

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 30

1964

Heft 4



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

INHALTSVERZEICHNIS

PRODEHL, C.: Auswertung von Refraktionsbeobachtungen im bayerischen Alpenvorland (Steinbruchsprengungen bei Eschenlohe 1958—1961) im Hinblick auf die Tiefenlage des Grundgebirges	161
HÄNSEL, H.: Einige kritische Bemerkungen zu den Terrellaexperimenten von BLOCK . .	182
STROBACH, K.: Entstehung und Charakter der Mikroseismik als Resultantschwingung zahlreicher seismischer Oszillatoren	192

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

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

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

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

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

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

Anschrift der *Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*:

2 Hamburg 13, Von-Melle-Park 6, 14. Stockwerk, Postscheck: Hamburg Nr. 55983

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

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

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

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1964

Auswertung von Refraktionsbeobachtungen im bayerischen Alpenvorland (Steinbruchsprengungen bei Eschenlohe 1958—1961) im Hinblick auf die Tiefenlage des Grundgebirges^{1) 2)}

Von C. PRODEHL, München³⁾

Eingegangen am 3. Dezember 1963

Zusammenfassung: Es wurde aus sechs Refraktionsprofilen, die im Bayerischen Alpenvorland und in dem anschließenden Alpenraum bei mehreren Großsprengungen des Steinbruches Eschenlohe südlich von Murnau/Obb. vermessen worden sind, die Lage der Oberfläche des Grundgebirges in diesem Raum abgeleitet. — Die im Deckgebirge und im darunterliegenden Grundgebirge zu erwartenden Geschwindigkeiten werden diskutiert. Mit der Geschwindigkeitsannahme von 5,9 km/s für das obere Kristallin (Gneis — Granit) stehen die Ergebnisse in Übereinstimmung mit bekannten geologischen Verhältnissen. — Bei den Profilen im Alpenvorland wurde teilweise die Malmoberfläche kartiert; die Oberfläche des Grundgebirges ließ sich im Alpenvorland bis etwa 100 km Entfernung vom Schußpunkt und in den Alpen bis zum Inn konstruieren. Der Verlauf dieser Grenzflächen wird in Vertikalprofilen dargestellt. Für die Oberfläche des Grundgebirges wird ein Tiefenlinienplan vorgelegt: sie liegt unter dem Schußpunkt (Alpenrand) über 5000 m tief und steigt nach Norden zur Donau hin an.

Summary: The records of six refraction profiles, are studied with regard to the surface of the granitic layer. They have been observed in the Munich Tertiary Basin (Southern Bavaria) and in the adjoining region of the Alps, during several big blasts in the quarry Eschenlohe south of Murnau/Oberbayern. — The velocities in the covering layers and the underlying granitic layer are discussed. For the region of the Alps 5,0 km/s, for Flysch, Helvetikum and folded Molasse 4,5 km/s, for the region of the unfolded Molasse 3,5 km/s is chosen as mean velocity in the covering layers. Using the velocity of 5,9 km/s for the granitic layer the results are in accordance with regional geology. — In the first parts of the profiles directed towards North the surface of jurassic limestones (Malm) was determined. It was possible to determine the surface of the basement up to about 100 km in the Molasse Basin and as far south as the Inn-valley in the Alps. The results are presented for each profile. A contour-line map of the surface of the granitic layer is shown (fig. 6): the surface dips from North to South and is more than 5000 m below the shot-point.

¹⁾ Gemeinschaftsarbeiten der deutschen geophysikalischen Institute im Rahmen des Schwerpunktprogrammes der Deutschen Forschungsgemeinschaft „Geophysikalische Erforschung des tieferen Untergrundes in Mitteleuropa“, Beitrag Nr. 25.

²⁾ Diplom-Arbeit, ausgeführt am Institut für Angewandte Geophysik der Universität München.

³⁾ Dipl.-Geophys. C. PRODEHL, München, Richard-Wagner-Straße 10.

Einführung

Am Alpenrand zwischen der gefalteten Molasse und den nördlichen Kalkalpen liegt südlich von Murnau/Oberbayern bei Eschenlohe ein Steinbruch, in dem regelmäßig größere Kammersprengungen abgetan werden. Die vom Werk in dankenswerter Weise gebotene Gelegenheit, diese Sprengungen für seismische Messungen im Rahmen des Schwerpunktprogrammes der Deutschen Forschungsgemeinschaft zur Erforschung des tieferen Untergrundes Mitteleuropas zu verwenden, ist seit 1958 regelmäßig ausgenutzt worden. So wurden im Laufe der Jahre Refraktionsprofile vermessen, die sternförmig vom Sprengpunkt ausgehen (Abb. 1). Fünf Profile verlaufen ins Alpenvorland, drei in die Alpen: Das NE-Profil in Richtung Prag; das N-Profil über Nürnberg—Bayreuth; das NNW-Profil in Richtung auf einen Basaltsteinbruch in der Rhön nahe Hilders, und das WNW-Profil nach Haslach im Schwarzwald. In die Alpen führen das S-Profil, welches das Wettersteingebirge und die Öztaler Alpen quert,

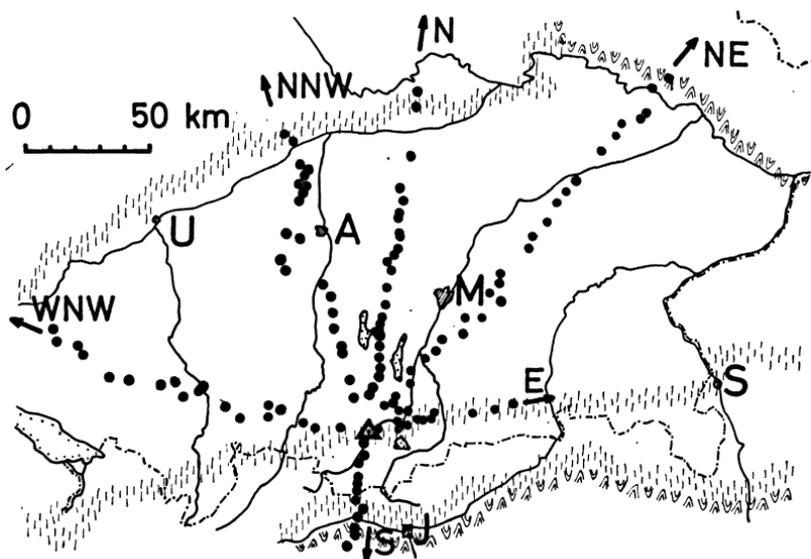


Abb. 1: Lageplan.

Zeichenerklärung:

- Grenze des Kristallins
- Grenze der mesozoischen Sedimente (Nördliche Kalkalpen und Schwäbisch-Fränkischer Jura)
- Sprengpunkt Eschenlohe
- Stationspunkte auf den Profilen

U Ulm A Augsburg M München S Salzburg J Innsbruck

NE, N, NNW, WNW, S, E Richtung und Benennung der Profile

und das E-Profil, das in Richtung Lenggries verläuft und im Zusammenhang mit der Sprengung im Arzbachtal 1958 vermessen und ausgewertet wurde (H. REICH 1960). Die Vermessung des NW-Profiles (Eschenlohe—Steinheimer Becken—Odenwald) im Alpenvorland und des WSW-Profiles (Eschenlohe—Gotthard-Massiv) in den Alpen ist zur Zeit noch nicht abgeschlossen. Diese Profile konnten daher in dieser Arbeit nicht berücksichtigt werden.

Die Profile sind durchschnittlich 200 bis 300 km lang; der mittlere Stationsabstand beträgt etwa 5 km. An den Beobachtungen beteiligten sich verschiedene Universitätsinstitute und andere Untersuchungs- und Forschungsstellen (Tab. 1).

Der Gang jeder Auswertung verlangt, daß man von höheren zu tieferen Horizonten fortschreitet. Die erste bedeutende Grenzfläche in der Erdkruste liegt zwischen dem Deckgebirge (nicht metamorph) und dem Grundgebirge (metamorph). Der Inhalt der vorliegenden Arbeit beschäftigt sich mit dieser Grenzfläche. Es sollen zunächst die Geschwindigkeitsverhältnisse in den Sedimenten des bayerischen Alpenvorlandes und der liegenden Gneis- und Granitzone, dem Grundgebirge, diskutiert werden. Anschließend wird auf Grund der Laufzeitkurven, die auf den einzelnen Profilen vornehmlich aus Ersteinsätzen gewonnen wurden, der Verlauf der Oberfläche des Grundgebirges längs jeden Profiles gegeben. Dabei wird kurz auf die Problematik der „Refraktionswelle“ (Mintropwelle) an der Grenze Sediment-Kristallin eingegangen werden. Zum Schluß wird versucht, auf der Basis dieser Ergebnisse in Verbindung mit anderen Daten, die aus Bohrungen und anderen seismischen Bearbeitungen bekannt sind, einen Tiefenlinienplan der Oberfläche des Grundgebirges darzustellen.

Tabelle 1

Beteiligte Forschungsstellen

Westfälische Berggewerkschaftskasse *Bochum*, Bergmännische Schul-, Prüf- und Forschungsanstalten, Dr. H. BAULE
 Bergakademie *Clausthal*, Institut für Geophysik
 Universität *Frankfurt*, Institut für Meteorologie und Geophysik
 Universität *Göttingen*, Geophysikalisches Institut
 Universität *Hamburg*, Geophysikalisches Institut
 Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung *Hannover*, Abteilung Geophysik
 PRAKLA Hannover, Gesellschaft für praktische Lagerstättenforschung GmbH
 SEISMOS GmbH, Hannover
 Universität *Köln*, Abteilung für Erdbebengeologie des Geologischen Institutes
 Geologisches Landesamt von Nordrhein-Westfalen, *Krefeld*
 Universität *Mainz*, Meteorologisch-Geophysikalisches Institut
 Universität *München*, Institut für Angewandte Geophysik
 Université de *Strasbourg*, Institut de Physique du Globe
 Landeserdbebendienst von Baden-Württemberg, *Stuttgart*

Beschreibung der Laufzeitkurven

Ehe auf die Auswertung und deren Ergebnisse im einzelnen eingegangen wird, sollen die Laufzeitkurven beschrieben werden, soweit es im Rahmen dieser Arbeit notwendig ist.

Im Bereich der ersten 30 km der Alpenvorlandprofile ordnen sich die Ersteinsätze annähernd auf Geraden an, denen Geschwindigkeiten zwischen 4,5 und 4,9 km/sec entsprechen und die eine sehr geringe intercept time von 0,2 bis 0,4 sec aufweisen. (In der deutschsprachigen Literatur werden statt „intercept time“ auch die Ausdrücke „Schnittpunktszeit“ oder „Abschnittszeit“ verwendet, hier wird der international eingeführte angelsächsische Ausdruck „intercept time“ beibehalten.) Diese Laufzeitkurven müssen Wellen zugeordnet werden, die sich in Schichten geringer Tiefenlage im Sediment ausgebreitet haben. Die Einsätze lassen sich jedoch nur bis in den Bereich zwischen 30 und 40 km Entfernung vom Schußpunkt verfolgen, von der an die Ersteinsätze einer anderen Welle zugeordnet werden müssen, die von einem tiefer gelegenen Horizont, dem Grundgebirge, geführt worden ist. Auch diese Welle läßt sich nur bis zu einer gewissen Entfernung verfolgen. Auf sämtlichen Profilen, die von Eschenlohe aus nach Norden gehen, sind die Einsätze nur bis in Entfernungen von 80 bis 100 km sicher zu erkennen, darüber hinaus kann man sie von der Bodennunruhe nicht mehr unterscheiden. Die gleiche Erscheinung zeigt sich auf dem Profil Böhmischembruck—Eschenlohe (P. GIESE 1963). Die Kristallineinsätze sind ebenfalls nur bis in etwa 110 km Entfernung vom Schußpunkt in den Filmen zu bestimmen. Im Anfangs-

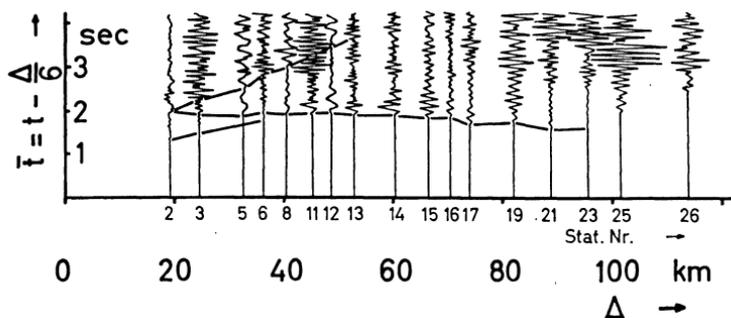


Abb. 2: Seismogrammontage des N-Profiles von Eschenlohe.

Zeichenerklärung:

t = reduzierte Laufzeit

t = Laufzeit

$$\Delta = \frac{\text{Entfernung in km}}{6} \quad \text{Reduktionsgeschwindigkeit in km/sec}$$

Die Registrierungen sind mit unterschiedlichen Apparaturen und bei verschiedenen Sprengungen im Steinbruch Eschenlohe gewonnen worden; die Amplituden der verschiedenen Spuren dieser Abbildung sind daher nicht miteinander vergleichbar.

bereich der Profile ist die Welle, die vom Grundgebirge geführt wird, in späteren Einsätzen zu suchen, bis sie nach 30 bis 40 km als Ersteinsatz erscheint. Auf dem NE-Profil kann man diese Wellengruppe bis 128 km Entfernung verfolgen, auf dem N-Profil ist sie nur bis 95 km (Abb. 2, Nr. 23) im Seismogramm zu sehen. Bei den folgenden Stationen liegen die Ersteinsätze zeitlich derart verspätet, daß man sie nicht mehr dem Grundgebirge zuordnen kann. Besonders ungünstig liegen die Verhältnisse auf dem NNW-Profil. Hier werden die Amplituden der Wellengruppe, die dem Kristallin zuzuordnen ist, bereits ab 78 km Entfernung so klein, daß diese nicht mehr zu erkennen sind. Dies ist teilweise auch durch die große Bodenunruhe in dieser Gegend bedingt. Obwohl hier ein besonders enger Stationsabstand und teilweise sehr empfindliche Apparaturen gewählt worden sind, ist es nicht gelungen, in den Seismogrammen der folgenden Stationen noch einen Einsatz zu finden, der dem Kristallin zugeschrieben werden könnte. Die Ersteinsätze in diesen Seismogrammen liegen ebenfalls zeitlich so spät, daß eine Korrelation mit den vorhergehenden Einsätzen nicht zulässig ist. Das WNW-Profil verläuft in den ersten 60 km in der gefalteten Molasse. Die Beschaffenheit der gefalteten Molasse scheint sich ungünstig auf die Energieübertragung auszuwirken, denn die ersten Einsätze sind ab 85 km Entfernung nicht mehr eindeutig festzulegen. Daher konnte die Oberfläche des Grundgebirges längs des WNW-Profiles nur bis 80 km Entfernung vom Schußpunkt verfolgt werden.

Die Einsätze, die dem Kristallin zugeordnet werden, lassen sich also auf keinem dieser Profile über eine bestimmte Entfernung hinaus verfolgen, obwohl sie weiterhin noch als Ersteinsätze zu erwarten wären. Es ist daher kaum damit zu rechnen, daß diese Welle in größerer Entfernung auf längeren Strecken noch einmal mit merklichen Amplituden in Zweiteinsätzen auftritt.

