [11] GUHA, S.: Model Seismic Investigations on Refracted Waves. Vortrag auf der 25. Tagung der EAEG in Lüttich 1964.
- [12] GUTDEUTSCH, R., und M. KOENIG: Model Seismic Experiments on the Diffraction of Elastic Waves, Vortrag auf der 25. Tagung der EAEG in Lüttich 1964.
- [13] GILBERT, F., und L. KNOPOFF: Diffraction of Elastic Waves by the Core of the Earth Bull. Seism. Soc. Am. V. 51, 1961.

Über die Genauigkeit der berechneten durchschnittlichen Geschwindigkeit bei der seismischen Reflexionsmethode

Von A. TÁRCZY-HORNOCH, Sopron¹⁾

Eingegangen am 7. September 1964

Zusammenfassung: In Anlehnung an die unter [1] angeführte wertvolle SCHULZsche Untersuchung wird der zu ermittelnde mittlere Fehler seiner ersten Methode rechentechnisch schärfer gefaßt. Für die weiteren zwei Methoden sind Lösungen ohne Einführung von Näherungswerten angegeben und die Berechnung der mittleren Fehler gleichfalls verschärft worden, für die letzte Methode auch für den Fall des geneigten Reflektors.

Summary: In connection with SCHULTZ's valuable study [1] the mean square error of his first method will be computed a bit sharper. For the further two methods solutions are given without the introduction of approximate values and the computation of the mean square errors is given a bit sharper too; for the last method for the case of the declined reflectors also. The great importance of SCHULTZ's study should be expressed.

Die Bestimmung der Genauigkeit der ermittelten Fortpflanzungsgeschwindigkeiten ist in vielen Fällen sicherlich von Nutzen, zumal man daraus Rückschlüsse auf die Verlässlichkeit der von der Geschwindigkeit abhängigen Bestimmungsstücke ziehen kann. Es ist daher sehr begrüßenswert, daß G. SCHULZ in seiner Arbeit [1] diese Frage bei drei verschiedenen Methoden untersuchte, wobei er als Genauigkeitsmaß in seinen Untersuchungen den in der Ausgleichsrechnung meist üblichen mittleren Fehler zugrunde legte.

Es soll als Würdigung der Bedeutung der von SCHULZ behandelten Probleme angesehen werden, wenn wir im folgenden seine untersuchten Methoden rechentechnisch etwas ergänzen. Dies ist um so mehr begründet, da wir uns mit ähnlichen Fragen schon 1954 in [2] beschäftigten und einige Ergebnisse in [1] mit unseren in Verbindung gebracht werden können.

A) Wir wollen zunächst bezüglich der in [1] behandelten ersten Methode darauf hinweisen, daß die in [1; Gl. (7)] angegebene Beziehung²⁾ nicht nur bei einem Geophon am Schußpunkt, sondern in allen jenen Fällen gültig ist, wo zwei Geophone von einem dritten waagrecht und auf einer Geraden gleich weit liegen. Denn es bestehen

¹⁾ Prof. Dr.-Ing. e. h. Dr. h. c. Dr. ANTAL TÁRCZY-HORNOCH, MTA Geodéziai és Geofizikai Kutató Laboratóriumnak Igazgatója, Sopron, Postafiók 9.

²⁾ Im Nenner ist ein Druckfehler zu berichtigen. Es soll richtig \sqrt{T} heißen, wie in der Tat in den weiteren Rechnungen der richtige Wert verwendet wurde.

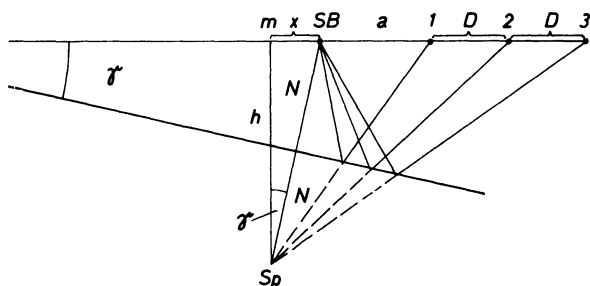


Abb. 1: Die geometrischen Verhältnisse bei einem Schußpunkt.

dann nach Abb. 1 (die den Schnitt der Ebene durch die Geophonlinie normal zur reflektierenden Ebene mit der Reflektorschnittlinie darstellt) die Beziehungen ($SB =$ Schußpunkt, $Sp =$ Spiegelpunkt, $v =$ Durchschnittsgeschwindigkeit, $x =$ Abstand der auf die Linie der Geophone bezogenen Projektion des Spiegelpunktes vom Schußpunkt, $a =$ Abstand des ersten Geophons vom Schußpunkt, $D =$ Distanz der einzelnen Geophone voneinander, t_1, t_2 und t_3 die Reflexionszeiten):

$$\begin{aligned} h^2 + (x+a)^2 &= v^2 t_1^2 \\ h^2 + (x+a+D)^2 &= v^2 t_2^2 \\ h^2 + (x+a+2D)^2 &= v^2 t_3^2 \end{aligned} \quad (1)$$

Subtrahiert man die erste Gleichung aus der zweiten, und die zweite aus der dritten, so entstehen die Beziehungen:

$$\begin{aligned} 2(x+a) + D^2 &= v^2 (t_2^2 - t_1^2) \\ 2(x+a) + 3D^2 &= v^2 (t_3^2 - t_2^2) \end{aligned} \quad (2)$$

Subtrahiert man jetzt die erste von der zweiten Gleichung, so wird:

$$2D^2 = v^2 (t_3^2 - 2t_2^2 + t_1^2)$$

und daraus

$$v = D \sqrt{\frac{2}{t_3^2 - 2t_2^2 + t_1^2}} \quad (3)$$

Es kommt nur das positive Vorzeichen der Quadratwurzel in Betracht. t_2 ist die Zeitablesung im mittleren Geophon. Da in [1] die Ablesung des mittleren Geophons am Schußpunkt mit t_0 , die dazu symmetrischen Entfernungen der beiden anderen Geophone mit $+d_n$ und $-d_n$ bezeichnet wurden, so erhalten wir aus der hiesigen Gl. (3), die unserer Gl. (5a) in [2] gleich ist, für die in [1] behandelte erste Methode die dort angegebene Beziehung (7):

$$v = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{T}} d_n = d_n \sqrt{\frac{2}{T}} = d_n \sqrt{\frac{2}{(t_n^2 - t_0^2) + (t_{-n}^2 - t_0^2)}} = d_n \sqrt{\frac{2}{t_n^2 - 2t_0^2 + t_{-n}^2}} \quad (3a)$$

die also einen Spezialfall der Gl. (3) darstellt.

Für diesen Fall geben die Gln. [1] übrigens folgende Beziehungen (t_{+n} und t_{-n} Reflexionszeiten in den von Schußpunkten $+d_n$ und $-d_n$ weit liegenden Geophonen):

$$h^2 + (x + d_n)^2 = v^2 t_{+n}^2$$

$$h^2 + (x - d_n)^2 = v^2 t_{-n}^2$$

und daraus erhält man durch Subtraktion

$$t_{+n}^2 - t_{-n}^2 = 4 d_n \frac{x}{v^2} \quad (3b)$$

Diese Gleichung ermöglicht die Berechnung von x bei Kenntnis der Geschwindigkeit.

Wenn wir den mittleren Fehler f_v von v als Funktion der mittleren Zeitfehler f_t suchen, so liefert diesen nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz die mit dem mittleren Zeitfehler multiplizierte Quadratwurzel aus der Summe der Quadrate der partiellen Differentialquotienten nach den Zeiten. Also bei Berücksichtigung der Gl. (3a):

$$f_v = f_t d_n \frac{\sqrt{2} \sqrt{4 t_n^2 + 16 t_0^2 + 4 t_{-n}^2}}{2 (t_n^2 - 2 t_0^2 + t_{-n}^2)^{3/2}} = f_t \frac{v^3}{2 d_n^2} \sqrt{t_n^2 + 4 t_0^2 + t_{-n}^2} \quad (4)$$

Die sinngemäß gleiche Beziehung gaben wir bereits in [2; Gl. (14)] an.

Bei verschiedenen genauen Zeitbeobachtungen erhalten wir aus Gl. (3a) bei Einführung des mittleren Fehlers f_t^e der Gewichtseinheit und der Gewichte p_n , p_0 und p_{-n} :

$$f_v = f_t^e \frac{v^3}{2 d_n^2} \sqrt{\frac{t_n^2}{p_n} + 4 \frac{t_0^2}{p_0} + \frac{t_{-n}^2}{p_{-n}}} \quad (4a)$$

Die Einführung von verschiedenen Ausgleichsgewichten kann u. a. deshalb erforderlich sein, weil in den mittleren Zeitfehlern außer den Ablese- und Instrumentalfehlern auch die durch die Geschwindigkeitsschwankungen verursachten Registrierfehler zu berücksichtigen sind. Meist wird es wohl in der Regel genügen, die einzelnen t -Werte als gleichgewichtig anzunehmen.