Daher ist auch der Raum begrenzt, in welchem man aus Beobachtungen der Sprengungen bei Eschenlohe Aussagen über die Lage des Grundgebirges gewinnen kann. Es hat den Anschein, als ob diese Begrenzung nicht allein dadurch gegeben ist, daß die vom Grundgebirge geführte Welle von einer energiereicheren, durch den tieferen Untergrund gelaufenen Welle überholt wird. Wie bereits erläutert, scheinen die Einsätze vor dem möglichen Überholungspunkt zu verschwinden. Hierfür läßt sich eine Reihe von Gründen anführen: Mit der geometrischen Ausbreitung der Welle ist eine Abnahme der Amplitude verbunden; darüber hinaus wird ein Teil der Energie der Welle absorbiert. Außerdem besteht vermutlich eine Abhängigkeit der Energie der Welle von der Ladungsmenge und den Abstrahlungsbedingungen am Schußpunkt. Durch die Zusammenfassung des gesamten Beobachtungsmaterials bei der Auswertung dürfte jedoch der Einfluß dieser beiden Faktoren wohl keine systematischen Fehler verursachen, da auf allen Profilen Sprengungen mit unterschiedlichen Ladungsmengen und Abstrahlungsbedingungen beobachtet wurden. Inwieweit durch besonders gute Abstrahlungsbedingungen und größere Ladungsmengen die Energie der Wellen vergrößert werden kann und sich so die Einsätze bis in eine weitere Entfernung verfolgen lassen, ist aus dem vorliegenden Material nicht zu beurteilen. Es könnte aber auch sein, daß infolge spezieller Geschwindigkeitsverteilungen innerhalb des oberen

Bereiches des Kristallins die Amplituden von einer gewissen Entfernung an sehr klein werden.

Im Bereich der ungefalteten Molasse wurde auf allen Profilen — mit Ausnahme des WNW-Profiles — noch eine Wellengruppe gefunden, die sich durch große Amplituden, relativ niedrige Geschwindigkeit (4,6 — 4,7 km/sec) und eine intercept time von 1,0 — 1,1 sec auszeichnet (Abb. 2). Diese Wellengruppe läßt sich nur vom Nordrand der gefalteten Molasse bis in eine Entfernung von etwa 55 km vom Schußpunkt verfolgen. Die Einsätze liegen sämtlich zeitlich später als die, die von der Kristallinoberfläche herrühren. Die Grenze, längs der diese Welle geführt worden sein kann, dürfte vermutlich die Oberfläche des Malms sein. Nach H. JOHN (1957) ist im Südteil der ungefalteten Molasse mit einer Durchschnittsgeschwindigkeit im Tertiär von 3,5 km/sec zu rechnen. Daher wurde bei der Konstruktion der Grenzflächen, die zu den oben angeführten Wellengruppen gehören, für das tertiäre Deckgebirge im Bereich der ungefalteten Molasse 3,5 km/sec angenommen, im Bereich der gefalteten Molasse dagegen 4,25 km/sec. Dabei wurden im letzteren Bereich die Laufzeitkurven und damit die Grenzflächen bis in die Nähe des Schußpunktes extrapoliert. Als Geschwindigkeit für den Malm wurde in enger Anlehnung an das Ergebnis der Laufzeitkurve 4,5 km/sec angenommen. Das Ergebnis zeigt Abbildung 3. Infolge der Extrapolation bis zum Schußpunkt ist die genaue Tiefenlage unter dem Schußpunkt nicht mit Sicherheit anzugeben; an der Form der Grenzfläche dagegen ändert sich hierdurch nichts.

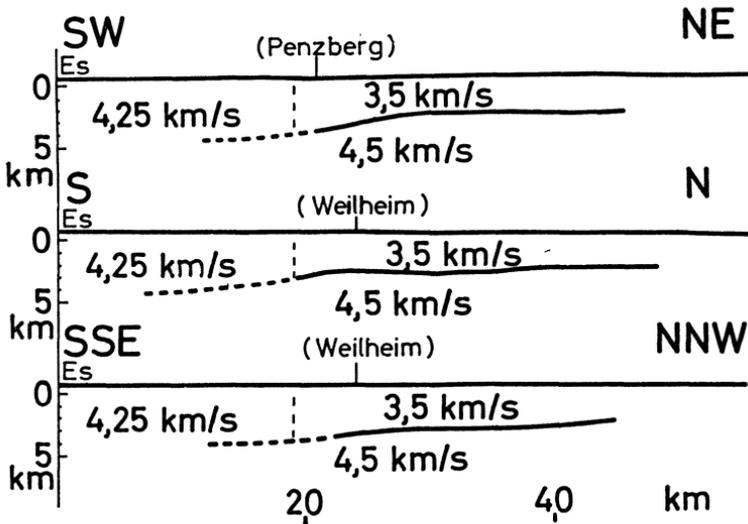


Abb. 3: Malmoberfläche in Profilschnitten im südlichen bayerischen Alpenvorland, konstruiert nach dem Wellenfrontverfahren nach Refraktionsbeobachtungen der Steinbruchsprengungen bei Eschenlohe (Es).

Ein ganz anderes Bild bietet das S-Profil. Die ersten Einsätze ergeben hier eine Geschwindigkeit von 5,9 km/sec. Wegen der geringen intercept time von 0,25 sec kann diese Welle jedoch nur in Schichten der Triaskalke und -dolomite geführt worden sein, da die Sedimente unter dem Schußpunkt über 5 km mächtig sind und das höhere Deckgebirge hier aus sehr schallharten Kalken und Dolomiten der alpinen Trias besteht. Eine zweite Wellengruppe, die sich sehr gut von Seismogramm zu Seismogramm verfolgen läßt und eine intercept time von 1,8 — 2,0 sec besitzt, muß dagegen einem tieferen Unstetigkeitsbereich, einer metamorphen Zone zugeordnet werden. Die Laufzeitkurve zeigt im Anfang ebenfalls eine Geschwindigkeit von etwa 5,9 — 6,0 km/sec. Im Bereich von Garmisch-Partenkirchen erhöht sich die Scheingeschwindigkeit auf etwa 7,0 km/sec. Aus der Auswertung folgt, daß diese Welle etwa im Inntal die Erdoberfläche erreicht.

Auf dem E-Profil ergeben die Ersteinsätze bis in 16,5 km Entfernung eine Laufzeitgerade, deren Neigung einer Geschwindigkeit von 5,5 km/sec entspricht und die eine intercept time von 0,25 sec besitzt. Die Ersteinsätze von 20 bis 30 km Entfernung liegen zeitlich später, lassen sich aber nicht miteinander korrelieren. Die Welle, die dem Kristallin zugeordnet wurde, erscheint nur in späteren Einsätzen. Die Einsätze der Stationen in 52 und 60 km Entfernung lassen sich mit den vorhergehenden bis 30 km nicht mit Sicherheit in Verbindung bringen und wurden daher nicht in die Auswertung einbezogen. Die Scheingeschwindigkeit, die man aus dieser Laufzeitkurve ablesen kann, beträgt 5,7 km/sec. Die Energieübertragung in Flysch und Helvetikum scheint, ähnlich wie in der gefalteten Molasse, sehr ungünstig zu sein. Auch H. REICH (1960) berichtet bei der Sprengung im Arzbachtal (1958) und des hier nochmals ausgewerteten E-Profiles von Eschenlohe von unsicheren ersten Einsätzen bereits ab 20 km Schußpunktentfernung.

Geschwindigkeiten im Deckgebirge

Auf Grund der erhaltenen Laufzeitkurven kann im Alpenvorland mit einem Dreischichtenproblem gerechnet werden: Tertiär + möglicherweise Kreide, Jura + Keuper, möglicherweise Muschelkalk + Paläozoikum + Kristallin (Gneis — Granit). Da jedoch die Malmoberfläche nur über einen sehr schmalen Bereich der ungefalteten Molasse verfolgt werden kann und so eine durchgehende Kartierung dieser Grenzfläche im Rahmen dieser Messungen nicht möglich ist, wurden für das gesamte Deckgebirge Durchschnittsgeschwindigkeiten gewählt und somit die Auswertung auf ein Zweischichtenproblem zurückgeführt.

Es ist erforderlich, sich zunächst Klarheit über die Geschwindigkeitsverhältnisse im Deckgebirge zu verschaffen. Die übliche Methode, die Deckgebirgsgeschwindigkeit aus dem Ast der Laufzeitkurve, der durch den Nullpunkt im Laufzeitdiagramm geht, zu entnehmen, führt hier zu keinem Ergebnis, da das Deckgebirge nicht als eine geschlossene homogene Einheit angesehen werden darf. Außerdem läßt sich dieser Ast der Laufzeitkurve — wie oben beschrieben — nur bis etwa 30 km Entfernung verfolgen

und liefert daher nur für diesen Bereich eine Aussage. Für größere Entfernungen lassen sich aus den Messungen keine Angaben gewinnen. Man muß daher versuchen, die Geschwindigkeit im Deckgebirge aus anderen Messungen abzuleiten.

Der untersuchte Bereich umfaßt im wesentlichen das Gebiet zwischen Donau und Inn. Folgende zonale Aufgliederung der Deckgebirgsgeschwindigkeit liegt nahe: 1. Kalkalpen, 2. Flysch, Helvetikum und gefaltete Molasse, 3. ungefaltete Molasse.

1. Nördliche Kalkalpen

Die erste Zone ist der Bereich der nördlichen Kalkalpen. Aus der Messung der Geschwindigkeit zwischen Schußpunkt und einer Registrierstation auf Hauptdolomit bei der Sprengung im Arzbachtal findet H. REICH (1960) eine Geschwindigkeit von über 6,0 km/sec, bei der Sprengung bei Tölz diskutiert er (1958) Geschwindigkeiten im Hauptdolomit von 5,6 — 6,8 km/sec, während er für Raibler Schichten, Wettersteinkalk und Muschelkalk Geschwindigkeiten von über 4,0 km/sec erhält. Den Hauptanteil der nördlichen Kalkalpen bilden der Hauptdolomit und der Wettersteinkalk, beide können bis zu je 800 m mächtig werden. Die ersten Einsätze auf dem S-Profil von Eschenlohe liegen annähernd auf einer Geraden, deren Neigung einer Geschwindigkeit von 5,9 km/sec entspricht. Infolge der geringen intercept time von etwa 0,25 sec muß man sie diesen Serien zuordnen. Über den Aufbau des tieferen Deckgebirges auf dem S-Profil läßt sich auf Grund der vorliegenden Messungen nichts aussagen. Allerdings ist es unwahrscheinlich, daß die Schichten mit der hohen Geschwindigkeit von 5,9 km/sec bis in 5 bis 6 km Tiefe reichen; denn dann wäre das Auftreten der zweiten Einsätze mit etwa der gleichen Geschwindigkeit von 5,9 km/sec unverständlich.

Als Durchschnittsgeschwindigkeit, die in diesem Bereich nur sehr grob abgeschätzt werden kann, wurde 5,0 km/sec angenommen. Ein Kriterium dafür, daß diese Geschwindigkeit von den wahren Verhältnissen nicht allzusehr abweichen dürfte, bildet die Tatsache, daß bei der getrennten Auswertung der Alpenvorlandprofile und der Alpenprofile für das Grundgebirge etwa die gleiche Tiefe im Schußpunktsbereich gefunden wurde.

2. Flysch, Helvetikum und gefaltete Molasse

Über die Geschwindigkeiten in Flysch und Helvetikum ist recht wenig bekannt. H. REICH (1960) findet bei der Auswertung der Sprengung im Arzbachtal bei Lenggries (Isar) 1958 für die Stationen im Flysch eine durchschnittliche Geschwindigkeit von 4,4 km/sec. Der Versuch, aus den Kurzprofilen der Abrißstation im Bruch Eschenlohe einen Anhaltspunkt über die Geschwindigkeit im Helvetikum zu erhalten, schlug fehl. Verschiedene Nahstationen in einigen Kilometern Entfernung vom Bruch liefern jedoch übereinstimmende Ergebnisse. Es wurde hier jeweils der erste Einsatz ausgewertet und damit unter Vernachlässigung der intercept time die Geschwindigkeit der direkten Welle bestimmt. Daraus ergibt sich im Mittel eine Geschwindigkeit von 4,57 km/sec. Diese kann wohl näherungsweise als mittlere Geschwindigkeit für den Flysch angesehen werden. — Für das Helvetikum liegen keine Geschwindigkeitswerte vor.

Die gefaltete Molasse ist durch die Prospektionsseismik untersucht worden. Für die Auswertung der Messungen dieses Raumes verwenden G. CLASEN und G. DOHR (1957) eine Durchschnittsgeschwindigkeit von 4,5 km/sec.

Auf Grund der fast gleichen Ergebnisse für die Durchschnittsgeschwindigkeiten im Flysch und in der gefalteten Molasse wurden die drei Einheiten Flysch, Helvetikum und gefaltete Molasse zusammengefaßt und für sie die Durchschnittsgeschwindigkeit von 4,5 km/sec benutzt.

3. Ungefaltete Molasse

Der dritte Bereich, die ungefaltete Molasse, hat die größte Ausdehnung. Das Deckgebirge in dieser Zone wird aus tertiären und mesozoischen Sedimenten aufgebaut.

O. FÖRTSCH (1951) benutzt bei der Auswertung der Haslachsprengung für die Stationen in der ungefalteten Molasse 3,5 km/sec als Durchschnittsgeschwindigkeit für die Sedimente, während J. P. ROTHÉ und E. PETERSCHMITT (1950) die Geschwindigkeiten nach der Tiefe hin abstufen. H. REICH (1958) leitet aus dem Nordprofil der Tölzer Sprengung eine mittlere Sedimentgeschwindigkeit von 3,5 km/sec ab. In neuerer Zeit sind von H. JOHN (1956 und 1957) zwei ausführliche Arbeiten über die Geschwindigkeitsverteilung im Molassetrog erschienen, denen die Ergebnisse einer größeren Anzahl von Bohrungen zugrunde liegen. Mit Hilfe der vorliegenden Meßdaten hat H. JOHN zwei Karten entworfen: die erste ist ein sehr vereinfachter Tiefenlinienplan der Tertiär-Basis, die zweite gibt eine Übersicht über die zu erwartende Durchschnittsgeschwindigkeit im Tertiär. Diese nimmt von Süden nach Norden mit der Mächtigkeit des Tertiärs ab.

Unter dem Tertiär ist Malm mit einer Mächtigkeit von einigen hundert Metern vorhanden. Wie weit die germanische Ausbildung des Malms nach Süden reicht, ist unbekannt, doch werden diese schallharten Malmkalke nach Süden hin von der helvetischen Facies mit ebenfalls recht schallharten Kalkschichten abgelöst, so daß sich die Geschwindigkeit kaum ändern dürfte (E. VOLZ und R. WAGNER 1960). Für den Malm wurde in der Bohrung Scherstetten eine Durchschnittsgeschwindigkeit von 5,9 km/sec gemessen. H. REICH leitet aus einer Refraktionsmessung bei Saal/Donau (H. REICH 1951) für Malm eine Geschwindigkeit von 4,3 km/sec ab. Bei der Auswertung der Großsprengung Blaubeuren im Jahre 1948 (H. REICH 1953) rechnet er für Malm mit einer Geschwindigkeit von 4,5 km/sec, für Dogger und Lias mit 3,5 km/sec, für Keuper mit 3,0 km/sec. Aus den Ergebnissen der Bohrung Scherstetten folgt für Dogger und Trias eine Durchschnittsgeschwindigkeit von 3,5 km/sec. F. BREYER (1956) erhält aus Meßgebieten in Mittelfranken als Durchschnittsgeschwindigkeit im Muschelkalk und Keuper 4,1 km/sec, wobei im Keuper Geschwindigkeiten zwischen 2,7 und 2,8 km/sec, im Muschelkalk je nach Facies zwischen 3,6 und 5,2 km/sec gemessen wurden. Aus Meßgebieten in Württemberg findet er Geschwindigkeiten im Muschelkalk zwischen 4,2 und 5,4 km/sec.

Wie weit die einzelnen Serien unter der Molasse vorkommen und wie mächtig sie ausgebildet sind, ist unbekannt. Unter der Annahme einer Mächtigkeit von 500 m Malm und 200 m für das übrige Mesozoikum errechnet sich für das gesamte Mesozoikum eine Durchschnittsgeschwindigkeit von 4,9 km/sec, wenn man für Malm eine Geschwindigkeit von 5,9 km/sec und für die Sedimente unter dem Malm 3,5 km/sec als Mittelwert annimmt. Diese Werte wurden bei der Abschätzung der Durchschnittsgeschwindigkeit der gesamten Sedimente über dem Grundgebirge angesetzt. Unter Verwendung der Ergebnisse von H. JOHN für die Mächtigkeit und die Durchschnittsgeschwindigkeit für den Raum des gesamten Tertiärs und der soeben beschriebenen Annahmen für das Mesozoikum wurde für vier Punkte in der ungefalteten Molasse in unterschiedlicher Entfernung vom Alpenrand die Durchschnittsgeschwindigkeit berechnet:

Tabelle 2

Entfernung vom N-Rand der Alpen (km)	Mächtigkeit der Molasse nach JOHN (m)	Durchschnittsgeschwindigkeit der Molasse nach JOHN (m/sec)	Berechnete Durchschnittsgeschwindigkeit des Deckgebirges (m/sec)
55	3000	3500	3700
65	2500	3250	3520
85	1750	3000	3380
110	750	2500	3280

Für die Auswertung erschien eine kontinuierliche Änderung der Durchschnittsgeschwindigkeit im Bereich der ungefalteten Molasse von Süden nach Norden nicht zweckmäßig, da zu wenig detaillierte Kenntnisse über Bau und Geschwindigkeitsverhältnisse im Tertiär und in den liegenden Sedimenten vorliegen. Der Wert von 3,5 km/sec kann als Durchschnittsgeschwindigkeit des gesamten Deckgebirges über dem Grundgebirge in der ungefalteten Molasse angesehen werden.

Die Geschwindigkeit im Kristallin

Nachdem die Geschwindigkeitsverhältnisse im Deckgebirge erörtert worden sind, müssen zur Bestimmung des Verlaufes der gesuchten Grenzfläche Annahmen über die Geschwindigkeit im Grundgebirge gemacht werden, da keine entsprechende Laufzeitkurve eines Gegenschusses zur Verfügung steht. Der Gegenschußpunkt auf dem NNW-Profil bei Hilders ist so weit entfernt, daß Einsätze der Grundgebirgsoberfläche in den Registrierungen des Molassebereiches nicht mehr enthalten sind.

Ehe auf die Frage nach der Geschwindigkeitsverteilung eingegangen wird, soll kurz erörtert werden, welche Aussagen von Seiten der Geologie über den Bau des Grund-

gebirges im Raum zwischen Donau und Inn gemacht werden können. Im allgemeinen wird angenommen, daß das Verbindungsstück des variskischen Grundgebirgssockels zwischen Bayerischem Wald und Schwarzwald abgesunken und somit im Bereich der Alpenvorlandmolasse in größerer Tiefe zu suchen ist. Einige Bohrungen haben das Grundgebirge erreicht und bestätigen im wesentlichen diese Annahme. So vergleicht D. HOENES (1955) den erbohrten Gneis in der Bohrung Scherstetten mit cordieritführenden Paragneisen des Schwarzwaldes und stellt eine Verwandtschaft fest. Er folgert daraus, daß der Gneis mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit in das Moldanubikum des variskischen Gebirgssystems zu stellen ist. Aus diesen Kenntnissen folgt, daß im Bereich zwischen Donau und Alpenrand vorwiegend mit Gneisen und Graniten zu rechnen ist. Basische Gesteinskörper mit höherer Geschwindigkeit sind hier kaum zu erwarten. Die magnetischen Messungen von Burmeister (H. REICH 1949) und von G. ANGENHEISTER (1962) ergeben keine größere Anomalie zwischen Donau und Alpenrand. Allerdings muß die Frage offenbleiben, ob entweder Granite oder Gneise vorherrschen. Aus den seismischen Messungen läßt sich eine feinere Aufgliederung in Granite und Gneise nicht herleiten.

Über die Frage der Geschwindigkeit in Gneisen und Graniten ist viel diskutiert worden. J. P. ROTHÉ und E. PETERSCHMITT geben in der Veröffentlichung über die Auswertung der Haslach-Sprengung (1950) eine Zusammenstellung der bis 1950 in der Literatur angeführten Geschwindigkeitswerte. Ferner werden von H. REICH (1949, 1958, 1960) eine ganze Reihe von Werten veröffentlicht, die zwischen 5,4 und 5,6 km/sec liegen. Auch F. BREYER (1956) gibt in seiner Arbeit in der Mehrzahl niedrige Werte von 5,2 bis 5,6 km/sec an. Ausführlich diskutiert P. GIESE (1963) dieses Problem: Man muß im Grundgebirge mit einem Geschwindigkeitsgradienten rechnen, der bedingt, daß die mittlere Geschwindigkeit im Grundgebirge mit zunehmender Profillänge steigt. Die Schwankung der Geschwindigkeitswerte für das Grundgebirge, die man aus Beobachtungen von Sprengungen erhält, kann, abgesehen von kleineren Gesteinsunterschieden, wohl größtenteils auf diese Zunahme zurückgeführt werden. F. BREYER erhält seine Werte ausschließlich aus Beobachtungen über nur wenige Kilometer lange Refraktionsprofile. Die Strahlen tauchen bei Profillängen von 2 bis 3 km noch nicht sehr tief in die Gneis-Granit-Zone ein; daher ergeben sich hier relativ niedrige Geschwindigkeiten. Die Profile, die H. REICH am Alpenrand zur Verfügung standen, sind im Mittel 20 bis 30 km lang. Ist das Deckgebirge 5 bis 6 km mächtig, so müssen etwa 15 km Profillänge in Abzug gebracht werden für die horizontale Projektion des Strahlenweges im Deckgebirge, wenn man die tatsächliche Länge des Weges berechnen will, den die Welle im Grundgebirge durchlaufen hat. Dementsprechend müssen auch diese nur 20 bis 30 km langen Profile bei einem so mächtigen Deckgebirge als kurz bezeichnet werden.

Bei den Profilen, die von Eschenlohe ins Alpenvorland führen, ließen sich Einsätze vom Grundgebirge bis in etwa 100 km Entfernung verfolgen. Infolgedessen haben die in das obere Kristallin eintauchenden Strahlen eine tiefere Zone mit höherer Geschwindigkeit erreicht. Aus den Neigungen der Laufzeitkurven ergeben sich auch dem-

entsprechend höhere Geschwindigkeiten, als sie von F. BREYER und H. REICH gefunden wurden. Diese höhere Geschwindigkeit von 5,8 bis 6,0 km/sec kann nicht allein als Scheingeschwindigkeit eines ansteigenden Grundgebirges gedeutet werden, sondern muß als wahre höhere Schichtgeschwindigkeit aufgefaßt werden.

Infolge der Geschwindigkeitszunahme im oberen Bereich des Grundgebirges werden die seismischen Strahlen nicht direkt an der geologischen Grenze Sediment—Kristallin geführt; sie verlaufen vielmehr auf gekrümmten Bahnen im Kristallin. Die Krümmung ist aber so gering, daß man die Wellenstrahlen praktisch als Gerade ansehen kann. Außerdem werden durch die wechselnde Mächtigkeit des Deckgebirges Krümmungen der Laufzeitkurve bedingt, die hier einen stärkeren Effekt hervorrufen als die allmähliche Geschwindigkeitszunahme.

Wenn auch die Strahlen fast geradlinig sind, so muß doch die Frage erörtert werden, ob die seismisch bestimmte Grenzfläche mit der Grenze Deckgebirge—Grundgebirge zusammenfällt. Der Bereich der Geschwindigkeitszunahme im obersten Kristallin kann gewissermaßen als Zwischenschicht von geringer Mächtigkeit aufgefaßt werden, die überschossen wird. Da man die Laufzeiten der Welle benutzt, die mit zunehmender Entfernung immer tiefer in das Kristallin eintaucht, erhält man Tiefen, die etwas größer sind als die der tatsächlichen Kristallin-Oberfläche. Um einen Anhaltspunkt für die Größenordnung dieses „Fehlers“ zu gewinnen, wurde als Modell eine Zwischenschicht von 1000 m Mächtigkeit mit der konstanten Geschwindigkeit von 5,6 km/sec angenommen (Geschwindigkeit im Hangenden: 3,5 km/sec, im Liegenden: 5,9 km/sec). Mit den angegebenen Zahlenwerten, welche die tatsächlichen Verhältnisse in dem Untersuchungsgebiet in erster Näherung wiedergeben, ergibt sich, daß die „virtuelle“ Grenzfläche etwa 200 m unter der geologischen Grenze Deckgebirge—Kristallin liegt. Es ist also bei allen Tiefenbestimmungen, die bei der Auswertung gegeben werden, damit zu rechnen, daß die geologische Kristallinoberfläche 100 bis 500 m höher als die seismisch ermittelte Grenzfläche liegt. Da aber die Geschwindigkeit im Grundgebirge so gewählt werden mußte, daß sie den von der Geologie her gegebenen Randbedingungen, d. h. bekannten oder abschätzbaren Mächtigkeiten des Deckgebirges, genüge, ist dieser systematische Tiefenfehler größtenteils wieder rückgängig gemacht worden. Im folgenden wird nur die seismisch ermittelte „virtuelle“ Grenzfläche kartiert und diskutiert.

Die Oberfläche des Grundgebirges

Konstruktion

Es hieße die geologischen Verhältnisse im Alpenvorland zu sehr vereinfachen, wenn man durch die Punktfolge der Einsätze von der Welle, die vom Kristallin geführt wurde, eine mittlere Gerade legen und so nur eine extrapolierte Tiefe und Neigung des gesuchten Grenzhorizontes unter dem Schußpunkt erhalten würde. Daher wurde analog nach dem Vorbild von O. FÖRTSCH (1951) eine punktweise Auswertung vorgenommen. Dabei wurde die Methode der Wellenfronten verwendet (H. R. THORN-

BURGH 1930, G. V. RIZNICHENKO 1946, P. GIESE 1963), die in etwas abgeänderter Form auch für Beobachtungen in nur einer Richtung angewandt werden kann. Im letzteren Fall, der für das vorliegende Untersuchungsmaterial zutrifft, sind Tiefe und Neigung des gesuchten Grenzhorizontes unbekannt. Auf Grund der Laufzeitkurven, die dem Grundgebirge zugeordnet werden, wurden daher für jedes Profil drei Modelle der Grundgebirgsoberfläche konstruiert (Abb. 4 und 5) mit den Refraktionsgeschwindigkeiten 5,8 ... 5,9 ... 6,0 km/sec. Auf Grund der gegebenen geologischen Randbedingungen ist der Horizont mit der Geschwindigkeit 5,9 km/sec der geologisch wahrscheinlichste, daher wurde er durch einen stärkeren Linienzug in den Abbildungen gekennzeichnet. Die oben beschriebene Einteilung des Deckgebirges von Süden nach Norden in drei Geschwindigkeitszonen fand in jedem Profil Berücksichtigung. Der Übergang von einer Zone zur anderen wurde innerhalb eines Bereiches von 5 km in kleinen Geschwindigkeitssprüngen vollzogen. Der Ausgangspunkt für die Konstruktion der Grenzfläche wurde, mit Ausnahme des N-Profiles, mit Hilfe der reflektierten Welle gefunden, da der Anfang der Laufzeitkurve als Reflexion gedeutet werden muß.

Tiefe des Grundgebirges unter dem Schußpunkt

Die Tiefe des Grundgebirges unter dem Schußpunkt mußte durch Extrapolation gefunden werden. Da aber die Profile um den Steinbruch fast sternförmig angeordnet sind, ergibt sich für die Mächtigkeit des Deckgebirges bei Eschenlohe ein gutbelegter Wert von 5,7 km. H. J. LIEBSCHER (1961) findet im Meßgebiet Murnau Reflexionen, die er der Grundgebirgsoberfläche zuordnet, und erhält auch etwa eine Tiefe von 5,7 km.

Gravimetrische und magnetische Ergebnisse im Alpenvorland und Vergleich mit den seismischen Ergebnissen

Zunächst sollen die Befunde, die aus vorliegenden gravimetrischen und magnetischen Messungen bekannt sind, dargelegt werden. Aus der Schwerekarte, die nach den Ergebnissen der gravimetrischen Reichsvermessung entworfen worden ist, geht hervor, daß zwischen Donau und Inn allgemein die Bouguer'sche Schwere von Norden nach Süden zum Alpenrand hin abnimmt. In der Karte der Restschwere von H. CLOSS und A. HAHN (1957), in der die lokalen Anomalien deutlicher hervortreten, fallen besonders das Augsburger Hoch, das Landshut-Neuöttinger Hoch und ein Schwereminimum östlich von München auf. Diese Anomalien sind wahrscheinlich nicht allein durch die Hoch- und Tieflagen des Grundgebirges bedingt (H. J. LIEBSCHER 1963), denn die sich aus den seismischen Messungen ergebenden Aufwölbungen stimmen nur ungefähr, aber nicht genau, mit den Schwereanomalien überein. Die Achse des Landshut-Neuöttinger Schwerehochs verläuft etwa 20 km südwestlich zu der aus den seismischen und anderen Messungen ermittelten Hochlage des Grundgebirges. Das Augsburger Schwerehoch liegt etwa 30 km weiter östlich als die Grundgebirgsschwelle der Westmolasse. Das Minimum erscheint in der Schwerekarte ebenfalls östlicher als die Ein-

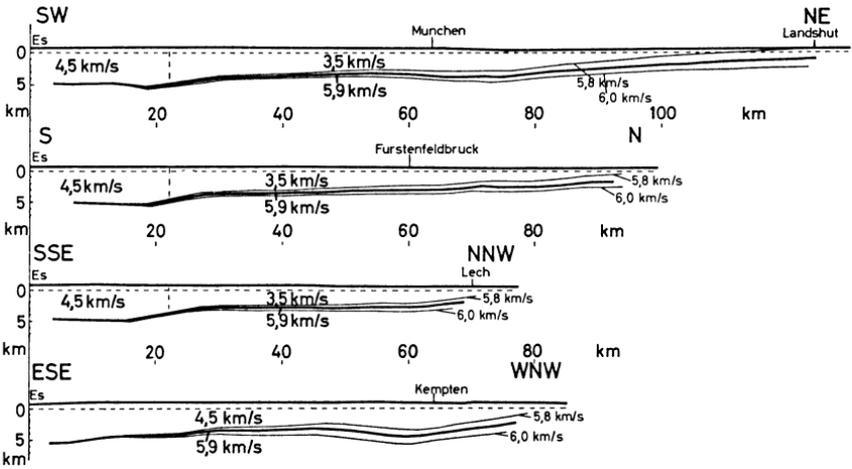


Abb. 4: Oberfläche des Grundgebirges in Profilschnitten, Alpenvorlandprofile, konstruiert nach dem Wellenfrontverfahren nach Refraktionsbeobachtungen der Steinbruchsprengungen bei Eschenlohe (Es).