Werden die Zeiten genähert gleich groß in t_0 und gleiche Gewichte angenommen, so wird daraus:

$$f_v = \frac{\sqrt{1,5} t_0 v^3}{d_n^2} f_t = \pm \frac{1,23 t_0 v^3}{d_n^2} f_t \quad (5)$$

Dieser Wert ist aber um 23% größer als der hierfür in [1; Gl. (8)] angegebene, wobei zu berücksichtigen ist, daß hier die Werte t_n und t_{-n} (entsprechend der Annahme in [1]) in der Wirklichkeit meist größer als t_0 sind, weshalb bei größeren Zeitunterschieden man besser die Gl. (4) verwendet.

Woher kommt nun der Unterschied zwischen Gl. (4a) und [1; Gl. (8)]? Aus der Tatsache, daß in die [1; Gl. (6)] die Größen

$$\Delta t_n = t_n - t_0 \text{ und } \Delta t_{-n} = t_{-n} - t_0 \quad (6)$$

folgend eingeführt werden:

$$T = (2t_0 + \Delta t_n) \Delta t_n + (2t_0 + \Delta t_{-n}) \Delta t_{-n}, \quad (6a)$$

folgt, daß die beiden Werte Δt_n und Δt_{-n} voneinander nicht unabhängig sind, da sie denselben *identischen* Teil t_0 enthalten. Man darf deshalb auf diese das Fehlerfortpflanzungsgesetz der voneinander unabhängigen Beobachtungen strenggenommen nicht anwenden, da ja die mittleren Fehler von Δt_n und Δt_{-n} nicht unter der Quadratwurzel zusammengesetzt werden können, sondern man muß nach dem komplizierteren Fehlerfortpflanzungsgesetz der korrelierten Beobachtungen verfahren. Im vorliegenden Falle ist es einfacher, die Funktion wie in (3a) auf jene von unabhängigen Beobachtungen zurückzuführen, weshalb wir diesen Weg wählten.

Wir stimmen bezüglich der günstigen Bewertung dieser Methode mit SCHULZ vollkommen überein. Es sei diesbezüglich an unseren Hinweis in [2; S. 234] erinnert, in der nach der Prüfung der Genauigkeit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit bei Berechnung aus verschiedenen Kombinationen von — in bezug auf den jeweiligen mittleren symmetrisch liegenden — zwei weiteren Geophonen festgestellt wurde: „daß die Vergrößerung von d (entspricht in dieser Abhandlung dem Werte a) trotz der dadurch erfolgten Verminderung der Kombinationen (der Geophone zur Verechnung von v) ein sehr wirksames Mittel zur Genauigkeitssteigerung von v darstellt, da die Anzahl der Gleichungen nur angenähert linear abnimmt, die Genauigkeit dagegen mit dem Quadrate der Vergrößerung von d (hier a) zunimmt. Dies führt zu dem Gedanken, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit überhaupt nur aus den Meßergebnissen des ersteren, mittleren und letzten Geophons zu bestimmen, da dann der größte Wert von d ausgenützt wird“. Und dies führt rechentechnisch zur ersten Methode in [1]. Daß bei uns für das mittlere Geophon die senkrechte Projektion m des Spiegelpunktes als die günstigste Stelle bezeichnet, in [1] dagegen der Sprengpunkt gewählt wurde, verursacht bei flach geneigten reflektierenden Flächen in der Lage des mittleren Geophons praktisch sehr wenig Unterschied. Unsere Feststellung war lediglich theoretischer Natur, da man m meist erst nachträglich bestimmen kann.

B) Auf die in [1] behandelte zweite Methode übergehend sei bemerkt, daß man im Falle, wo t_0 nicht gemessen, sondern durch die Ausgleichung bestimmt wird, auch ohne Einführung eines Näherungswertes zum Ziele kommen kann.

Bezeichnen wir — wie in [1] — die Abstände zwischen zwei benachbarten horizontal liegenden Geophonen mit D und drücken die Abstände d_v vom Schußpunkte durch die Anzahl v der Abstände D aus, also:

$$d_{+v} = +v \cdot D \text{ und } d_{-v} = -v \cdot D \quad (7)$$

so können aus Gl. (3a) sinngemäß die Beziehungen angeschrieben werden:

$$t_{+v}^2 + t_{-v}^2 = 2(vD)^2 \cdot \frac{1}{v^2} + 2t_0^2 \quad (8)$$

Werden den gemessenen Werten t_{+v} und t_{-v} die Verbesserungen λ_{+v} und λ_{-v} zugeordnet und folgende Bezeichnungen eingeführt:

$$\frac{1}{v^2} = X \quad t_0^2 = Y \quad \text{und} \quad -(t_{+v}^2 + t_{-v}^2) = l_v \quad (8a)$$

so erhalten wir aus der Vermittlungsgleichung (8) bei Vernachlässigung der kleinen Glieder zweiter Ordnung in bekannter Weise die Verbesserungsgleichung:

$$2t_{+v}\lambda_{+v} + 2t_{-v}\lambda_{-v} = 2(vD)^2 \cdot X + 2Y + l_v \quad (9)$$

Da die Verbesserungen λ_{+v} und λ_{-v} in den weiteren Gleichungen nicht vorkommen, können sie in eine fingierte Verbesserung λ_T zusammengezogen werden, also

$$\lambda_T = 2t_{+v}\lambda_{+v} + 2t_{-v}\lambda_{-v} \quad (9a)$$

deren Gewicht p_T (Vgl. [3; S. 255, Gl. (6)]), falls p_{+v} und p_{-v} die Gewichte von t_{+v} und t_{-v} sind, folgenden Wert annimmt:

$$p_T = \frac{1}{\frac{4t_{+v}^2}{p_{+v}} + \frac{4t_{-v}^2}{p_{-v}}} \quad (10)$$

Können die Gewichte p_{+v} und p_{-v} als gleich groß, also die t_{+v} und t_{-v} Messungen als gleichgewichtig angenommen werden, so wird daraus:

$$p_T = \frac{1}{4t_{+v}^2 + 4t_{-v}^2} \quad \blacksquare \quad (10a)$$

Sind die t_{+v} und t_{-v} -Werte in den einzelnen Gleichungen nicht sehr unterschiedlich, so kann man weiter schreiben:

$$p_T = \frac{1}{8t^2} \quad (10b)$$

wobei dem mittleren Fehler f_i das Gewicht eins zukommt. Die Ausgleichung kann in diesem Falle mit den gleichen Gewichten p_T erfolgen. Die Normalgleichungen werden dann:

$$\begin{aligned} [aa]X + [ab]Y + [al] &= 0 \\ [ab]X + [bb]Y + [bl] &= 0 \end{aligned} \quad (11)$$

wobei hier:

$$\begin{aligned} [aa] &= 4 \sum_1^n d_v^4; & [ab] &= 4 \sum_1^n d_v^2, & [bb] &= 4n, \\ [al] &= 2 \sum_1^n d_v^2 l_v, & [bl] &= 2 \sum_1^n l_v \end{aligned} \quad (12)$$

sind. Aus der Ausgleichung erhalten wir den mittleren Fehler f_T , und es wird daraus der mittlere Fehler von X nach den Regeln der Ausgleichsrechnung:

$$f_x = \frac{f_r}{\sqrt{[aa 1]}} \quad (13)$$

wobei hier:

$$[aa 1] = [aa] - \frac{[ab][ab]}{[bb]} = 4 \left(\sum_1^n d_v^4 - \frac{\left(\sum_1^n d_v^2 \right)^2}{n} \right)$$

ist. Werden für ν die Werte 1, 2, ..., n eingesetzt, so wird mit Gl. (7) daraus:

$$[aa 1] = \frac{4n}{180} (16n^4 + 30n^3 - 5n^2 - 30n - 11) D^4 \quad (14)$$

Mithin (auf die zwei ersten Glieder beschränkt):

$$\frac{1}{\sqrt{[aa 1]}} = \frac{1}{D^2 n^2} \sqrt{\frac{11,25}{4n+7,5}} \doteq \frac{1}{D^2 n^2} \frac{1,677}{\sqrt{n}} \left(1 - \frac{0,937}{n} \right) \quad (15)$$

Da das zweite Glied in den Klammern bei $n > 10$ kleiner als 10% wird, kann es bei $n > 10$ in der Regel vernachlässigt werden und wir erhalten an Stelle der Größe $\sqrt{Q_{11}}$

in [1; Gl. (14)] hier den Wert $\sqrt{\frac{Q_{11}}{4}}$ in:

$$\frac{1}{\sqrt{[aa 1]}} = \sqrt{\frac{Q_{11}}{4}} = \frac{1}{D^2 n^2} \cdot \frac{1,677}{\sqrt{n}} \quad (16)$$

und nach Gl. (13):

$$f_X = \frac{1}{D^2 n^2} \cdot \frac{1,677}{\sqrt{n}} f_T \quad (16a)$$

Weil nach Gl. (8a):

$$X = \frac{1}{v^2}$$

und daher

$$f_X = \pm \frac{2}{v^3} f_v \quad \text{und} \quad f_v = \pm f_X \frac{v^3}{2} \quad (17)$$

weilers aus Gl. (9a):

$$f_T = 2\sqrt{2} t \cdot f_t$$

(wie in [1; S. 131]) sind, so wird füglich:

$$f_v = \frac{v^3 t}{(Dn)^2} \cdot \frac{2,36}{\sqrt{n}} f_t \doteq \frac{v^3 t}{d_n^2} \cdot \frac{2,4}{\sqrt{n}} f_t \quad (18)$$

in Übereinstimmung mit [1; Gl. (16)]. Gl. (18) gilt folglich bei einer zulässigen Vernachlässigung von 10% bei $n \geq 10$. Will man genauere Werte, so ist die rechte Seite der Gl. (18) entweder noch mit $\left(1 - \frac{0,937}{n}\right)$ zu multiplizieren, oder aber bei 1% zulässiger Vernachlässigung die Anzahl der Geophone auf $n \geq \frac{93,7}{1}$ zu erhöhen.