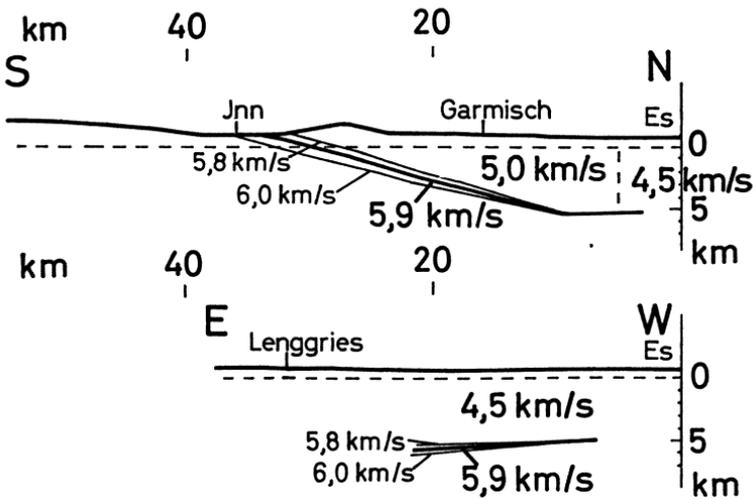


Abb. 5: Grenze zwischen nicht-metamorphem und metamorphem Bereich in Profilschnitten, Alpenprofile, konstruiert nach dem Wellenfrontverfahren nach Refraktionsbeobachtungen der Steinbruchsprengungen bei Eschenlohe (Es).

muldung der Oberfläche des Grundgebirges auf dem entworfenen Tiefenlinienplan. Es muß daher auch der tiefere Untergrund noch einen Beitrag zu den Schwereanomalien liefern. Schließlich erscheint am Alpenrand östlich von Kempten noch ein kleines Schwerehoch, dessen Lage mit dem seismischen Ergebnis auf dem WNW-Profil in Verbindung gebracht werden kann.

An magnetischen Messungen liegen eine großräumige Vermessung von D. C. BARTON (1934) und eine Karte der magnetischen Störungen in Süddeutschland nach der Reichtsaufnahme 1935 von R. BOCK, F. BURMEISTER und H. REICH (H. REICH 1949) vor. Sie zeigen, daß im Bereich der schwäbisch-bayerischen Hochebene keine größeren Anomalien vorkommen. Ferner wurden in den letzten Jahren einige magnetische Profile im Nordteil der Molasse und den angrenzenden Gebieten vermessen (G. ANGENHEISTER 1962). Die Untersuchungen sind noch nicht abgeschlossen: Nach den bisher vorliegenden Ergebnissen deuten sich weder der Anstieg des Grundgebirges unter der Molasse von Süden nach Norden noch das Landshut-Neuöttinger Schwerehoch an. Aus der magnetischen Untersuchung folgt, daß keine größeren basischen Gesteinskörper unmittelbar unter den Sedimenten zu erwarten sind, mit Ausnahme des Nordrandes der Molasse unmittelbar südlich des Schwäbisch-Fränkischen Juras.

Das NE- und das NNW-Profil führen beide über ein Schwerehoch, doch konnte das Grundgebirge auf keinem der seismischen Profile über das Schwerehoch hinweg verfolgt werden. Es wurde jeweils nur die südwestliche bzw. die südöstliche Flanke erreicht, so daß über die Hochgebiete selbst keine Aussagen möglich sind. Das Profil Böhmischesbruck—Eschenlohe überquert das nordwestliche Ende des Landshut-Neuöttinger Hochs. Eine Aufwölbung ist erkennbar. Im Bereich des östlich von München liegenden Schwereminimums zeichnet sich deutlich eine Einmuldung des seismisch kartierten Horizontes auf dem NE-Profil ab. Auf dem WNW-Profil ergibt sich im Bereich zwischen Füssen und Kempten die oben erwähnte Aufwölbung. Auf dem kurzen E-Profil wurde ein ähnliches Ergebnis gefunden wie von H. REICH (1960): das Grundgebirge liegt hier in 5 bis 6 km Tiefe.

Diskussion anderer schallharter Horizonte mit hoher Schichtgeschwindigkeit

Es ist zum Abschluß noch die Frage zu erörtern, welche Gründe dafür sprechen, die ersten Einsätze zwischen 25 bis 30 und 75 bis 110 km Entfernung vom Schußpunkt einer Welle zuzuordnen, die im oberen Bereich des Kristallins gelaufen ist. Zur Diskussion stehen außerdem die Kalke des Malmes und des Muschelkalkes.

1. Malm. Die Geschwindigkeiten im Malm hängen stark von der Ausbildung der Kalke ab; sie können zwischen 4,0 und 5,9 km/sec schwanken, wie folgende Tabelle zeigt:

Scherstetten	5,9 km/sec
Blaubeuren (H. REICH 1953)	4,0 und 5,0 km/sec
Ries (H. REICH 1949)	4,0 bis 4,5 km/sec
Saal/Donau (H. REICH 1951)	4,3 km/sec

Eine durchgehende Schicht mit einheitlich hoher Geschwindigkeit im Malm ist also anscheinend nicht vorhanden. Außerdem ist es unwahrscheinlich, daß eine 500 m mächtige Schicht Energie über 100 km leitet. Gegen die Deutung des konstruierten Horizontes als Malmoberfläche sprechen auch die vorliegenden Bohrergebnisse, denn in den Bohrungen ist der Malm durchschnittlich über 1000 m höher angetroffen worden, als die konstruierte Oberfläche an den betreffenden Stellen im Profil verläuft. In der Nähe des NE-Profiles liegen die Bohrungen Isen 1 und Moosburg (H. JOHN 1957). Projiziert man diese auf die Profillinie, so folgt, daß die Tertiär-Basis bei ersterer 1000 m, bei letzterer 1400 m über der konstruierten Fläche liegt. Allerdings folgt hier zunächst Kreide, doch erscheinen derartig mächtige Kreideserien in diesem Bereich unwahrscheinlich. Auf dem N-Profil liegt die Bohrung Unterbrunn 1 (H. JOHN 1957) fast unmittelbar auf der Profillinie: sie hat in 2670 m Tiefe unter NN Malm angetroffen, während die Konstruktion des virtuellen Kristallin-Horizontes an dieser Stelle eine Tiefe von 4000 m unter NN ergibt. Für das NNW-Profil kann die Bohrung Scherstetten zur Orientierung dienen, allerdings muß man hier mit Schlußfolgerungen vorsichtig sein. Das gleiche gilt für das WNW-Profil, wo für den Bereich, der innerhalb dieser Messung erfaßt wurde, nur die Bohrung Opfenbach 1 (H. BOIGK 1962) zum Vergleich herangezogen werden konnte. Hier ist man in 3657 m Tiefe unter NN auf Malm gestoßen, während die konstruierte Fläche in dem geologisch vergleichbaren Bereich eine Tiefe von 4700 m unter NN zeigt. In den Bereichen, in denen Bohrergebnisse zur Verfügung stehen, dürfte die gewählte Durchschnittsgeschwindigkeit von der örtlichen Durchschnittsgeschwindigkeit nur wenig abweichen, so daß der Vergleich zwischen Bohrergebnis und Konstruktion nur geringe Mächtigkeitsunterschiede ergeben dürfte.

2. Muschelkalk. Soweit bisher bekannt, ist Muschelkalk nur im Westen des betrachteten Gebietes zu erwarten. Es ist anzunehmen, daß diese Serien nicht mehr als 200 m mächtig sind. In den Meßgebieten in Franken und Württemberg wurden Geschwindigkeiten bis zu 5,4 km/sec gemessen (F. BREYER 1956). Es sind nun zwei Fälle zu unterscheiden: 1. Der Muschelkalk liegt direkt auf dem Varistikum. 2. Zwischen Muschelkalk und Grundgebirge liegen noch möglicherweise Buntsandstein und Perm. Liegt der Muschelkalk direkt auf Kristallin, so ist er im Rahmen dieser großräumigen Untersuchungen, die sich auf einen Schußpunkt gründen, nicht vom Kristallin zu trennen. Wenn Sedimente mit Geschwindigkeiten zwischen 4,5 und 5,5 km/sec unmittelbar auf dem Grundgebirge liegen, so tritt an der Grenze Sediment—Kristallin kein großer Geschwindigkeitssprung auf. Wie ausgeführt worden ist, weist das Kristallin selbst einen Geschwindigkeitsgradienten auf, so daß man von der Vorstellung einer geführten Welle abgehen muß. Wenn auch in bezug auf die Geschwindigkeit kein prinzipieller Unterschied zwischen Kalken und Gneis-Granit zu bestehen braucht, so bedingt doch die generelle Geschwindigkeitszunahme mit der Tiefe, daß sich die Energie der betrachteten Welle in horizontaler Richtung im wesentlichen im Kristallin ausbreitet, auch dann, wenn es unmittelbar von Kalken überlagert wird. Wie auch die

Fehlerabschätzung ergibt, sind 200 m Mächtigkeit ohne Bedeutung, da die erreichbare Genauigkeit geringer ist.

Folgen unter dem Muschelkalk noch ältere Sedimente, so ist als wahrscheinlich anzunehmen, daß die betrachteten Einsätze nicht vom Muschelkalk stammen, da die früher gemessenen Geschwindigkeitswerte im Höchstfall 5,4 km/sec erreicht haben. Eine Geschwindigkeit von 5,9 km/sec dürfte daher der Muschelkalk selbst in einer Tiefe von 4000 m nicht erreichen.

Das S-Profil

Während für den Bereich außerhalb der Alpen damit gerechnet werden kann, daß unter den Sedimenten das Grundgebirge variskischen Alters ist, bedarf die Deutung des S-Profiles der Diskussion. Die seismische Grenzfläche steigt etwa im Bereich von Garmisch nach Süden auf und erreicht im Inntal die Erdoberfläche, also an der Stelle, an der die kristallinen Schiefer der nördlichen Grauwackenzone anstehen. Die seismisch gefundene, vom Alpenrand nach Süden aufsteigende Diskontinuität kann als Grenze zwischen nicht-metamorphen und metamorphen Serien aufgefaßt werden. Dabei kann längs der seismisch ermittelten Grenzfläche das Alter der metamorphen Schichten durchaus verschieden sein. Gneise und kristalline Schiefer verschiedenen Alters brauchen sich in ihren Geschwindigkeitswerten nicht zu unterscheiden. Es ist also keine stratigraphische Grenze, sondern eine petrographische (metamorph/nichtmetamorph).

Tiefenlinienplan

Die Ergebnisse der einzelnen Profile wurden in einem Tiefenlinienplan zusammengefaßt (Abb. 6). Am Alpenrand wurden die Ergebnisse von H. REICH mit herangezogen; im nördlichen Teil der Molasse wurde der Plan durch die Ergebnisse des Profiles Böhmischbruck—Eschenlohe und durch die Daten der Bohrungen Scherstetten und Heimertingen und der Bohrungen Balzhausen 1 und Gablingen 4 (H. PORTH 1963) ergänzt. Desgleichen fanden die Ergebnisse des Profiles Saal/Donau—Ingolstadt (H. REICH 1951) und die der Großsprengung Blaubeuren Verwendung. Vom Raum des WNW-Profiles sind kürzlich die Ergebnisse der Bohrung Gaisbeuren 2 (H. БОГК 1962) veröffentlicht worden, die in 2537 m Tiefe Kristallin antraf.

Über das Kristallin unter dem Jura geben die Bohrungen Albershausen und Upflamör Auskunft. Es liegt hier etwa 1000 m tief. Einige weitere Bohrungen, die das Kristallin erreicht haben, liegen in der Ostmolasse: Für Thanndorf 1 (H. БОГК 1962) wird als Endteufe der Bohrung im Kristallin 1019 m angegeben; die übrigen liegen südlich von Passau (Bayer. Geolog. Landesamt 1954). Diese Bohrungen wurden in die Karte als Kreuze eingezeichnet. Außerdem konnten noch Daten einiger anderer Bohrungen verwendet werden.

Auf Grund des zusätzlichen Materials war es möglich, den Tiefenlinienplan auch in dem Bereich zu zeichnen, der durch die Beobachtungen der Sprengungen in Eschen-

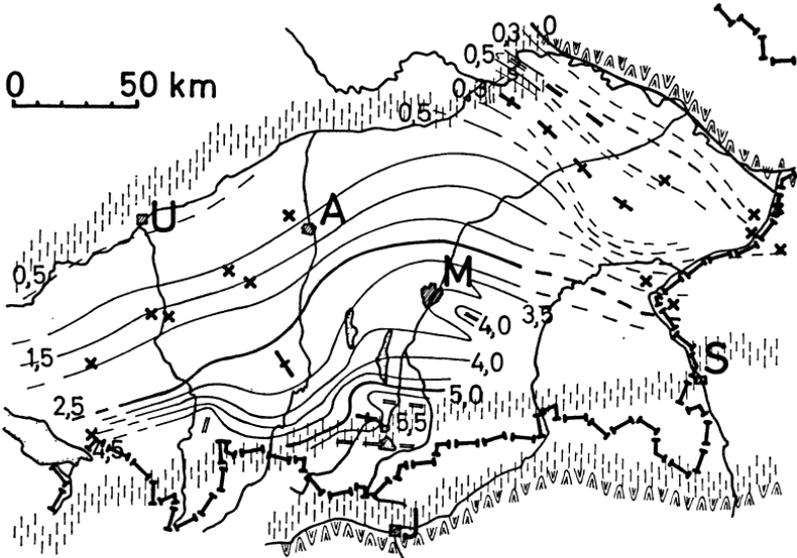


Abb. 6: Tiefenlinienplan der Oberfläche des Grundgebirges, gewonnen aus den Ergebnissen der Auswertungen der Refraktionsbeobachtungen der Sprengungen bei Eschenlohe und anderer Sprengungen und den Ergebnissen veröffentlichter Bohrungen.

Zeichenerklärung:

-  Grenze des Kristallins
 -  Grenze der mesozoischen Sedimente
 - U Ulm A Augsburg M München S Salzburg J Innsbruck
 - x Bohrungen, die das Kristallin erreicht haben
 - + Hochlagen des Grundgebirges
 - = Tieflagen des Grundgebirges
 - Tiefenlinien
 - - Tiefenlinien, vermutet
- Die Zahlen geben die Teufe in km unter NN an.