Als t_0 kann bei nicht zu großen Unterschieden die Quadratwurzel aus dem Mittelwert der Quadrate der beobachteten t -Werte genommen werden. Sind die Unterschiede in t größer, so sind die Verbesserungsgleichungen (9) mit verschiedenen, nach Gl. (10a) ermittelbaren Gewichten zu berechnen.

Die Lösung nach Gl. (9) hat den Vorteil, daß man unabhängig von der Güte des Näherungswertes ist. Denn bei der Ausgleichung in [1; Gl. (12)] muß das Glied $2\tau^2$ weggelassen werden, was bei ungenauem Näherungswert zu Verzerrungen führt. Die Rechnung mit Näherungswerten hat andererseits den Vorteil, daß man mit kleineren Zahlen rechnen kann.

Beide Vorteile können folgend vereinigt werden:

Mit den Näherungswerten v_0 und t_0' werden:

$$\frac{1}{v_0^2} = X_0 \quad \text{und} \quad t_0'^2 = Y_0 \quad (19)$$

berechnet. Mit den unbekanntem Zuschlägen δX und δY bei Einführung von $L_v = 2(vD)^2 X_0 + 2 Y_0 + l_v$ wird jetzt die Verbesserungsgleichung:

$$\lambda_T = 2(vD)^2 \delta X + 2 \delta Y + L_v \quad (20)$$

Nach Berechnung von δX und δY werden dann:

$$v = \frac{1}{\sqrt{X_0 + \delta X}} \quad \text{und} \quad t_0 = \sqrt{Y_0 + \delta Y} = \frac{4N^2}{v^2} \quad (21)$$

Letztere Gleichung ermöglicht auch die Berechnung des Wertes N . Der mittlere Fehler von δX ist bekanntlich auch der von X .

C) Auf die in [1] behandelte dritte Methode übergehend vermindert diese die lokalen Fehlereinflüsse (Abb. 2) dadurch, daß in jedem Geophon 1 ... v ... n die Reflexionszeiten von zwei Schüssen *SBI* und *SBII* beobachtet und bei der Berechnung die Differenzen dieser Quadrate verwendet werden. Dann besteht im Sinne von [1; Gl. (21)]

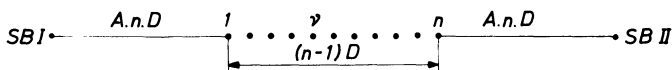


Abb. 2: Anordnung der Geophone bei zwei Schußpunkten mit größerem Abstand zwischen Schußpunkt und nächstem Geophon.

(Vgl. die hiesige Gl. (26)) bei Einführung der Zeitverbesserungen λ und wenn das erste und letzte Geophon von dem nächstliegenden Schußpunkt $A \cdot n \cdot D$ weit liegt (A ist ein entsprechend gewählter Faktor, z. B. 1, oder 0), für das v -te Geophon (die Reflexionszeiten seien t_{+v} und t_{-v}) die Beziehung:

$$\begin{aligned} (t_{+v} + \lambda_{+v})^2 - (t_{-v} + \lambda_{-v})^2 &= \frac{1}{v^2} \{ (A \cdot n + v - 1)^2 - (A \cdot n + n - v)^2 \} D^2 \\ &\quad - \frac{2x}{v^2} \{ (A \cdot n + v - 1) + (A \cdot n + n - v) \} D \end{aligned} \quad (22)$$

Die Entwicklung der linken Seite, und zwar die Einführung von fingierten Verbesserungen und deren Gewichte, entspricht ganz den hiesigen Gln. (9a) bis (10b), und man kann daher auch die Gln. (22) ohne Einführung von Näherungswerten ausgleichen. Auch hier sind die Ausgleichsgewichte strenggenommen verschieden; ja die Unterschiede sind hier noch größer als bei den Gln. (10a), weil hier die Reflexionszeiten nicht nur wegen des Winkels γ , sondern infolge der stark verschiedenen Entfernungen der einzelnen Geophone von beiden Schußpunkten verschieden werden. Bei Verwendung von elektronischen Rechenanlagen macht die kleine Rechenmehrarbeit mit verschiedenen Gewichten nur wenig aus, wobei hier die Unbekannten:

$$X = \frac{1}{v^2} \quad \text{und} \quad Y = \frac{x}{v^2} \quad (23)$$

sind. Aus der Ausgleichung erhalten wir den mittleren Fehler von X unmittelbar, woraus f_v nach Gl. (17) gerechnet werden kann.

Da hier die Differenz der Reflexionszeitquadrate der Herabsetzung der systematischen Lokaleinflüsse dient und diese durch die getrennte Einführung der Reflexionszeitquadrate in die Ausgleichung nicht erreicht wird, wollen wir von der Berechnung mit getrennten Zeitquadraten hier zunächst absehen.

Dürfen die nach Gl. (10a) sich ergebenden Gewichte auch hier als genähert gleich groß angenommen werden (besonders bei relativ großen Tiefen und geringen Neigungen der reflektierenden Flächen), so können für die Ausgleichung die Gl. (21) in [1] und für die Genauigkeitsuntersuchung der Geschwindigkeit die Gl. (22) bis (26) in [1] gut verwendet werden.

Bezüglich der Gl. (26) in [1] sei bemerkt, daß diese bei $A = 0$ trotz der gleichen Ausdrucksform nur genähert der Gl. (16) in [1] (hier Gl. (18) entspricht, da es sich um zwei verschiedene Methoden handelt: im Falle B) werden die Geophone von einem Schußpunkt symmetrisch und gleich weit angeordnet, im Falle C) dagegen zwischen zwei Schußpunkten symmetrisch in bezug auf den Halbierungspunkt von deren Verbindung. Der genauere Ausdruck für $[aa\ 1]$ ist hier:

$$[aa\ 1] = \frac{1}{Q_{11}} = \frac{n}{3} \{ (2A+1)^2 n^4 - 2(2A+1)n^3 - 4(A^2 + A)n^2 + 2(2A+1)n - 1 \} D^4 \quad (24)$$

woraus auf die beiden ersten Glieder beschränkt:

$$f_v = \frac{v^3 t}{(Dn)^2} \cdot \frac{\sqrt{3} \cdot \sqrt{2}}{(2A+1)\sqrt{n}} \cdot \left(1 + \frac{1}{n(2A+1)} \right) f_t = \frac{v^3 t}{(Dn)^2} \cdot \frac{2,45}{\sqrt{n}} \left(1 + \frac{1}{n(2A+1)} \right) f_t \quad (25)$$

wird. Bei $A = 0$ erhalten wir einen von Gl. (18) zahlenmäßig nur wenig verschiedenen Ausdruck, wobei das zweite Glied im letzten Klammersausdruck hier positiv ist.

Der Fall $A = 0$ hat jedenfalls größere Bedeutung. Aus Gl. (25) ersieht man sofort, daß bei der gleichen Zahl von Geophonen — durch Einführung geophonfreier Strecken beiderseits von der Länge des mit Geophonen belegten mittleren Teiles (also bei $A = 1$) — der mittlere Fehler der Geschwindigkeit auf $\frac{1}{3}$ vermindert wird. (Dies betont schon [1; S. 135].) Wenn aber die gleiche Zahl der Geophone gleichmäßig zwischen den beiden Schußpunkten verteilt wird, so verschwindet zwar A , dafür aber wird D rund¹⁾ dreimal größer, so daß dadurch der mittlere Fehler der Geschwindigkeit noch weiter, auf $\frac{1}{3}$ des bei $A = 1$ sich schon verminderten Wertes verkleinert. Bei Vorhandensein der Voraussetzungen ist es daher besser, die geophonfreien Strecken zur Vergrößerung der Geophonabstände D zu verwenden. Die Vergrößerung von

¹⁾ In der Wirklichkeit etwas kleiner, da der Abstand der beiden Schußpunkte bei $A = 1$ nur $(3n - 1)D$ ist und bei n Geophonen (falls in den Schußpunkten keine aufgestellt werden) $n + 1$ Abstände erforderlich sind. Es ist folglich ein Abstand $D(3n - 1):(n + 1)$ groß. Wollte man genau $3D$ erhalten, so müßten die beiden ursprünglich geophonfreien Strecken $(n + 2)D$ lang sein, in welchem Falle sich auch die Gl. (22), (24) und (25) etwas verändern.

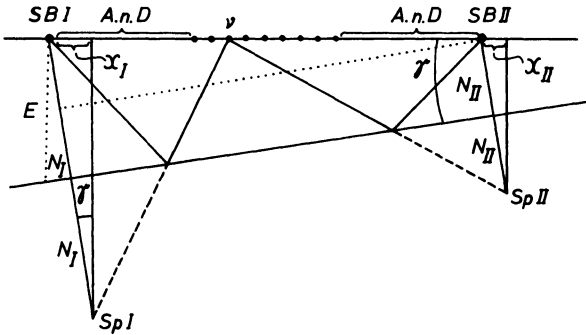


Abb. 3: Die geometrischen Verhältnisse bei zwei Schußpunkten.

D ist also auch hier ein sehr wirksames Mittel zur Verkleinerung des mittleren Fehlers der Geschwindigkeit. Dies gilt genähert auch für jene Fälle, in denen man wegen der größeren Reflexionszeitunterschiede eine Ausgleicheung mit Hilfe der Gln. (22) vornimmt.

Bezüglich der hier unter C) untersuchten dritten Methode von [1] sei aber bemerkt, daß diese auch insofern nur eine Näherungslösung darstellt, da die in [1] unter (1) hergeleitete Gleichung (in angepaßter Schreibweise¹⁾ und mit negativem Vorzeichen vor X , weil der Reflektor in Abb. 3 zur Abb. 1 entgegengesetzt fällt):

$$t_{+v}^2 - t_0^2 = \frac{1}{v^2} \{ (A \cdot n + v - 1) D \}^2 - \frac{2x}{v^2} \{ (A \cdot n + v - 1) D \} \quad (26)$$

nach Abb. 3 für die zwei Schußpunkte bei geneigter Reflektorschnittlinie zwei verschiedene x_I und x_{II} Unbekannte sowie zwei verschiedene $t_{0, I}$ und $t_{0, II}$ Werte erfordern. Dementsprechend müßte Gl. (22) strenger, wie folgt, geschrieben werden:

$$(t_{+v} + \lambda_{+v})^2 - (t_{-v} + \lambda_{-v})^2 - (t_{0, I}^2 - t_{0, II}^2) = \frac{1}{v^2} \{ (A \cdot n + v - 1)^2 - (A \cdot n + n - v)^2 \} D^2 - \frac{2x_I}{v^2} (A \cdot n + v - 1) D - \frac{2x_{II}}{v^2} (A \cdot n + n - v) D \quad (27)$$

woraus die Gl. (22) bei der Voraussetzung, daß $t_{0, I} = t_{0, II}$, bzw. $x_I = x_{II}$ gesetzt werden kann, also bei genähert paralleler Reflektorschnittlinie und Geophonlinie, so besonders bei genähert horizontalem Reflektor und genähert horizontaler Oberfläche entsteht.

¹⁾ Dies kann auch aus der Differenz der hiesigen zweiten und ersten Gleichung unter (1) erhalten werden, falls in der ersten Gleichung a gleich Null und dementsprechend t_1^2 gleich t_0^2 gesetzt, weiters in der zweiten Gleichung die $(a + D)$ Entfernung des Geophons vom Schußpunkt entsprechend der Bezeichnungen in Abb. 2 durch $(A \cdot n + v - 1) D$ ersetzt werden. Das hier negative Vorzeichen von x wurde oben bereits erklärt.

Überschreiten die Abweichungen von dem horizontalen die zulässigen Grenzen, dann wird man die Unbekannten der Gl. (27) vorteilhaft durch Ausglei- chung bestimmen und deren mittlere Fehler in bekannter Weise mitberechnen. Zu diesem Zwecke genügt, x_I und $\sin \gamma$ als weitere Unbekannte einzuführen, denn es werden¹⁾ nach Abb. 3.

$$t_{0,I} = \frac{1}{v} \frac{x_I}{\sin \gamma} \quad t_{0,II} = \frac{1}{v} \frac{x_{II}}{\sin \gamma}$$

und

$$x_{II} = x_I - 2L \sin^2 \gamma \quad (28)$$

Wenn wir diese in die Gl. (27) einführen, so erhalten wir nach entsprechender Ordnung die Verbesserungsgleichung:

$$\begin{aligned} 2\lambda_{+v} - 2\lambda_{-v} &= D^2 \{(A \cdot n + v - 1)^2 - (A \cdot n + n - v)^2\} \frac{1}{v^2} \\ &\quad - 2D \{(A \cdot n + v - 1) + (A \cdot n + n - v) - 2L\} \frac{x_I}{v^2} \\ &\quad + 4L \{(A \cdot n + n - v)D - L\} \frac{\sin^2 \gamma}{v^2} - (t_{+v}^2 - t_{-v}^2) \end{aligned} \quad (27a)$$

Wenn hier die fingierte Verbesserung λ_T an Stelle der Teilverbesserungen folgend eingeführt wird:

$$\lambda_T = 2\lambda_{+v} - 2\lambda_{-v} \quad (29)$$

wobei deren Gewicht im Sinne der Gln. (10), (10a) bzw. (10b) berechnet werden kann, weiters X , Y und Z als neue Unbekannte gewählt

$$\frac{1}{v^2} = X, \quad \frac{x_I}{v^2} = Y \quad \text{und} \quad \frac{\sin^2 \gamma}{v^2} = Z \quad (30)$$

und in die Gl. (27a) eingesetzt werden, endlich das absolute Glied $-(t_{+v}^2 - t_{-v}^2)$ mit l_v bezeichnet wird, so entstehen daraus in bekannter Weise die Normalgleichungen:

$$\begin{aligned} [paa] X + [pab] Y + [pac] Z + [pal] &= 0 \\ [pab] X + [pbb] Y + [pbc] Z + [pbl] &= 0 \\ [pac] X + [pbc] Y + [pcc] Z + [pcl] &= 0 \end{aligned} \quad (31)$$

Nach Auflösung der Normalgleichungen erhalten wir nicht nur die Unbekannten, sondern auch deren mittlere Fehler. Der mittlere Fehler f_v von v wird dann im Sinne der Gl. (17):

$$f_v = \pm f_X \frac{v^3}{2}$$

¹⁾ L ist der Abstand zwischen beiden Schußpunkten.

Es werden andererseits ($E =$ die Tiefe des Reflektors unter dem Schußpunkt I):

$$N_I = \frac{x_I}{2 \sin \gamma} \quad \text{und} \quad E = \frac{x_I}{\sin 2 \gamma} \quad (32)$$

Die Unbekannten können also auch hier ohne Einführung von Näherungswerten bestimmt werden.

Die mittleren Fehler obiger Größen werden erforderlichenfalls nach den Regeln der mittleren Fehler von Funktionen der ausgeglichenen Größen berechnet (Vgl. [3; S. 110]). Diese sind hier in der Regel ziemlich groß, da bei kleineren Neigungen γ sowohl x_I als auch $\sin \gamma$ und $\sin 2 \gamma$ kleine Werte sind, deren Fehler die daraus gerechneten Werte stärker beeinflussen. Daran ändert auch jener Vorgang nicht viel, bei welchem in Gl. (27a) die Unbekannte x_I durch $2 N_I \sin \gamma$ ersetzt wird. Diese Gleichungen sind daher bei genähert horizontalem Reflektor besonders zur genaueren Bestimmung der durchschnittlichen Fortpflanzungsgeschwindigkeit und deren mittleren Fehler geeignet, wozu sie in [1] in der Tat verwendet werden.

Ist v in der angegebenen Form ermittelt worden, dann können z. B. in den Gln. (26) nach Gln. (28) $t_{0,I}^2$ durch $\frac{N_I^2}{v^2}$ bzw. $t_{0,II}^2$ durch $\frac{(N_I - 2L \sin^2 \gamma)^2}{v^2}$, weiters x_I durch $2 N_I \sin \gamma$ und x_{II} durch $2 (N_I \sin \gamma - L \sin^2 \gamma)$ ersetzt werden und so aus den einzelnen, für $(t_{+v} + \lambda_{+v})^2$ bzw. $(t_{-v} + \lambda_{-v})^2$ angeschriebenen Verbesserungsgleichungen N_I und γ durch Ausgleichung ermittelt werden. Oder man kann auch v gemeinsam mit N_I und γ berechnen. Die systematischen Lokaleinflüsse werden im letzten Falle allerdings nicht vermindert, da nicht die Differenzen der Zeitquadrate verwendet werden.

Wie verhält sich nun Gl. (27a) im Falle eines horizontalen Reflektors und einer horizontalen Oberfläche? In diesem Falle sind x_I und γ gleich Null, und aus Gln. (31) bleibt nur $[paa] X + [pal] = 0$ übrig, weshalb wir für das Gewicht von v und für deren mittleren Fehler bei gleich genauen t -Werten in der Tat die unter [24] und (25) angegebenen Beziehungen erhalten.

Wir wollen den weiteren besonderen Fall, daß die nicht horizontale Reflektorschnittlinie und die Geophonlinie parallel sind, hier nicht näher untersuchen, da wir im Laufe dieser Studie allgemein horizontale Oberfläche vorausgesetzt haben. Es sei nur kurz gestreift, daß man in diesem Falle in den Gln. (28) zwei verschiedene γ Winkel unterscheiden muß: den Winkel γ_1 zwischen der Reflektorschnittlinie und der horizontalen (gemessen in der Reflexionsebene) und den, im untersuchten Fall den Wert Null annehmenden Winkel γ_2 zwischen der Reflektorschnittlinie und Geophonlinie¹⁾. In den Beziehungen für $t_{0,I}$ und $t_{0,II}$ sind γ_1 , in jener für x_{II} aber γ_2 zu verwenden.

Der große theoretische und praktische Wert sowie der wegweisende Charakter der SCHULZSchen Abhandlung soll zum Schluß noch einmal ausdrücklich hervorgehoben werden.