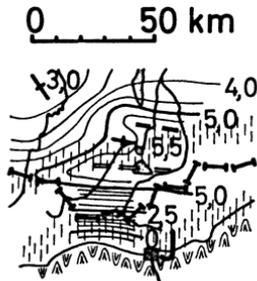


Abb. 7: Tiefenlinienplan der Oberfläche des metamorphen Bereiches am Alpenrand, gewonnen aus den Ergebnissen der Auswertungen der Refraktionsbeobachtungen der Sprengungen bei Eschenlohe. Zeichenerklärung wie in Abb. 6.

lohe nicht mehr erfaßt wurde. Bei den Profilen von Eschenlohe wurde, wie bereits erwähnt, die Grenzfläche gewählt, die sich aus der Geschwindigkeit 5,9 km/sec ergab. Über den Bereich der Ostmolasse kann im Rahmen dieser Messungen nichts ausgesagt werden, die Aussagen im Bereich der Westmolasse zwischen NNW- und WNW-Profil stützen sich besonders auf die Bohrungen Heimertingen und Scherstetten. Es sei hier nochmals betont, daß eine seismische Grenzfläche kartiert wurde. Bemerkenswert ist der Abfall der Oberfläche des Grundgebirges nach Osten südlich der Linie Augsburg—München, der anscheinend parallel geht mit beginnenden Kreideablagerungen im Osten, die im Westen fehlen.

Das Ergebnis des S-Profiles wurde nicht in den Tiefenlinienplan einbezogen; es wird gesondert in Abbildung 7 wiedergegeben.

Danksagungen

Mein besonderer Dank gebührt Herrn Prof. Dr. G. ANGENHEISTER, der mir die Arbeit übertrug, mich unterstützt hat und an dessen Institut ich die Arbeit ausführen konnte.

Ferner danke ich Herrn Privatdozenten Dr. O. FÖRTSCH und insbesondere Herrn Dr. P. GIESE, die mich bei der Durchführung der Arbeit beraten haben.

Es sei noch besonders auf die Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft hingewiesen, die durch die Bewilligung der erforderlichen Mittel diese Untersuchungen ermöglichte.

Literatur

- ANGENHEISTER, G.: Vermessung des erdmagnetischen Feldes längs Profilen im nördlichen Alpenvorland und in den Alpen (ΔZ , ΔT), 1958—1962, Teil I; Geophysikalisches Observatorium Fürstfeldbruck der Ludwig-Maximilians-Universität München, Serie B, Nr. 3, München 1963.
- BARTON, D. C.: The Munich Tertiary Basin of Southern Bavaria; The Oil weekly, Febr. 12, 1934.
- BAYER. GEOLOG. LANDESAMT: Geologische Karte von Bayern 1:500000 mit Erläuterungen; München 1954.
- BAYER. GEOLOG. LANDESAMT: Geologische Übersichtskarte der Süddeutschen Molasse 1:300000 mit Erläuterungen; München 1954.
- BIRCH, F.: Interpretation of the Seismic Structure of the Crust in the Light of Experimental Studies of Wave Velocities in Rocks; Contributions in Geophysics in Honor of B. Gutenberg, 1958, Kap. 12, S. 158—170, International Series of Monographies on Earth Sciences, Vol. 1, Pergamon Press.
- BORGK, H.: Die westdeutsche Erdöl- und Erdgasexploration 1961; Erdöl und Kohle 15, 1962, S. 245—254.
- BREYER, F.: Ergebnisse seismischer Messungen auf der Süddeutschen Großscholle besonders im Hinblick auf die Oberfläche des Varistikums; Z. dt. geol. Ges. 108, 1956, S. 20—36.

- BREYER, F., und G. DOHR: Betrachtungen über den Bau der gefalteten Molasse im westlichen Bayern mit Beziehung auf das Molasse-Vorland und die angrenzenden Teile der Alpen auf Grund geophysikalischer Untersuchungen; Erdöl und Kohle 12, 1959, S. 315—323.
- CLASEN, G., und G. DOHR: Reflexionsseismische Messungen in der gefalteten Molasse Oberbayerns; Z. dt. geol. Ges. 109, 1957, S. 612—623.
- CLOSS, H., A. HAHN, A. SCHLEUSENER: Bemerkungen zur Karte der Schwerestörungen des deutschen Alpenvorlandes; Geol. Jb. 72, 1957, S. 503—528.
- FÖRTSCH, O.: Analyse der seismischen Registrierung der Großsprengung bei Haslach im Schwarzwald am 28. 4. 1948; Jb. f. Bodenforschung 66, 1951, S. 65—80.
- GANSS, O.: Das süddeutsche Molassebecken — ein Überblick; Z. dt. geol. Ges. 105, 1953, S. 303.
- GANSS, O., und P. SCHMIDT-THOMÉ: Die gefaltete Molasse am Alpenrand zwischen Bodensee und Salzach; Z. dt. geol. Ges. 105, 1953, S. 402—495.
- GIESE, P.: Bericht über die seismischen Messungen auf der Zunge des Gepatschferners im Jahre 1960; unveröffentlicht, München 1962, Institut f. Angewandte Geophysik.
- GIESE, P.: Die Geschwindigkeitsverteilung im obersten Bereich des Kristallins, abgeleitet aus Refraktionsbeobachtungen auf dem Profil Böhmischbruck—Eschenlohe; Z. f. Geophysik 29, 1963, S. 197—214.
- GIESE, P.: Some Results of Seismic Refraction Work at the Gepatsch Glacier in the Oetztal Alps; Extract of publication no. 61 of the I. A. S. H. Commission of Snow and Ice, S. 154—161.
- HARK, H. U.: Die westdeutsche Erdöl- und Erdgasexploration 1960; Erdöl und Kohle 14, 1961, S. 245—260.
- HOENES, D., K. LEMCKE, W. PALME, A. ROLL u. a.: Die Erdölaufschlußbohrung Scherstetten I südwestlich Augsburg; Geologica Bavaria, Nr. 24, München 1955.
- JOHN, H.: Das Geschwindigkeitsproblem im Bereich der Schwäbischen Vorlandsmolasse; Erdöl und Kohle 9, 1956, S. 290—299.
- JOHN, H.: Die Gliederung der deutschen Alpenvorlandsmolasse mit Hilfe seismischer Geschwindigkeiten; Erdöl und Kohle 10, 1957, S. 493—496.
- LEMCKE, K.: Ein jungpaläozoischer Trog unter dem Süddeutschen Molassebecken; Z. dt. geol. Ges. 113, 1961, S. 176—181.
- LEMCKE, K., und E. VOLZ: Zur Kenntnis des vortertiären Untergrundes im Bodenseegebiet; Bull. Ver. Schweizer. Petrol.-Geol. und -Ing., Vol. 27, Nr. 73, Febr. 1961, S. 9—14.
- LIEBSCHER, H. J.: Reflexionshorizonte der tieferen Erdkruste im bayerischen Alpenvorland, abgeleitet aus Ergebnissen der Reflexionsseismik; Z. f. Geophysik 28, 1962, S. 162—184.
- LIEBSCHER, H. J.: Deutungsversuche für die Struktur der tieferen Erdkruste nach reflexionsseismischen und gravimetrischen Messungen im deutschen Alpenvorland; Dissertation der Naturwiss. Fakultät der Universität München 1963.
- PORTH, H.: Die westdeutsche Erdöl- und Erdgasexploration im Jahre 1962; Erdöl und Kohle 16, 1963, S. 265—276.

- REICH, H.: Geophysikalische Probleme im bayerisch-schwäbischen Donaunraum; Erdöl und Kohle 2, 1949, S. 81.
- REICH, H.: Bericht über die seismischen Beobachtungen der Sprengung Saal/Donau; unveröffentlicht, München 1951, Institut f. Angew. Geophysik.
- REICH, H.: Über seismische Beobachtungen der PRAKLA von Reflexionen aus großen Tiefen bei den großen Steinbruchsprengungen in Blaubeuren am 4. 3. und 10. 5. 1952; Geol. Jb. 68, 1953, S. 225—240.
- REICH, H.: In Süddeutschland seismisch ermittelte tiefe Grenzflächen und ihre geologische Bedeutung; Geol. Rundschau 46, 1957, S. 1—17.
- REICH, H.: Seismische und geologische Ergebnisse der 2 t-Sprengung im Tiefbohrloch Tölz I am 11. 12. 1954; Geol. Jb. 75, 1958, S. 1—46.
- REICH, H.: Seismische Untersuchung des Flyschtroges bei Lenggries westlich und östlich der Isar; Nachr. d. Akad. d. Wiss. Göttingen II, Math. Phys. Klasse, 1960, Nr. 11.
- REICH, H.: Zur Frage der geologischen Deutung seismischer Grenzflächen in den Alpen; Geol. Rundschau 50, 1960, S. 465.
- RIZNICHENKO, G. V.: Geometrical Seismology of Stratified Media; Trans. (Trudy) Inst. Theoret. Geophysics Acad. Sci., UdSSR 2, 1946, issue 1.
- ROTHÉ, J. P., und E. PETERSCHMITT: Étude seismique des explosions d'Haslach; Ann. Inst. Physique du Globe, Univ. Strasbourg, Nouvelle Ser. 5, Part. 3, Geoph. 1950, S. 1—28.
- ROTHÉ, J. P.: Quelques Experiences sur la Structure de la Croute Terrestre en Europe Occidentale; Contributions in Geophysics in Honor of B. Gutenberg, 1958, Kap. 10, S. 135—151, International Series of Monographies on Earth Sciences, Vol. 1, Pergamon Press.
- SOROKIN, L. W.: Lehrbuch der geophys. Methoden zur Erkundung von Erdölvorkommen, S. 412ff.; VEB-Verlag Technik, Berlin 1953.
- THORNBURGH, H. R.: Wave Front Diagrams in Seismic Interpretation; Bull. Am. Assoc. Petroleum Geologists 14, 1930, Nr. 2.
- VOLZ, E.: Die Molassestrukturen Heimertingen und Lauben; Erdöl-Zeitschrift 3, 1956, Wien.
- VOLZ, E., und R. WAGNER: Die älteste Molasse in einigen Bohrungen Schwabens; Bull. Ver. Schweizer. Petrol.-Geol. und -Ing., Vol. 27, Nr. 72, Sept. 1960, S. 23—37.
- ZEIL, W.: Geologie der Alpenrandzone bei Murnau in Oberbayern; Geologica Bavaria, Nr. 20, München 1954.

Einige kritische Bemerkungen zu den Terrellaexperimenten von BLOCK

Von H. HÄNSEL, Potsdam¹⁾

Eingegangen am 21. September 1963

Zusammenfassung: Es werden die Ergebnisse von Terrellaexperimenten angegeben und eine neue Theorie zur Aufklärung dieser Versuche aufgestellt. Die angegebene Theorie erklärt zwanglos alle experimentellen Erscheinungen. Ebenfalls sind nach ihr sofort die Versuche von BIRKELAND, MALMFORS und BLOCK einschließlich ihrer bisher noch offenen Fragen deutbar. Die Leuchterscheinungen bei den BLOCKSchen Versuchen stimmen nur durch das speziell gewählte Elektrodensystem mit der natürlichen Polarlichtzone überein.

Summary: Results of model experiments on aurora are described and a new theory to explain these experiments is given. The theory strictly explain all results of our experiments and of the experiments performed by BIRKELAND, MALMFORS and BLOCK. The special system of electrodes only give the "auroral zones", the model experiments have not to do with the phenomena in nature.

Der Gedanke, durch Analogieexperimente Aufschluß über die Natur geophysikalischer Erscheinungen zu bekommen, geht auf BIRKELAND zurück [1], [2], [3]. Seinen und auch allen später durchgeführten geophysikalischen Analogieexperimenten [4] bis [16] ist die Tatsache gemeinsam, daß man mittels Ähnlichkeitsbetrachtungen versucht, die kosmischen Verhältnisse möglichst allumfassend auf Laboratoriumsverhältnisse zu transformieren, um so die Möglichkeit zu erhalten, bestimmte zur theoretischen Deutung der betreffenden geophysikalischen Erscheinungen angenommene physikalische Prozesse unmittelbar im Laboratorium erforschen und studieren zu können. Eine der größten Schwierigkeiten liegt hierbei in dem großen Transformationsfaktor der linearen Dimensionen (ca. 10^8), da man die Erde auf eine Größe von ca. 10 cm im Modell transformieren muß. Trotz der grundlegenden Bedeutung der hierfür benötigten Ähnlichkeitstransformationen sind über dieses Gebiet bisher keine speziellen Arbeiten erschienen. Man beschränkte sich ausschließlich auf die rein formale Übernahme derartiger Gesetzmäßigkeiten aus anderen Gebieten der Physik (z. B. durch Anwendung der Ähnlichkeitstransformation der Gasentladungsphysik) [17].

MALMFORS und BLOCK [13] bis [16] führten Analogieversuche zur experimentellen Bestätigung der ALFVÉNSchen Theorie [18] bis [21] durch. Bei wachsendem Magnetfeld des Erdmodells (Terrella) beschränken sich im Modellversuch die Leuchterscheinun-

¹⁾ Dr. H. HÄNSEL, Pädagogische Hochschule Potsdam.

gen immer mehr auf ringförmige Gebilde in Nähe der magnetischen Pole der Terrella. Diese ringförmigen Gebilde werden von BLOCK als Polarlichtzonen gedeutet, ihre Lage stimmt mit der Lage der Polarlichtzone in der Natur annähernd überein.

Trotz dieser guten Übereinstimmung zwischen Modellversuch und Naturereignis lassen sich gegen die Durchführung, Deutung und Auswertung der MALMFORS-BLOCKschen Experimente einige schwerwiegende Bedenken vorbringen, die es zumindest fraglich erscheinen lassen, ob das vorliegende Experiment im Aufbau und in der Durchführung den Bedingungen der Theorie entspricht und ob somit die aus ihm gezogenen Schlußfolgerungen möglich sind:

- a) Die von BLOCK durchgeführten Ähnlichkeitstransformationen widersprechen sich. Die Spannungstransformation und Transformation der magnetischen Feldstärke werden nach den Ähnlichkeitsgesetzen der Elektronenoptik durchgeführt, die Transformation aller übrigen Größen dagegen nach den Ähnlichkeitsgesetzen der Gasentladungsphysik, die bekanntlich nur für konstant gehaltene Stromstärke und Spannung Gültigkeit besitzen. Die Stromstärkentransformation findet keine Beachtung.
- b) Unter Annahme der Richtigkeit der durchgeführten Ähnlichkeitstransformation dürfte der erwartete Effekt erst bei Stärken des Magnetfeldes von 60 Millionen Gauß an den Polen der Terrella beobachtet werden. Im Experiment dagegen beträgt die magnetische Induktion an den Polen der Terrella weniger als 3000 Gauß.
- c) Im Gegensatz zu dem in der Theorie vorausgesetzten homogenen elektrischen Feldverlauf ist das im Experiment verwendete stark inhomogen.
- d) Das Arbeiten mit festen Elektroden widerspricht dem Naturvorgang. Die Elektroden befinden sich innerhalb der verbotenen Zone, ihre Anordnung widerspricht also der Theorie.
- e) Eine ebene, in der Äquatorebene der Terrella liegende Platte müßte die Entladung zum Verlöschen bringen, falls das Experiment wirklich den von ALFVÉN in seiner Theorie angenommenen Entladungsmechanismus beweist. Der durchgeführte Versuch widerspricht diesem aber, die von BLOCK für diesen Effekt gegebene Erklärung ist unseres Erachtens unhaltbar.
- f) Die teilweise Benutzung der STÖRMERSchen Einpartikeltheorie zur Deutung einer Entladungserscheinung ist nicht möglich.