¹⁾ Von einer genaueren Definition der Winkel γ sehen wir hier ab.

Literatur

- [1] SCHULZ, G.: Der mittlere Fehler bei Geschwindigkeitsberechnungen. Zeitschr. f. Geophys. (1962), S. 127—136.
- [2] Über die Bestimmung der durchschnittlichen Fortpflanzungsgeschwindigkeit bei der seismischen Reflexionsmethode. Acta Techn. Hung. Bd. IX. (1954), S. 223—241.
- [3] GROSSMANN, W.: Grundzüge der Ausgleichsrechnung. 2. Aufl. Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg (1961).
- [4] A mesterséges rengéshullámokat reflektáló sík meghatározásáról. Magy. Tud. Akad. Műszaki Tud. Oszt. Közl. Bd. XII (1954), S. 413—461.

Briefe an den Herausgeber

Gesteinsmagnetische Untersuchungen der Vulkanite im Salinar des hessischen Werra-Kaligebirges

Von W. MEITZNER, Göttingen¹⁾

Eingegangen am 4. Juni 1965

Von besonderem Interesse bezüglich Richtung, Betrag und Stabilität der remanenten Magnetisierung erscheinen Eruptivgesteine, die nicht nur besonders rasch erstarrt sind, sondern auch durch eine sehr trockene Lagerung, z. B. durch umgebendes Steinsalz, andere magnetische Eigenschaften erwarten lassen als oberflächlich abgekühlte und der Verwitterung und den atmosphärischen Einflüssen ausgesetzte Vorkommen. Wie wichtig es ist, die dabei auftretenden Fragen zu klären, insbesondere hinsichtlich der Entnahme repräsentativer Proben, geht aus Untersuchungen von ZECH [2] hervor, der in Querschnitten tertiärer Basaltsäulen systematische Unterschiede in den magnetischen Eigenschaften feststellte.

KÄDING [1] gibt einen Überblick über die Geologie des Gebietes sowie über umfangreiche erdmagnetische Vermessungen. Die Basalte (Alter höchstens bis jüngeres Pliozän) sitzen $170^\circ - 180^\circ$ streichenden Störzonen auf, die den tertiären Vulkaniten als Aufstiegswege dienen.

Untersucht wurden 8 Aufschlüsse (Abb. 1) der Vulkanite in den Kaligruben unter Tage im Salinar des Zechsteins KH_1 zwischen Ransbach und Philippsthal ($50^\circ 50' N$; $9^\circ 50' E$) im Abbaubereich der Salzdetfurth AG sowie zum Vergleich zwei Aufschlüsse über Tage in Deckung mit dem Grubenaufschluß Nr. 8. Die Ergebnisse für Richtung und Betrag der Remanenz nach einer Wechselfeldentmagnetisierung von max. ± 150 Oe Effektivfeldstärke sind in der *Tabelle* zusammengestellt. (Q = mittlerer Koenigsbergerscher Faktor.) Der Oberflächenaufschluß Nr. 9 enthält sehr stark verwittertes Material, deshalb wurden auch Proben aus einem nahe gelegenen Oberflächenaufschluß Nr. 10 mit frischem Material entnommen.

Nach der Wechselfeldentmagnetisierung treten zwei stabile, nahezu antiparallele Magnetisierungsrichtungen der Remanenz hervor. Diese beiden Richtungen findet man auch bei dicht nebeneinander liegenden Handstücken eines Aufschlusses, zuweilen

¹⁾ Dr. W. MEITZNER, Geophysikal. Institut der Universität Göttingen. 3400 Göttingen, Herzberger Landstraße 180.

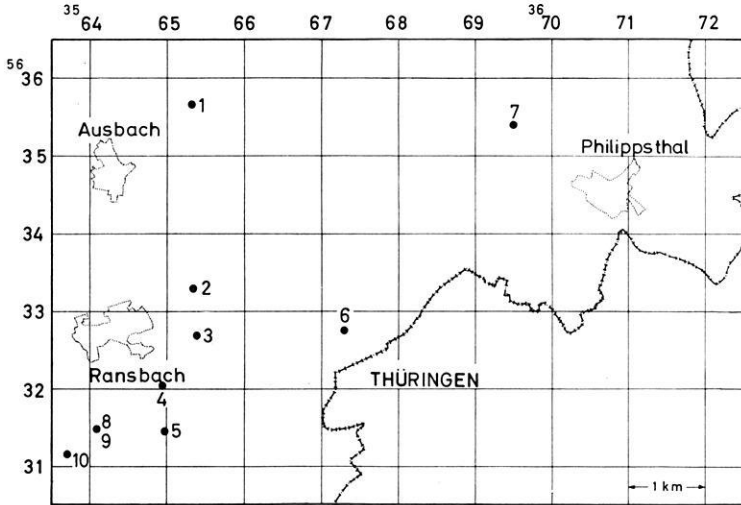


Abb. 1: Übersichtskarte mit den Aufschlüssen.

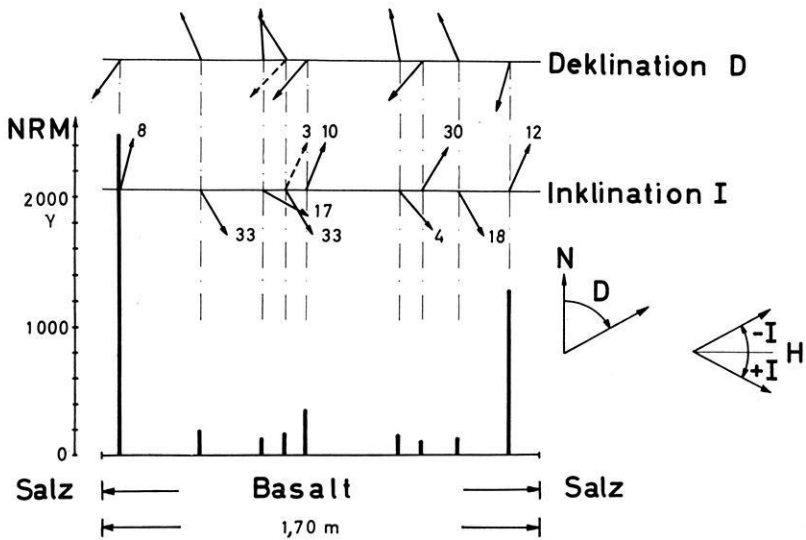


Abb. 2: Aufschluß 5, Südseite der Strecke: Dargestellt sind Mittelwerte von D , I und der remanenten Magnetisierung nach einer Wechselfeldentmagnetisierung von max. ± 150 Oe. $\vartheta_{\text{FISHER}} (95\%)$ ist für alle Handstücke kleiner als 5° . Die Zahl der Proben aus einem Handstück ist an der Spitze des Inklinations-Richtungsfeiles vermerkt.

Aufschluß Nr.	Anzahl Hand- stücke	Anzahl Proben	NRM [γ]	D	I	θ_{FISHER} (95%)	Q	Lage bezogen auf NN [m]	Mittlere Mächtigkeit des Ganges [cm]
Proben unter Tage									
1	11	153	830	18°	73°	6,0°	10,8	-506	90
2	8	68	690	4°	73°	9,5°	14,4	-540	40
3	8	46	440	34°	76°	7,8°	28,0	-527	30
4	1	5	640	351°	59°	—	18,2	-535	10
	3	27	680	201°	-74°	—	23,0	-535	10
5	6	93	102	348°	61°	5,4°	1,6	-513	170—250
	8	92	1440	197°	-71°	6,5°	19,5	-513	170—250
6	8	92	590	354°	64°	3,9°	13,0	-485	80
7	8	94	860	346°	72°	7,3°	50,0	-400	60
8	8	32	220	9°	64°	4,7°	16,0	-555	50
Proben über Tage									
9	4	11	64	12°	74°	15,3°	0,2	+335	—
10	7	54	172	27°	63°	9,8°	1,8	+420	—

sogar in ein und demselben Handstück. Zur Prüfung der Homogenität der remanenten Magnetisierung wurden in etwa gleichen horizontalen Abständen über dem 1,70 m mächtigen Basaltgang des Aufschlusses Nr. 9 mehrere Handstücke entnommen. Das Ergebnis (Abb. 2) zeigt dicht nebeneinander nahezu antiparallele, äußerst stabile remanente Magnetisierungen. Der Betrag der Remanenz besitzt, wie erwartet, Maxima an den Rändern.

Dieses Ergebnis weist in den untersuchten Fällen auf einen Umkehrmechanismus hin, dessen Ursache in den ferrimagnetischen Eigenschaften der Erze zu suchen ist. Oxydation sowohl bei der Erstarrung der Magma als auch während der Lagerung über geologische Epochen sowie Wiederaufheizung zu einem späteren Zeitpunkt liegen nicht vor.

Die physikalische Vorgeschichte läßt hier eine Selbstumkehr als hinreichend gesichert erscheinen.

Den Herren Dr. MAYRHOFER, Bergwerksdirektor SCHULZE und Dr. KÄDING danke ich für die Unterstützung bei der Entnahme der Proben.

Literatur

- [1] KÄDING, K.-CH.: Geologische, magnetische und petrographische Untersuchung tertiärer Vulkanite und ihrer Begleiterscheinungen im Bereich des hessischen Werra-Kaligebietes.
- [2] ZECH: Die Verteilung der magnetischen Eigenschaften in Basaltsäulen. Dipl.-Arbeit, Math.-Nat. Göttingen 1962.

Meßtischblatt: 5125 Friedewald.

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

Wintersemester 1965/66

Universität Aachen

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

F. U. Berlin

Allgemeine Meteorologie II (2)	SCHERHAG
a) Einführung in die Geophysik II (2)	STROBACH
b) Seismik II (1)	STROBACH
c) Einführung in die Meereskunde III (1)	STROBACH
Einführung in die Theoretische Meteorologie III (4)	FORTAK
Grenzgebiete zwischen Geophysik und Meteorologie: Radioaktivität der Atmosphäre, der Erde und des Meeres, durchdringende Strahlung (2)	FEUSSNER
Meteorologische Instrumentenkunde I (1)	BURGER
Einführung in die Meteorologie der atmosphärischen Spurenstoffe (1)	FETT

Universität Bonn

Physikalische Klimatologie (3)	FLOHN
--------------------------------	-------

T. H. Braunschweig

Physik des Erdkörpers und der unteren Atmosphäre (2)	KERTZ
Übungen zur Potentialtheorie (1)	KERTZ
Meteorologie (1)	KERTZ
Angewandte Geophysik (1)	FLATHE

Bergakademie Clausthal

Einführung in die Physik des Erdkörpers I (Schwerefeld und magnet. Feld der Erde) (2)	ROSENBACH
Einführung in die Angewandte Geophysik (3)	ROSENBACH
Theorie der Seismik (2)	ROSENBACH
Übungen zur Theorie der Seismik (1)	ROSENBACH
Moderne Entwicklungen geophysikalischer Instrumente und Meßmethoden (Modellgeophysik) (2)	BEHRENS
Meteorologie (2)	N. N.

T. H. Darmstadt

Theoretische Meteorologie II (Dynamik und Allgemeine Zirkulation) (4)	WIPPERMANN
Einführung in die Ozeanographie (1)	WIPPERMANN
Einführung in die Klimatologie (1)	KLUG
Graphische Methoden in der Meteorologie (4)	KLUG
Strahlung in der Atmosphäre III (2)	KASTEN

Universität Frankfurt

Schwerefeld und Figur der Erde (2)	BERCKHEMER
Potentialfelder der Geophysik (2)	BERCKHEMER
Wolkenphysik und Niederschlagsbildung (2)	GEORGII
Einführung in die Meteorologie (3)	MÜGGE
Theoretische Meteorologie III (1)	SCHMITZ
Einführung in die physikalische Ozeanographie (1)	SCHMITZ

Universität Göttingen

Kugelfunktionen mit geophysikalischen Anwendungen (2)	SIEBERT
Dynamische Meteorologie (2)	KLEINSCHMIDT
Radioastronomie (1)	DIEMINGER
Die kosmische Strahlung — Einführung (1)	EHMERT

Universität Hamburg

Dynamik II und Strahlung (2)	FISCHER
Physikalische Klimatologie und Klimatypen (2)	BROCKS
Turbulenz und Austausch I (1)	HASSE
Oberflächenwellen des Meeres (1)	ROLL
Einführung in die angewandte Geophysik (2)	MENZEL
Einführung in die Geophysik II (2)	GUTDEUTSCH

T. H. Hannover

Einführung in die Meteorologie (2)	DAMMANN
Agrarmeteorologie (2)	DAMMANN
Synoptische Meteorologie (2)	DAMMANN
Grundlagen der Klimatologie (2)	DAMMANN

T. H. Karlsruhe

Einführung in die Geophysik (2)	MÜLLER
Physik des Erdinnern (1)	MÜLLER
Ausgewählte Kapitel der Seismologie (1)	MÜLLER und FUCHS

Universität Kiel

Physik des Meerwassers (2)	DIETRICH
Einführung in die Meereskunde (1)	DIETRICH
Einführung in die Meereschemischen Arbeitsmethoden (1)	DIETRICHdurch GRASSHOFF
Das großräumige Zusammenspiel von Ozean und Atmosphäre (2)	DEFANT
Statistik und Dynamik der Atmosphäre (2)	DEFANT
Wetterbesprechung (1)	DEFANT
Einführung in die Wolkenphysik (2)	HINZPETER
Einführung in die theoretische Ozeanographie III Störungsrechnung (mit Übungen) (2)	KRAUSS
Theorie der Oberflächenwellen (1)	KRAUSS
Einführung in die Geophysik: Aufbau der Erde (2)	JUNG
Einführung in die angew. Geophysik: Schwerkraftmethoden (2)	JUNG
Erdmagnetismus und seine kosmischen Beziehungen (3)	JUNG

Universität Köln

Physik der hohen Atmosphäre (3)	PAETZOLD
Materie unter extremen Bedingungen (2)	PAETZOLD
Meteorologie I (3)	HOFMANN
Spezielle Klimatologie — Klimaklassifikationen (1)	PELZL

Universität München

Schwerefeld und Magnetfeld der Erde (2)	ANGENHEISTER
Einführung in die Vorlesungen der Geophysik (1)	ANGENHEISTER/ POHL
Kugelfunktionen und ihre Anwendungen zur Beschreibung des erdmagnetischen Feldes mit Übungen (2)	ANGENHEISTER
Aufbau und Bewegungen der Erdkruste und des oberen Erdmantels (1)	ANGENHEISTER
Physik der festen Erde (2)	HARDTWIG
Bearbeiten von Beobachtungen und Beobachtungsreihen (2)	HARDTWIG
Ausbreitung elastischer Wellen, Teil I, Raumwellen (1)	FÖRTSCH
Einführung in das Geophysikalische Praktikum I (Seismik) (2)	FÖRTSCH/ GIESE

Universität Münster

Physik der hohen Atmosphäre (1)	BROCKAMP
Geophysik der Polargebiete (1)	BROCKAMP
Klima und Glaziologie des Inlandeises (2)	LOEWE
Klimatologische, meteorologische und geophysikalische Forschungen in der Antarktis (1)	LOEWE
Geodynamik (2)	SCHIEDEGGER
Physikalische Klimatologie (2)	GEORGI
Praktische Seismometrie (2 14tgl.)	BAULE

T. H. Stuttgart

Einführung in die allgemeine Geophysik (2)	HILLER
Grundlagen der Seismik (2)	HILLER

Universität Tübingen

Physik der Atmosphäre III — Wolkenphysik (1)	MÜHLEISEN
--	-----------

T. H. Graz

Angewandte Geophysik (Gravimetrische Methoden) (1)	RINNER
--	--------

Universität Innsbruck

Allgemeine Klimatologie (4)	HOINKES
Bearbeitung von Klimabeobachtungen (2)	HOINKES
Alpine Meteorologie (1)	EKHART

T. H. Zürich

Allgemeine Geophysik (Gravimetrie, Erdmagnetismus, Geothermik, Radiometrie) (2)	GASSMANN
Geophysikalische Prospektion (Geoelektrik, Gravimetrie, Magnetik) mit Übungen (3)	GASSMANN
Laufzeitseismik (2)	M. WEBER
Strömungslehre II (3)	ACKERET
Atmosphärenphysik I, Allgemeine Zirkulation und Physik der Troposphäre (2)	DÜTSCH
Die Grundlagen des Wettergeschehens (1)	DÜTSCH
Aerosole (Rauch, Nebel, Staub) (1)	GESSNER
Wetter- und Klimalehre (2)	GUTERSOHN
Die Analyse von Wetterkarten (2)	W. KUHN

Mitteilung

An die Autoren

Noch vor wenigen Jahren war der schleppende Eingang von Manuskripten für die Zeitschrift für Geophysik eine ständige Sorge des Herausgebers. Diese Situation hat sich gründlich geändert. Der Eingang von geeigneten Manuskripten hat so zugenommen, daß es die Hauptsorge des Herausgebers ist, die Wartezeiten bis zur Veröffentlichung nicht ins Untragbare anwachsen zu lassen. Wohl sucht der Vorstand der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft nach Mitteln und Wegen, um den Umfang der Zeitschrift ohne drastische Beitragserhöhung zu vergrößern. Doch können auch die Autoren dazu beitragen, daß ihre eigenen Arbeiten und die ihrer Kollegen so schnell wie möglich erscheinen, wenn sie folgende Grundsätze beherzigen:

Es sollte mehr als bisher von den „Briefen an den Herausgeber“ (Heft 4/1963) für die Veröffentlichung vorläufiger Ergebnisse Gebrauch gemacht werden. Sie erscheinen im allgemeinen im nächsten disponiblen Heft.

Über allgemein interessierende Ereignisse kann kurzfristig in „Kurzmitteilungen“ berichtet werden. Der Text dieser Mitteilungen sollte eine halbe Druckseite nicht überschreiten.

Bei ausführlichen wissenschaftlichen Arbeiten sollte besonderer Wert auf eine knappe Darstellung gelegt werden. Die Länge einer Arbeit wird in Zukunft ein wichtiges Moment bei der Entscheidung über den Veröffentlichungstermin sein.

Der Abdruck vollständiger Dissertationen ist nicht möglich. Dagegen sind Kurzfassungen, in denen besonders die Ergebnisse hervorgehoben werden, sehr erwünscht.