Zur Beseitigung des in a) genannten Widerspruches wurde von uns eine allgemeinere Ähnlichkeitstransformation hergeleitet, ihre Zweckmäßigkeit am vorliegenden experimentellen Material der Gasentladungsphysik nachgeprüft und durch ihre Anpassung an geophysikalische Probleme das von ALFVÉN vertretene Transformationsschema [17] erweitert. Bei ihrer Anwendung auf die BLOCKSchen Versuche bleibt der aufgezeigte Widerspruch größenordnungsmäßig erhalten. Zur Abschätzung der durch den nicht

homogenen elektrischen Feldverlauf im Experiment bedingten Abweichungen der Versuchsergebnisse vom theoretisch zu erwartenden Wert wurde eine Näherungslösung für den im Versuch wirklich vorliegenden Potential- und Feldverlauf hergeleitet. Auch dieser Feldverlauf führt in der ALFVÉNSchen Theorie auf fast die gleiche Randkurve der verbotenen Zone in der magnetischen Äquatorialebene wie der von ALFVÉN benutzte homogene. Die in c) aufgezeigte Abweichung der Versuchsdurchführung von der Theorie ist daher vernachlässigbar.

Alle Ergebnisse der BLOCKSchen Versuche werden dagegen zwanglos erklärbar, wenn man einen ganz anderen physikalischen Vorgang als den von BLOCK angeführten als Ursache für das Auftreten der Leuchterscheinungen ansieht. Nach unserer Auffassung kommen die Leuchterscheinungen durch ein Gebiet annähernder Übereinstimmung von elektrischem und magnetischem Feldlinienverlauf (vgl. Abb. 2) wie folgt zustande: An irgendeiner Stelle des Entladungsraumes entstehe ein Elektron. Unter Wirkung des elektrischen Feldes bewegt es sich ohne überlagertes Magnetfeld längs einer elektrischen Feldlinie zur Terrella. Die Überlagerung des Magnetfeldes behindert nun diese Bewegung und somit die Entladung um so stärker, je größer der Schnittwinkel zwischen elektrischen und magnetischen Feldlinien ist. Die Entladung wird daher durch das überlagerte magnetische Dipolfeld dort am wenigsten behindert, wo der Verlauf von elektrischen und magnetischen Feldlinien weitgehendst übereinstimmt. Der Berührungsbereich dieses Gebietes mit der Terrella liegt nun gerade zwischen $60^\circ \leq \alpha \leq 70^\circ$ magnetischer Breite (vgl. Abb. 2) und führt damit rein zufällig zu Leuchterscheinungen in Breiten der Nordlichtzonen.

Die von uns vertretene Deutung des Zustandekommens der Leuchterscheinungen in den BLOCKSchen Versuchen erklärt zwanglos alle Ergebnisse des Experimentes, wie z. B. den Widerspruch zwischen Größe des Magnetfeldes im Experiment und dem aus der Ähnlichkeitstransformation folgenden Wert, das Ansetzen der Leuchterscheinungen an der Terrella in ganz bestimmten Punkten einer Ebene, die Unveränderlichkeit der Leuchterscheinungen beim Einbringen von isolierten Platten in die magnetische Äquatorialebene, die Veränderungen der Leuchterscheinungen bei variablem magnetischem Feld und beim Hineinbringen leitender ebener Platten bestimmten Potentials in die magnetische Äquatorebene usw. Ebenfalls sind die berühmten BIRKELANDSchen Versuche sofort mit unserer Theorie erklärbar.

Die von uns vertretene Deutung der BLOCKSchen Versuche wurde experimentiell überprüft. Eine hierfür speziell erbaute Anlage kann auf Grund ihrer Vielseitigkeit als universelles Arbeitsgerät zur Durchführung geophysikalischer Analogieexperimente angesehen werden. Als Terrella findet eine Kugelspule Verwendung [22]. Es wurde von uns gezeigt, daß nur unter Voraussetzung des linearen Leiters diese Spulen wirklich ein magnetisches Dipolfeld erzeugen. Beziehungen für die Größe des magnetischen Momentes in Abhängigkeit von Draht- und Spulenradius, Stromstärke und Wicklungsvorschrift wurden hergeleitet und experimentell an mehreren Kugelspulen sehr unterschiedlicher Drahtstärke überprüft. Die Übereinstimmung von experimentellen und theoretischen Werten ist auch noch für große Drahtstärken so gut, daß die

Kugelspule als ideales Mittel zur experimentellen Herstellung von Dipolfeldern angesehen werden kann [23].

Durch die von uns durchgeführten Terrellaexperimente wird vollauf unsere Anschauung über das Zustandekommen der Leuchterscheinungen bestätigt, denn je nach Elektrodenanordnung lassen sich die verschiedenartigsten Leuchtgebilde erreichen. Abb. 1 zeigt eine von uns erhaltene Terrellaaufnahme, die vollkommen den BLOCK-

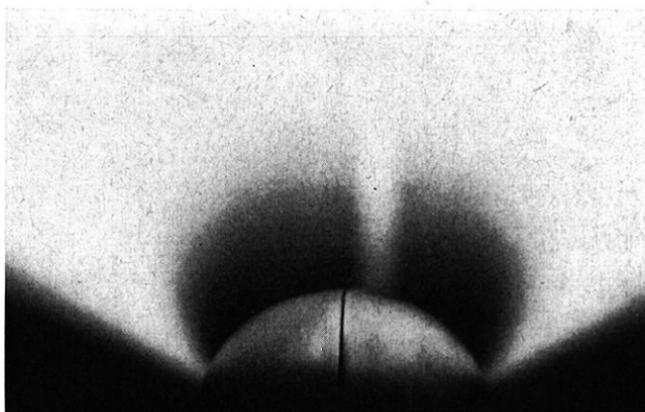


Abb. 1: Leuchterscheinungen in Nähe der Terrella. Elektrodenabstand vom Terrellamittelpunkt und Elektrodenabmessungen sind groß gegenüber dem Terrellahalbmesser gewählt, die Dipolachse der Terrella ist parallel zu den ebenen Elektroden gerichtet. Die Berührungslinie der beiden Kugelschalen markiert den magnetischen Äquator der Terrella. Die Entladungsansatzpunkte $60^\circ \leq \alpha \leq 70^\circ$ an der Terrella stimmen mit der Nordlichtzone überein.

schen Aufnahmen entspricht, Abb. 2 das zugehörige elektrische und magnetische Feldlinienbild. Der Entladungsdruck wurde hier und bei den folgenden Aufnahmen so gewählt, daß sich eine selbständige Glimmentladung ausbilden konnte bei fehlendem Magnetfeld die Terrella sich im vollkommen homogenen Entladungsplasma befindet.

Man erkennt, daß die Berührungspunkte der Bereiche von angenäherter Übereinstimmung von elektrischem und magnetischem Feldlinienverlauf an der Terrella identisch sind mit den Ansatzpunkten der Entladung an der Terrella. Durch eine Drehung der Terrella um eine Achse durch ihren Mittelpunkt senkrecht zur Zeichenebene der Abb. 2 um den Winkel β verändert sich das elektrische Feld nicht, wohl aber die gegenseitige Neigung von elektrischem und magnetischem Feldlinienbild. Die hierbei gewonnenen Ergebnisse zeigt Abb. 3. Man erkennt, wie mit wachsendem β die rechte Leuchterscheinung immer mehr verschwindet, während sich der Ansatzpunkt der linken an der Terrella von $60^\circ \leq \alpha \leq 70^\circ$ für $\beta = 0$ in den Bereich $\alpha \approx 90^\circ$ für $\beta = 90^\circ$ verschiebt. Abb. 4 zeigt das zu Abb. 3a zugehörige Feldlinienbild mit der Begrenzung der Leuchterscheinung.

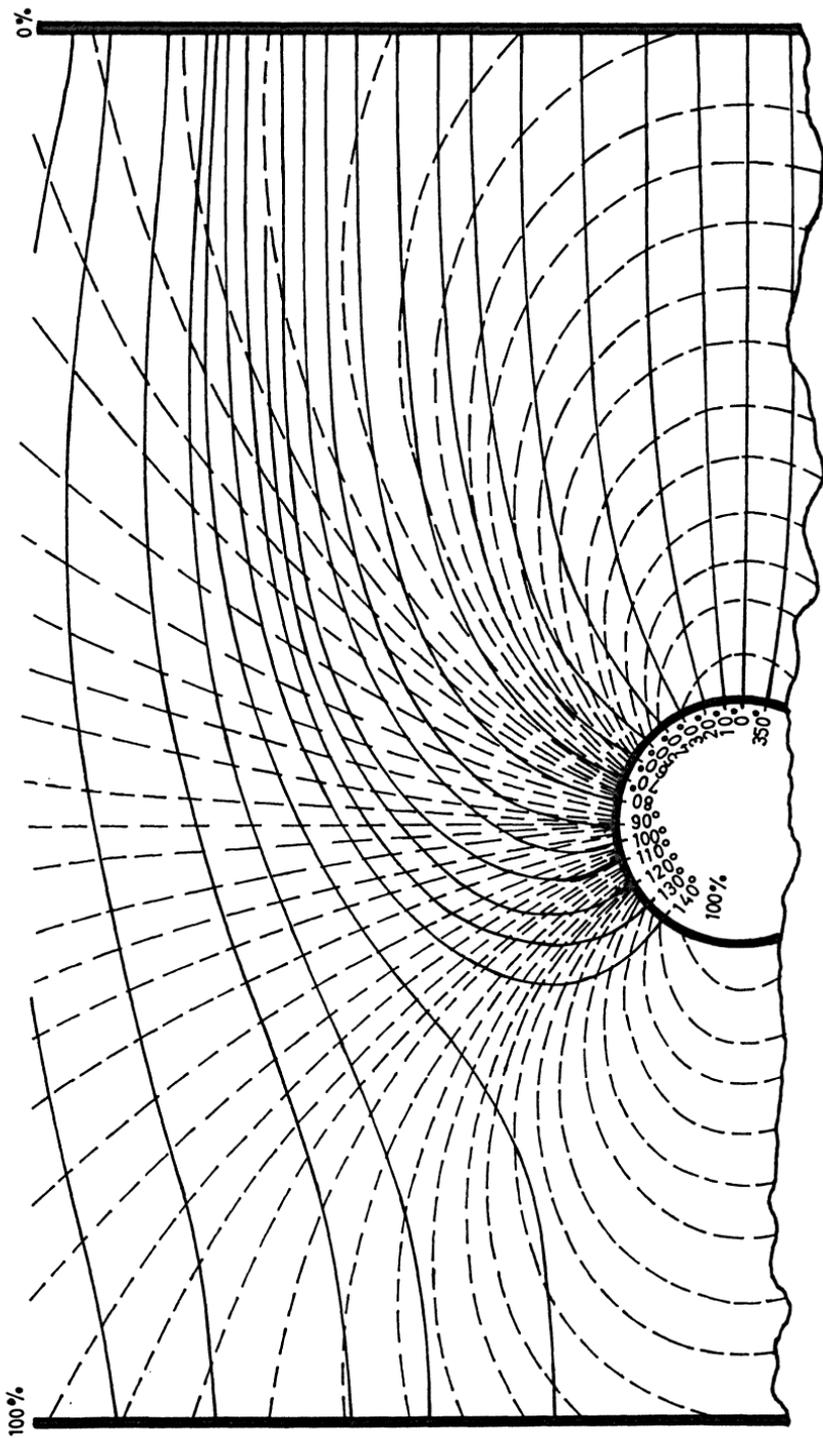


Abb. 2: Darstellung des zu Abb. 1 zugehörigen elektrischen (—) und magnetischen (----) Feldlinienverlaufes. Das Gebiet der Leuchteerscheinungen von Abb. 1 ist mit dem Gebiet annähernder Übereinstimmung von elektrischem und magnetischem Feldlinienverlauf identisch.

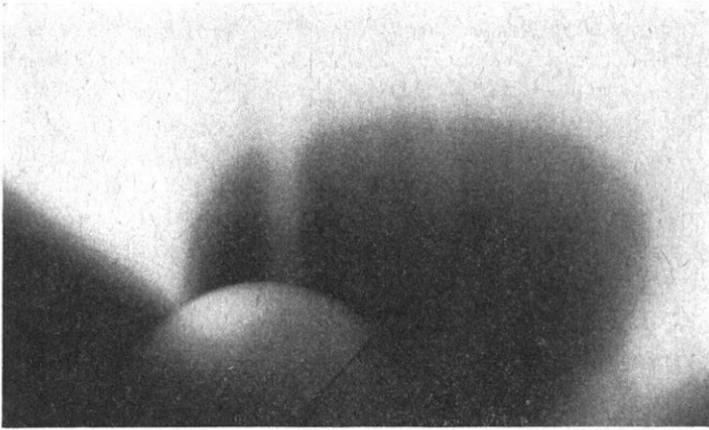


Abb. 3 a.

$$\beta = 45^\circ$$

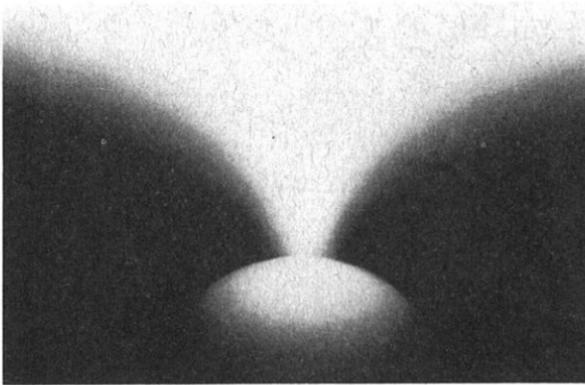


Abb. 3 b

$$\beta = 90^\circ$$

Abb. 3: Leuchterscheinungen in Nähe der Terrella. Elektrodensystem wie in Abb. 1, Terrella gegenüber Abb. 1 um den Winkel β (Drehachse senkrecht zur Zeichenebene) gedreht. Leuchterscheinungen stimmen nicht mehr mit der natürlichen Polarlichtzone überein.