Manuskripte, die nicht den auf der 2. Umschlagseite abgedruckten Richtlinien entsprechen, müssen in Zukunft leider an den Autor mit der Aufforderung, sie in die entsprechende Form zu bringen, zurückgesandt werden.

Wenn dieser Appell ebenso viel Beachtung findet, wie seinerzeit der Hinweis, daß Möglichkeiten für eine schnelle Veröffentlichung bestehen, dann wird es gelingen, die augenblicklich unvermeidlichen Verzögerungen im Erscheinen der Arbeiten abzubauen.

DER HERAUSGEBER

Buchbesprechungen

I. I. MUELLER: *Introduction to Satellite Geodesy*. Frederick Ungar Publ. Co., New York 1964, 415 S., US 15,—.

Die Bestimmung eines die gesamte Erdoberfläche umfassenden Erdpolyeders mit geodätisch-astronomischen Verfahren war stets das Fernziel der Geodäsie. Haupthindernis auf diesem Wege war bisher die Unmöglichkeit der Verbindung zwischen geodätischen Netzen einzelner Kontinente. Die Benützung künstlicher Erdsatelliten für einen Brückenschlag von Kontinent zu Kontinent steht im Mittelpunkt der Darstellung von I. I. MUELLER. Einleitend wird die Verwendung der Beobachtungen bei Bedeckungen und Finsternissen im Sonnensystem zur Bestimmung weit auseinanderliegender Punkte des gleichen geodätischen Systems in Theorie und Praxis ausführlich diskutiert. Der zweite Teil des Buches ist der Theorie eines erdnahen künstlichen Satelliten gewidmet. Es wird die Verwendung des Satelliten als „Zwischenpunkt“ bei der geometrisch-geodätischen Aufgabe behandelt, als auch der Beobachtung des Bahnverlaufs unter dem Einfluß des irdischen Schwerefeldes und seiner Variationen in Raum und Zeit breiter Raum gegeben. Die instrumentellen Verfahren sind knapp dargestellt. In allen Abschnitten werden praktische Beispiele an Hand von Meßwerten ausführlich durchgerechnet. Die Darstellung ist deshalb als Hochschullehrbuch sehr geeignet. Als Ausgangspunkt für weiterführende Studien bietet das umfassende Literaturverzeichnis eine gute Grundlage.

G. SCHNEIDER

Soviet Antarctic Expedition. Information Bulletin. Elsevier Publishing Company, Amsterdam-London-New York. Vol. I, XVI and 404 S., 1964. DM 21,50; Vol. II, X and 318 S., 1964. DM 44,50.

Wie der Untertitel andeutet, handelt es sich um Berichte, die während Expeditionen in den Jahren 1958 bis 1960 teils durch Briefe, teils durch Telegramme von der Antarktis in die Sowjetunion übermittelt wurden und dort in einer Sofortpublikation bekanntgegeben wurden. Auf insgesamt 711 Textseiten in den beiden Bänden sind 212 Mitteilungen wiedergegeben, so daß ein Bericht im Durchschnitt nur 3½ Seiten lang ist. Sie verteilen sich auf die Gebiete Biologie mit 43 Arbeiten, Glaziologie 39, Meteorologie 35, Ozeanographie und Geologie je 24, allgemeine Expeditionsbeschreibungen 10, Geodäsie 9, Geographie und Erdmagnetismus je 8 und die restlichen 12 auf verschiedene andere Gebiete. Bei der Fülle des Stoffes ist es nicht möglich hier auf Einzelheiten einzugehen. Die Berichte atmen durchaus die frische Begeisterung der Entdeckung, sie vermitteln interessante Neuigkeiten, gelegentlich aber auch Dinge, die nur dem vielleicht jugendlichen Neuling im Polargebiet wichtig erscheinen, der scharfen Kritik des mit der vorausgegangenen Literatur vertrauten Forschers aber nicht ganz gewachsen sind. Solche Berichte sind daher in einem vorläufigen Bulletin gut zu lesen. Vier bis sechs Jahre später (in Übersetzung) als Buch herausgegeben können sie nicht mehr den Reiz der Aktualität vermitteln, den sie damals gehabt haben mögen.

F. MÖLLER

D. F. BLEI, Ph. D.: *Natural Electromagnetic Phenomena below 30 kc/s.* Associated Technical Director for Research, U. S. Naval Ordnance Laboratory, and Co-Director of the NATO Advanced Study Institute. Verlag Plenum Press, New York 1964. 470 S., Preis US\$ 17.50.

Das Buch enthält alle Vorträge, die auf der Tagung des NATO Advanced Study Institute vom 22. Juli bis 2. August 1963 in Bad Homburg von führenden Wissenschaftlern auf den einzelnen Fachgebieten gehalten wurden. Alle natürlichen elektromagnetischen Phänomene, die in der Umgebung der Erde auftreten und im Frequenzbereich von 10^{-4} bis $3 \cdot 10^4$ Hz liegen, sind das Thema dieses Buches. Das Interesse an diesem Fachgebiet hat in den letzten Jahren sprunghaft zugenommen, was am besten an der rapide gestiegenen Anzahl diesbezüglicher Veröffentlichungen zum Ausdruck kommt. So sind seit Beginn des Internationalen Geophysikalischen Jahres mehr Veröffentlichungen auf diesem Gebiet erschienen als in dreißig oder mehr Jahren davor.

Da die Energiequelle aller natürlichen niederfrequenten elektromagnetischen Strahlung letzten Endes die Sonne ist, werden die vermutlichen Mechanismen für die Umwandlung von solarer Strahlungsenergie in elektromagnetische Felder, die am Erdboden beobachtet werden können, eingehend behandelt und in diesem Zusammenhang die Wechselwirkung zwischen der Sonne, dem interplanetaren Medium (solarer Wind genannt), der Magnetosphäre, dem Raum in unmittelbarer Umgebung der Erde und dem Erdboden selbst (Erdströme). Neben der Sonne werden dabei auch künstliche Energiequellen, insbesondere in Gestalt von Atombombenexplosionen in der Atmosphäre, berücksichtigt.

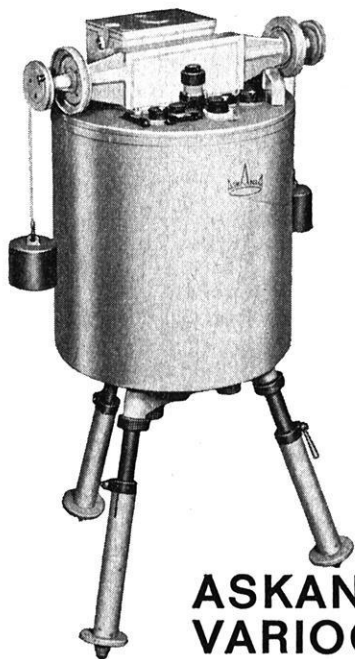
Über das Eindringen des interplanetaren Plasmas in die irdische Magnetosphäre sowie über Struktur und Dynamik dieser Sphäre wird in den ersten beiden Kapiteln eingehend berichtet. Der Ausbreitung extrem niedriger Frequenzen in der Nähe der Erde, insbesondere in der Ionosphäre, widmen sich ausführlich zwei weitere Kapitel. Vier Vorträge geben Beiträge zu dem Thema „Whistler und VLF (very low frequency)-Emissionen“. Zwei davon berichten speziell über Beobachtungen von Emissionen in den Bereichen von 5 und 8 kHz sowie von 0.5 bis 1 kHz in Nordskandinavien (Polarlichtzone). Ein dritter befaßt sich u. a. ausführlich theoretisch mit möglichen Vorgängen in der Magnetosphäre, die VLF-Emissionen hervorrufen können. Ein summarischer Überblick über die wichtigsten Erscheinungen auf dem Gebiet des Polarlichtes und der erdmagnetischen Stürme wird in zwei weiteren Kapiteln gegeben. Sehr ausführlich wird in einem Vortrag über beobachtete erdmagnetische Effekte berichtet, die durch Atombombenexplosionen in großen Höhen verursacht worden sind. Erklärungsversuche der beobachteten Erscheinungen werden ebenfalls gebracht. Von großem Wert dürfte für viele Leser die am Ende dieses Vortrags aufgeführte Liste von russischen Atombombenexplosionen sein aus der Zeit vom 24. 6. 1961 bis 4. 11. 1962 mit einer anschließenden vorläufigen Liste amerikanischer Atombombenexplosionen vom 11. 5. bis 4. 11. 1962. Weitere Kapitel des Buches widmen sich dem umfangreichen Gebiet der erdmagnetischen Mikropulsationen, wobei u. a. über Beobachtungen an erdmagnetisch konjugierten Punkten berichtet wird sowie über die Verbindung mit anderen geophysikalischen Phänomenen. Schließlich werden sehr ausführlich moderne Geräte beschrieben, die zur Beobachtung von Mikropulsationen dienen, und andere, die allgemein zur Registrierung von elektromagnetischen Vorgängen unterhalb 3000 Hz verwendet werden.

Die Diskussionsbeiträge, die am Ende eines jeden Vortrags von den Tagungsteilnehmern gegeben wurden, sind in dem Buch mit aufgeführt. Sehr ausführliche Literaturverzeichnisse am Ende eines jeden Kapitels ermöglichen dem interessierteren Leser auch ein tieferes Eindringen in den jeweiligen Vortragsstoff. Darüber hinaus dürfte das Buch als ganzes sehr geeignet sein, einen Überblick über den neuesten Stand der Erkenntnisse auf diesem Gebiet zu vermitteln mit einem Ausblick auf bestehende Probleme und zukünftige wünschenswerte Arbeitsrichtungen. Ein ausführliches Fach- und Autorenregister am Schluß ermöglicht es, das Buch auch als bequemes Nachschlagewerk zu benutzen. Dem mit deutlichen Abbildungen und graphischen Darstellungen gut ausgestatteten Werk darf daher weiteste Verbreitung gewünscht werden.

G. LANGE-HESSÉ



CONTI ELEKTRO ASKANIA-WERKE



ASKANIA- VARIOGRAPH Gv3

Bewährte, leicht bewegliche Wanderstation

Zur Registrierung der Variationen von D, H und Z

Besonders auch zur erdmagnetischen Tiefensondierung geeignet, einer neuen Methode zur Erforschung von Erdkruste und oberem Erdmantel im Schwerpunktprogramm der deutschen Geophysiker

Nähere Informationen durch
CONTI ELEKTRO ASKANIA-WERKE, Berlin 42

4502 Sd

CONTINENTAL ELEKTROINDUSTRIE AKTIENGESELLSCHAFT · DUSSELDORF

CONTI ELEKTRO



SCHORCH



VOIGT & HAEFFNER · SCHORCH-WERKE · ASKANIA-WERKE · KABELWERK VOHWINKEL

Die Welt der Sterne

VON W. BRUNNER. 2., unveränderte Auflage. Mit 152 Abbildungen. 288 Seiten,
Leinen DM 16,-

Traité des sections coniques,

faisant suite au traité de géométrie supérieure

VON M. CHASLES. Teil 1 (Alles Erschienene). Mit 5 Tafeln. 1865. Neudruck 1962.
XII, 368 Seiten, Leinen DM 56,-

Triumph der Mathematik

Hundert berühmte Probleme aus zwei Jahrtausenden mathematischer Kultur
VON H. DÖRRIE. 5. Auflage. Mit 122 Abbildungen. 391 Seiten, Leinen DM 18,50

Introduction to Boolean Algebras

VON PH. DWINGER. VI, 61 Seiten, Leinen DM 12,-, broschiert DM 10,-

Handbuch der Kugelfunktionen

Theorie und Anwendungen

VON E. HEINE. 2., umgearbeitete und erweiterte Auflage. 2 in 1 Band. 1878-1881.
Neudruck 1961. XVI, 484 und XII, 380 Seiten. Leinen DM 78,-

Lebendige Mathematik

VON W. LIETZMANN. 2. Auflage. 343 Abbildungen und 10 Tafeln. 435 Seiten,
Leinen DM 16,80

Diophantische Approximationen

Eine Einführung in die Zahlentheorie

VON H. MINKOWSKI. Mit 82 Abbildungen. 1907. Neudruck 1961. 235 Seiten,
Leinen DM 27,-

Vorlesungen über die Theorie der Integralgleichungen

VON I. G. PETROVSKIJ. Übersetzt von R. HERSCHEL. 100 Seiten, Halbleinen DM 7,80

Theorie der endlich erzeugbaren kommutativen Halbgruppen

VON L. RÉDEI. 226 Seiten, Leinen DM 35,-

Formeln und Lehrsätze zum Gebrauch der elliptischen Funktionen

VON K. WEIERSTRASS. Herausgegeben von H. A. Schwarz. 2. Ausgabe 1893.
Neudruck 1962. 96 Seiten, Leinen DM 22,-

Tafeln zur harmonischen Analyse und Synthese periodischer Funktionen

Tables for the Harmonic Analysis and Synthesis of Periodic Functions

VON L. ZIPPERER. In englischer und deutscher Sprache. 1961. 8 Seiten, 24 Tafeln,
20 Grundtafeln und 20 Berechnungsblätter. In Mappe DM 9,75.

Zu beziehen durch jede Buchhandlung

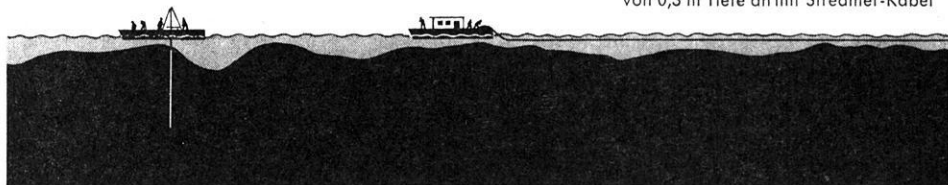


PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG

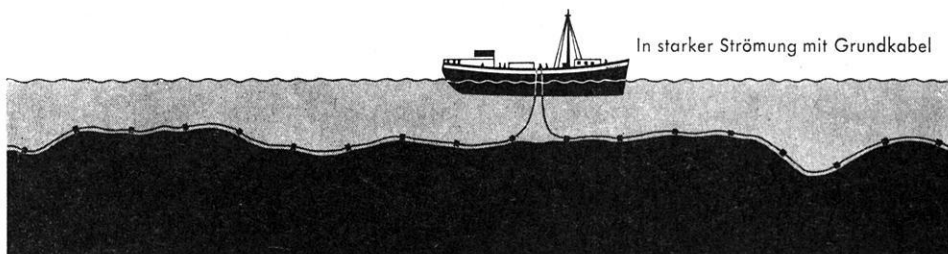
FLACHWASSERSEISMIK

jetzt schon weitgehend saison-unabhängig

von 0,3 m Tiefe an mit Streamer-Kabel



In starker Strömung mit Grundkabel



Arbeiten auf Sandbänken



Anschlußmessungen Land - Wasser
mit Schwimmwagen

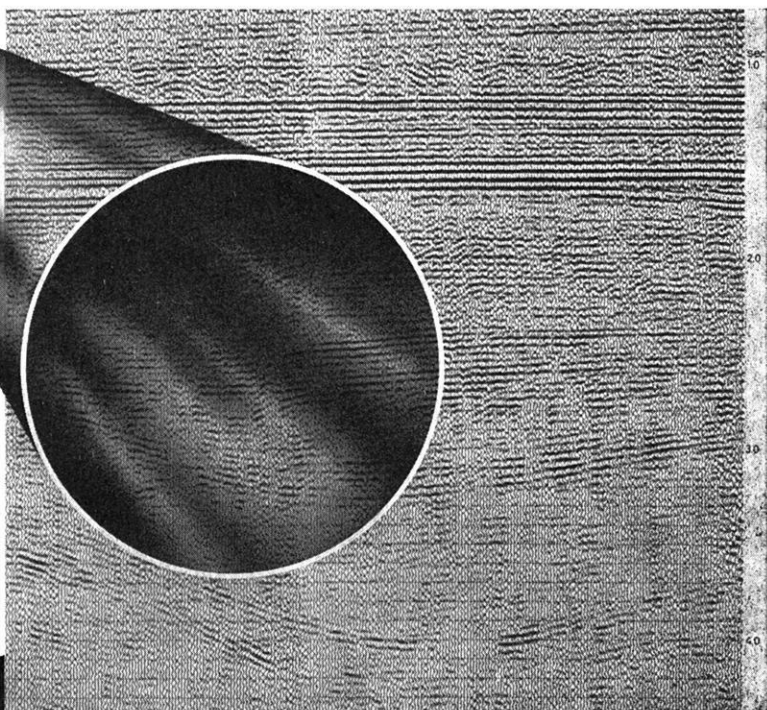


SEISMOS

3 HANNOVER · Wilhelm-Busch-Str. 4 · Tel.: 71 08 31 · Fernschr.: 09 22419 · Telegr.-Adresse: Seismos Hannover

GEOPHYSIK

IN DER GANZEN WELT



NORDSEE

- | | |
|-------------|--|
| ALGERIEN | SOCIÉTÉ NORD AFRICAINE DE GÉOPHYSIQUE
6, Boulevard Mahamed V - ALGIER |
| AUSTRALIEN | PRAKLA (AUSTRALIA) PTY. LTD.
Box 200 E, G.P.O. - BRISBANE/QUEENSLAND |
| BRASILIEN | PRAKLA S.A.
Av. Franklin Roosevelt 23 12° andar - RIO DE JANEIRO |
| LIBYEN | PRAKLA LIBYA
P.O. Box 679 - TRIPOLIS |
| MAROKKO | PRAKLA MAROC
4, Rue de Clarisse - RABAT-SOUISSI |
| NIEDERLANDE | PRAKLA / SEISMOS - NEDERLAND
Prins Hendrikkade 84/85 - AMSTERDAM C |
| ÖSTERREICH | PRAKLA GMBH
WIEN 19 - Kreindl-Gasse 15/10 |
| SPANIEN | PRAKLA-SEISMOS ESPAÑOLA S.L.
Calle Nervion 4 - MADRID (2) |
| TURKEI | PRAKLA ANKARA
P.K. 41 - ÇANKAYA-ANKARA |



3 HANNOVER 1 · POSTFACH 4767 · TELEFON: 8 07 21 · FERNSCHREIBER: 92 2847 · DRAHT: PRAKLA