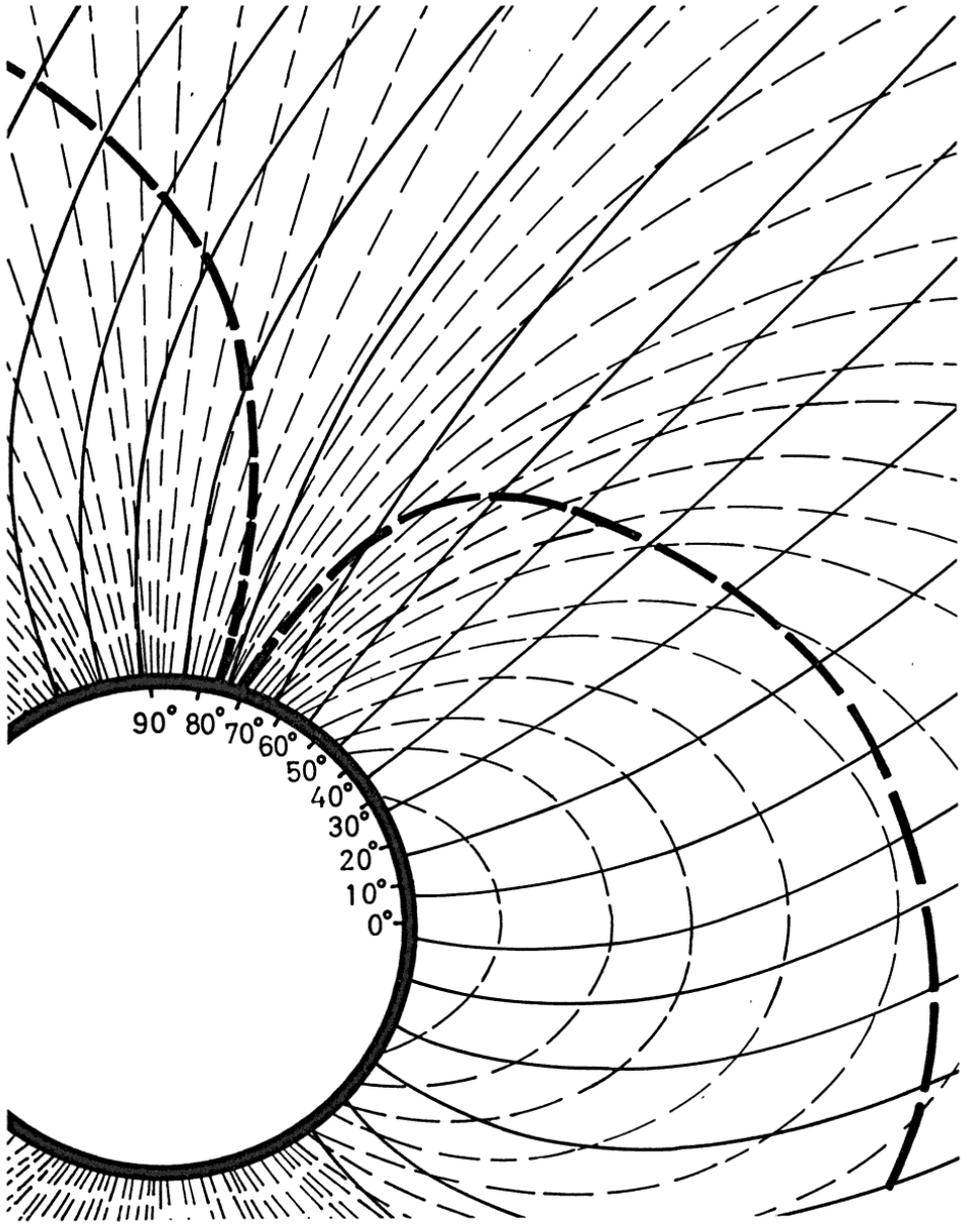
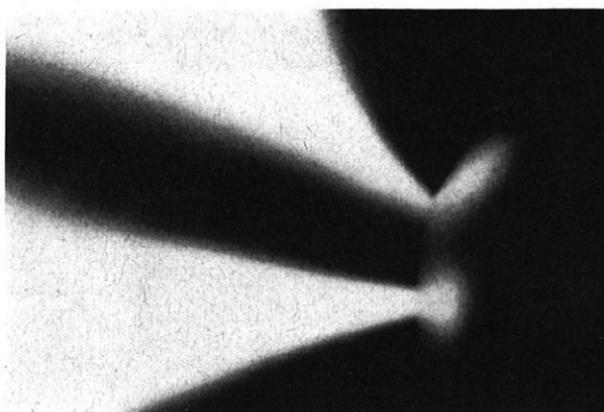


Abb. 4: Begrenzung (---) der Leuchterscheinung von Abb. 3 a mit zugehörigem elektrischen (—) und magnetischen (----) Feldlinienverlauf. Die Ansatzpunkte der Leuchterscheinung an der Terrella stimmen mit den Ansatzpunkten des Gebietes annähernder Übereinstimmung von elektrischem und magnetischem Feldlinienverlauf überein.

Durch Verwendung speziell gestalteter Elektrodensysteme kann der Bereich von angenäherter Übereinstimmung von elektrischem und magnetischem Feldlinienverlauf weitgehend verändert werden. Die Abbildungen 5 bis 9 zeigen einige so erhaltene Ergebnisse, die Ansatzpunkte der Entladung an der Terrella schwanken zwischen eins (Abb. 5) und zehn (Abb. 9), können symmetrisch (Abb. 9) bzw. unsymmetrisch gewählt werden (vgl. Abb. 5 bis 7). Damit ist auch experimentell bestätigt, daß die

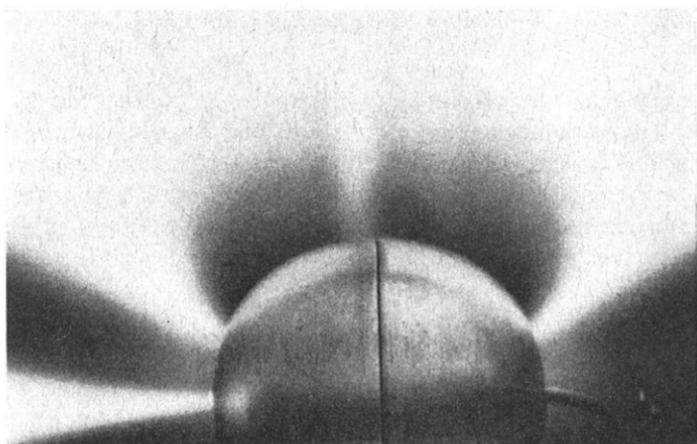


5

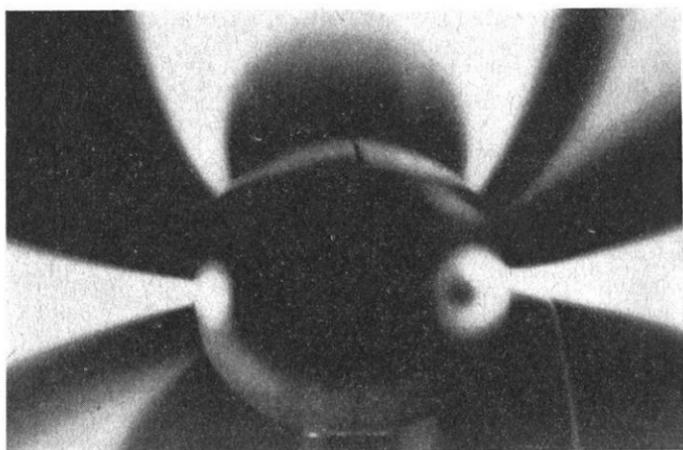


6

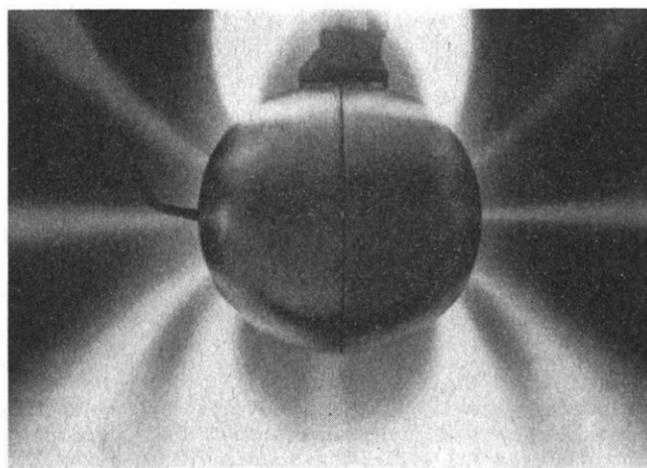
Abb. 5 und 6: Leuchterscheinungen in Nähe der Terrella bei speziell gewählten Elektrodensystemen. Die Ansatzpunkte der Leuchterscheinungen an der Terrella entsprechen nicht mehr der natürlichen Nordlichtzone.



7



8



9

BLOCKSchen Versuche nur auf Grund des speziell gewählten Elektrodensystems zufällig zu Ansatzpunkten der Leuchterscheinungen an der Terrella führen, die mit den Polarlichtzonen übereinstimmen, die Versuche daher nicht als geophysikalische Analogieexperimente zu den magnetischen Stürmen und Nordlichterscheinungen im eigentlichen Sinne anzusehen sind, denn es liegt nur in seinen äußeren Erscheinungen ein mit dem Naturvorgang übereinstimmendes Experiment vor.

Literatur

- [1] BIRKELAND, K.: Arch. Sci. Phys. 1, 1896.
- [2] Ders.: Vidensk. Skrifter, I, Mat. Naturw. kl. 1901, Christiana (Oslo) 1901.
- [3] Ders.: The Norwegian Aurora polaris expedition 1902—03; 1908 (Vol I); 1913 (Vol II); Christiana (Oslo).
- [4] BRÜCHE, E.: Die Naturwissensch. 18, 1930.
- [5] Ders.: Phys. ZS. 31, 1930; 32, 1931.
- [6] Ders.: Zeitschr. Astrophys. 2, 1931.
- [7] Ders.: Terr. Mag. and Atmos. Elec. 36, 1931.
- [8] MALMFORS, K. G.: Arkiv för Matematik, Astronomi och Fysik 32A, No. 8.
- [9] BRUNBERG, E.: Tellus 5, 1953.
- [10] BRUNBERG, E., und A. DATNER: Tellus 5, 1953.
- [11] Dies.: Tellus 6, 1954.
- [12] BRUNBERG, E.: Tellus 8, 1956.
- [13] MALMFORS, K. G.: Arkiv för Matematik, Astronomi och Fysik, Bd. 34B, Nr. 1, 1946.
- [14] BLOCK, L.: Tellus 7, 1955.
- [15] Ders.: Tellus 8, 1956.
- [16] Ders.: Electromagnetic phenomena in cosmical physics, S. 312, Cambridge 1958.
- [17] ALFVÉN, H.: Cosmical Electrodynamics S. 41, Tab. 3.2, Oxford 1950.
- [18] Ders.: Kungl. Sv. Vet. Akademiens Handl. (3), 18, No. 9.
- [19] Ders.: Kungl. Sv. Vet. Akademiens Handl. (3), 18, No. 9.
- [20] Ders.: Tellus, 7, 1955.
- [21] Ders.: Tellus 10, 1955.
- [22] BROWN, W., and J. SWEER: Rev. of Sc. Instr. 16, No. 10, 1945.
- [23] HÄNSEL, H.: Exp. Technik d. Physik, Heft 6, 1964.

◀ Abb. 7, 8 und 9: Leuchterscheinungen in Nähe der Terrella bei speziell gewählten Elektrodensystemen. Die Ansatzpunkte der Leuchterscheinungen an der Terrella entsprechen nicht mehr der natürlichen Nordlichtzone.

Entstehung und Charakter der Mikroseismik als Resultantschwingung zahlreicher seismischer Oszillatoren

Von K. STROBACH, Hamburg¹⁾

Eingegangen am 8. Februar 1964

Zusammenfassung: Es wird angenommen, daß die seismischen Wellen der Mikroseismik durch die Superposition von Elementarwellen zustandekommen, die von einer großen Zahl von zufällig verteilten und statistisch abstrahlenden seismischen Oszillatoren ausgehen. Untersucht wird, welche Gesetze man für die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Amplituden und insbesondere für die Form der beobachteten Resultantschwingung erwarten kann, welche letztere sich als kontinuierlich erweist und den bekannten Gruppencharakter zeigt. Die theoretischen Verteilungen der Amplituden und der Zeitabstände der Gruppenmaxima, die sich aus dieser Oszillatortheorie ergeben, sind in guter Übereinstimmung mit den Messungen. Als weiteres wichtiges Resultat ergibt sich, daß die „Unruhe“ der Resultantschwingung, d. h. die Undulation der Enveloppe der registrierten Schwingungen, die Form der elementaren Wellengruppen widerspiegelt, die von den seismischen Oszillatoren abgestrahlt werden. Andererseits ist die Feststellung wichtig, daß die „Unruhe“ unabhängig von der Zahl N der Oszillatoren ist.

Résumé: En cette publication il est adopté, que les ondes des microséismes sont le résultat des superpositions des ondes élémentaires, quelles sont émises par un grand nombre d'oscillateurs avec une distribution statistique relativement à leurs positions, amplitudes et phases. Cette investigation est appliquée aux questions, quelle loi on peut attendre de la distribution statistique des amplitudes et spécialement de la forme d'oscillation résultante. La dernière est continue et montre le bien connu caractère des groupes. Les distributions théoriques des amplitudes et des intervalles des maxima des groupes, quelles résultent de cette théorie des oscillateurs, correspondent très bien avec les distributions observées. En outre on a le résultat important, que «l'inégalité» d'oscillation résultante, c'est-à-dire l'ondulation d'enveloppe des oscillations enregistrées, reproduit la forme des ondes élémentaires, quelles sont émises par les oscillateurs séismiques. D'autre part, il est très important, que «l'inégalité» ne dépend pas de la nombre des oscillateurs.

Summary: It is suggested in this paper that the seismic waves of microseisms are due to the superposition of elementary waves which are travelling from a large number of random distributed and statistically radiating seismic oscillators. The investigation deals with the question what laws we may expect for the probability distribution of the amplitudes and especially for the shape of the observed resultant motion, which proves to be continuous, showing the well known "grouplike" character. The theoretical distributions of the amplitudes and the beat-intervals which follows from this oscillator-theory are in good agreement with the measurements. A further important result is that the "unrest" of the resultant motion, that means the undulation of the envelope of the recorded vibrations, reproduces the shape of the elementary wave groups radiated by the seismic oscillators. On the other hand it is important to note that the "unrest" is independent from the number N of oscillators.

¹⁾ 21 Hamburg-Harburg, Geophysikalisches Observatorium, An der Schießbahn 30f.

1. Einleitung

Die Entstehungsgebiete der im Hamburger Raum beobachteten Seegangs-Mikroseismik²⁾ müssen zum überwiegenden Teil in den *Küstenbereichen* (norwegische Küste, Westküsten der Britischen Inseln, Biskaya) gesucht werden. Dieses Gebundensein der Mikroseismik an „Küsteneffekte“ (der Begriff stammt von BATH [1]) konnte für Hamburg durch frühere Arbeiten des Verfassers [2, 3, 4] und ferner durch die Untersuchungen von HOLLINDERBÄUMER [5] und FRIEDRICHS [6] nachgewiesen werden. SCHNEIDER [7] kommt für Stuttgarter Registrierungen zu dem gleichen Resultat. Während zahlreiche andere Seismologen ebenfalls die Entstehungsgebiete in der Nähe der Küsten vermuten, steht dieser Auffassung noch immer die *Tiefkernhypothese* gegenüber, die in anderen Gegenden der Erde und wohl vor allem im Zusammenhang mit tropischen Wirbelstürmen durchaus ihre Berechtigung haben wird.

Der physikalische Mechanismus, der der Anregung der mikroseismischen Wellen zugrunde liegt, ist seit der Entdeckung der Mikroseismik durch den Italiener D. T. BERTELLI (1878) Gegenstand zahlreicher Untersuchungen und Kontroversen gewesen. HASSELMANN [8, 9] ist es zu danken, den Anregungsmechanismus mittels mathematisch-statistischer Methoden kürzlich eingehend untersucht zu haben. Er findet, daß die wirksamsten Mechanismen jene nach WIECHERT [10] und LONGUET-HIGGINS [11] seien, weil diese eine Bedingung erfüllten, die zur Erzeugung seismischer Wellen mit ausreichender Energie gegeben sein muß: Die zur Anregung führenden Druckschwankungen in der Wasserschicht müssen sich mit derselben Phasengeschwindigkeit ausbreiten wie die von ihnen erregten freien seismischen Wellen. Solche Druckkomponenten liefert einerseits die Theorie von LONGUET-HIGGINS [11]; andererseits können sie bei Brandungsvorgängen erzeugt werden.

Es kann nicht daran gezweifelt werden, daß bei der Bewegung der Meereswellen gegen die Küsten ein Teil der Wellenenergie auf die feste Erde übertragen wird. Bei Brandungsvorgängen erfolgen heftige Stöße auf den Meeresboden und später starke Sogwirkungen der zurückströmenden Wassermassen, während beim Auftreffen von Wellen gegen Steilküsten oder Uferbauwerke Stöße übertragen werden von oft mehreren Tonnen pro Quadratmeter [12]. Ein anderer Teil der Wellenenergie kann reflektiert werden und zu stehenden Wellen führen.

HARDTWIG hat in seinem Buch „Theorien zur mikroseismischen Bodenunruhe“ [13] erst kürzlich das Entstehungsproblem wieder zur Diskussion gestellt. In der Einleitung zur Beschreibung seiner eigenen Theorie der Plattenschwingungen diskutiert er neben anderen Möglichkeiten einen Anregungsmechanismus, der in erzwungenen Schwingungen von „Pfeilern“ besteht. Damit sind Bauelemente der Küste gemeint, die durch

²⁾ Unter dem Begriff „Seegangsmikroseismik“ soll die Mikroseismik im Periodenbereich von etwa 2 s bis zu 16 s und mehr verstanden werden, die sicher unter der Mitwirkung des Seegangs erzeugt wird. Die oft verwendete Kennzeichnung durch Angabe des Periodenbereichs wird damit vermieden, weil eine Abgrenzung nach der langperiodischen Seite des Spektrums nicht ohne Zwang möglich ist.

harmonische oder stoßartige Anregungen des Seegangs in erzwungene Schwingungen versetzt werden. Obgleich diese naheliegende Vorstellung einer näheren Betrachtung wert gewesen wäre, lehnt sie HARDTWIG mit folgender Begründung ab (Seite 211): „Auch wenn man ... an erzwungene Schwingungen der Pfeiler denkt, bleibt der Einwand bestehen, daß selbst im günstigsten Fall gleicher Perioden der Wasserwellen untereinander die Phasen der erzwungenen Schwingungen derart streuen, daß an ein geordnetes Wellenbild nicht zu denken ist.“

Diesem Einwand HARDTWIGS verdankt der Verfasser die Anregung zu der vorliegenden Untersuchung. Es soll nämlich gezeigt werden, daß auch bei einer statistischen Anregung zahlreicher „Pfeiler“ oder sonstiger Gebiete der festen Erde durch periodische oder quasi-periodische Druckschwankungen durchaus ein „geordnetes“ Wellenbild der Resultantschwingung entsteht und daß man demnach die Erzeugung der Mikroseismik in einfacher Weise als Abstrahlungsvorgänge zahlreicher seismischer Oszillatoren auffassen kann, die statistisch verteilt sind und statistisch, d. h. unabhängig voneinander, seismische Wellen emittieren. Die Eigenschaften der Resultantschwingung des Bodens an einem weiter vom Anregungsgebiet entfernten Ort sollen untersucht werden. Dabei interessiert nicht nur die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Amplituden dieser Resultantschwingung, deren Gesetzmäßigkeit bereits seit 1880 aus akustischen Untersuchungen LORD RAYLEIGHS [14] bekannt ist, sondern vor allem der zeitliche Schwingungsablauf, d. h. das *Schwingungsbild*. Es wird sich zeigen, daß es „geordnet“ ist und neben einem mehr oder weniger ausgeprägten „Gruppen“-charakter die zeitliche Abstrahlungscharakteristik der einzelnen Oszillatoren widerspiegelt.

2. Resultantschwingung von $N \rightarrow \infty$ Oszillatoren

Gegeben seien N voneinander unabhängige (d. h. völlig entkoppelte) Oszillatoren. Über ihre räumliche Lage und die Wellenausbreitung sei vorerst noch nichts vorausgesetzt; als Modellfall kann man sich z. B. die Superposition von elektrischen Einzelschwingungen auf einem Oszillographenschirm vorstellen.

Die Schwingung des k -ten Oszillators habe die Form

$$a_k = a_0 e^{i(\omega t - \varphi_k)}, \quad (1)$$

d. h. gleiche Amplitude und Frequenz, jedoch die individuelle Phase φ_k . Diese sei Element einer Wahrscheinlichkeitsverteilung mit konstanter Wahrscheinlichkeit im Bereich $0 \leq \varphi_k \leq 2\pi$. Es liegt somit Gleichverteilung der Phasen vor mit der Wahrscheinlichkeitsdichte

$$w(\varphi) = \text{const} = \frac{1}{2\pi}. \quad (2)$$

Die Resultantschwingung für N Oszillatoren lautet mit (1)

$$a(t) = a_0 e^{i\omega t} \sum_{k=1}^N e^{-i\varphi_k}. \quad (3)$$

Hieraus erkennt man, daß die Resultantschwingung dieselbe Kreisfrequenz ω wie die Ausgangsschwingungen besitzt.

Um die Summe der $e^{-i\varphi_k}$ zu bestimmen, denken wir uns die Summanden als Vektoren in der komplexen Zahlenebene dargestellt. Gefragt ist nach der Wahrscheinlichkeitsdichte der Lagen der Endpunkte der Resultantvektoren $\mathbf{r} = \{x, iy\}$.

Dieses Faltungsproblem läßt sich leicht lösen unter Benutzung des 1. Fundamentalsatzes der Wahrscheinlichkeitstheorie. Nach VAN DER WAERDEN [15] ist die Summe asymptotisch *normal verteilt* mit dem Mittelwert $N\bar{r}$ und der Streuung $s^2 \cdot N$, wenn die Elemente $e^{-i\varphi_k}$ unabhängig sind und alle dieselbe Verteilungsfunktion mit dem Mittelwert $\overline{e^{-i\varphi_k}}$ und der Streuung s^2 besitzen.

Betrachten wir zunächst nur die x -Komponente, dann ist gemäß (2) der Mittelwert jeder Einzelverteilung $\bar{x} = \overline{\cos \varphi} = 0$ und die Streuung

$$s^2 = \text{Str}(\cos \varphi) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos^2 \varphi \, d\varphi = \frac{1}{2}. \quad (4)$$

Der Mittelwert der Summenverteilung ist demnach ebenfalls Null und ihre Streuung

$$\text{Str}[w_N(x)] = Ns^2 = \frac{N}{2}, \quad (5)$$

wobei $w_N(x)$ die Wahrscheinlichkeitsdichte der eindimensionalen Summenverteilung der x_k -Komponenten bedeutet. Damit erhält man die Gauß-Verteilung für die Summe durch Einsetzen der Streuung in die bekannte Verteilungsfunktion:

$$w_N(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi N}} e^{-\frac{x^2}{N}}. \quad (6)$$

Gemäß $w(\mathbf{r}) = w(x) w(y)$ bekommt man auch sofort die zweidimensionale Form

$$w_N(\mathbf{r}) = \frac{1}{\pi N} e^{-\frac{x^2+y^2}{N}} \quad (7)$$

mit $r^2 = x^2 + y^2$.

Da wir nach der Amplitudenverteilung fragen, wobei die Phase des Vektors \mathbf{r} nicht interessiert, müssen wir noch über φ integrieren. Wir erhalten mit (7)

$$w_N(r) = \int_0^{2\pi} w_N(\mathbf{r}) r \, d\varphi = 2\pi r w_N(\mathbf{r}) = \frac{2r}{N} e^{-\frac{r^2}{N}}; \quad (8)$$

dabei ist natürlich

$$\int_0^\infty w_N(r) \, dr = 1 \quad \text{und} \quad 0 \leq r \leq N \rightarrow \infty.$$

Diese Formel (8) gibt somit die gesuchte Wahrscheinlichkeitsdichte für das Auftreten eines Resultantvektors der Länge r bei N Oszillatoren. Sie wurde in ähnlicher Form schon verschiedentlich abgeleitet, zuerst 1880 von LORD RAYLEIGH [14] und ist

seitdem unter dem treffenden Ausdruck „random walk“ bekannt. Der Name kommt daher³⁾, daß eine Person, die von einer bestimmten Stelle jeweils um ein gleiches Stück in gerader Richtung läuft und dann die Marschrichtung *willkürlich* ändert, schließlich nach N Wegstücken an eine Stelle (x, y) gelangt, die vom Ausgangspunkt die Entfernung r hat. Bei Diffusionsvorgängen tritt ein ähnliches Gesetz auf. Ferner hat LONGUET-HIGGINS [20] die Entstehung von Dünungswellen des Seegangs in ähnlicher Weise abgeleitet und kommt ebenfalls auf ein Amplitudengesetz der Form (8) bzw. der weiter unten gegebenen Form (9a).

Die Formel (3) nimmt also mit (8) die Form eines Wahrscheinlichkeitsgesetzes an:

$$a = a_0 r \quad \text{mit} \quad w_N(r) = \frac{2r}{N} e^{-\frac{r^2}{N}}. \tag{9}$$

Insbesondere ergibt sich der *häufigste Wert* gemäß

$$\frac{\partial w_N(r)}{\partial r} = 0$$

an der Stelle

$$r_h = \sqrt{\frac{N}{2}} \quad \text{bzw.} \quad a_h = a_0 \sqrt{\frac{N}{2}} \tag{10}$$

und der *Mittelwert*

$$\bar{r} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sqrt{N} \quad \text{bzw.} \quad \bar{a} = 0,886 \cdot a_0 \sqrt{N}. \tag{11}$$

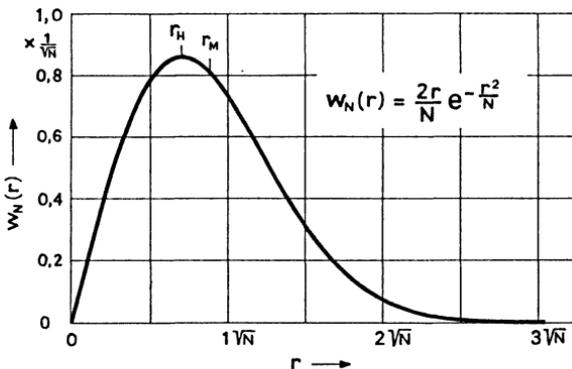


Abb. 1: Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung für die Amplituden der Resultantschwingung nach Gl. (8).

Die Dichtefunktion (8) hat die in Abb. 1 dargestellte Form. Sie ist rechtsschief, was bedeutet, daß die kleineren Amplituden relativ häufiger sind als sehr große Werte. Dieses Ergebnis ist in sehr guter Übereinstimmung mit den Messungen, wie die in

³⁾ Siehe BARTELS [16].

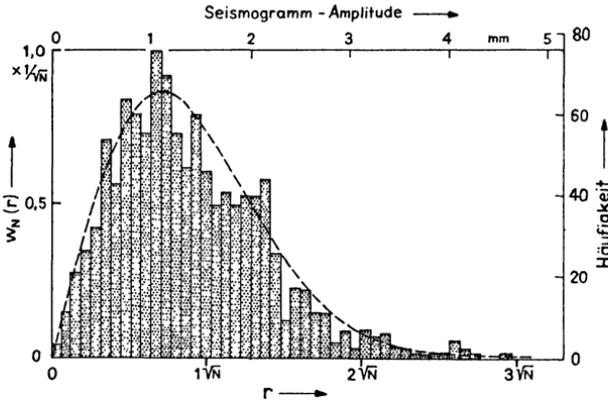


Abb. 2: Häufigkeitsverteilung der Amplituden eines mikroseismischen Sturms (Hamburg, 16. 2. 1955, 10^h bis 12^h GMT).

Gestrichelte Kurve = theoretische Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung nach Gl. (8).

Abb. 2 zum Vergleich eingetragene Häufigkeitsverteilung der Amplituden eines mikro-seismischen Sturmes zeigt (Sturm vom 16. 2. 1955, Hamburg, 10^h bis 12^h GMT).

Das Schwingungsbild von Aufzeichnungen der Mikroseismik könnte also durchaus als Ergebnis eines Anregungsmechanismus gedeutet werden, der darin bestünde, daß einer großen Zahl N von Bodenelementen seismische Schwingungen vom Seegang aufgezungen werden, welche dann als individuelle Quellen seismischer Wellen wirken. Im Hinblick darauf müssen die theoretischen Überlegungen noch etwas erweitert werden. Es war bisher nichts über die räumliche Lage der Oszillatoren und die Wellenausbreitungsvorgänge vorausgesetzt worden.

In Abb. 3 sei die Fläche F das Anregungsgebiet, das z. B. einer Küste vorgelagert ist. Die kleinen Kreise sollen die seismischen Oszillatoren darstellen. Im Punkte P komme das resultierende Wellengemisch zur Beobachtung. Selbst wenn man Gleichung (1) für jeden Oszillator gelten ließe (gleiche Amplitude und gleiche Frequenz), erscheint jetzt die am Punkt P ankommende Welle entsprechend dem Ausbreitungsweg e_k geschwächt. Daher wirkt nun jeder Oszillator am Punkt P so, daß die Amplitude eine Funktion der Entfernung ist. Wenn wir darüber hinaus die Voraussetzung gleicher Ausgangsamplituden aufgeben, ergibt sich schließlich das Modell einer Überlagerung von Elementarwellen unterschiedlicher Amplituden⁴⁾. Aber auch in

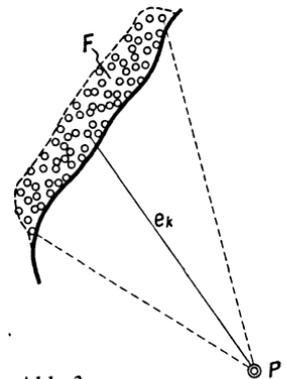


Abb. 3: Schematische Darstellung der Oszillatoren (Kreise) im Gebiet F vor einer Küste und Beobachtungsort P .

⁴⁾ Dabei ist auch der Fall eingeschlossen, daß die einzelnen Oszillatoren zeitweise gar nicht strahlen.

diesem Fall erhält man für die Amplituden der Resultantschwingung eine durch Integration über die zweidimensionale Gauß-Verteilung entstandene Verteilung der Form (8); das Gleichverteilungsgesetz der Phasenwinkel φ_k wird nämlich durch die ebenfalls statistisch verteilten Ausbreitungswege e_k nicht im Sinne einer Verringerung der maximalen Unordnung (Gleichverteilung) beeinflusst. In die Formel (9) ist nun statt der Oszillatoramplitude a_0 der quadratische Mittelwert

$$\left(\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N a_0^{(k)2}\right)^{\frac{1}{2}} = (\overline{a_0^2})^{\frac{1}{2}}$$

der Einzelamplituden $a_0^{(k)}$ einzusetzen. Dabei kann man sich den Entfernungseffekt gleich mit berücksichtigt denken. Der Beweis für die Möglichkeit, hier einfach den quadratischen Mittelwert einführen zu können, läßt sich über eine Energiebetrachtung leicht erbringen. Nimmt man einmal die Behauptung als richtig an, so folgt für die mittlere Energie am Punkt P unter Benutzung von (8)

$$\overline{E} = \text{const} \int_0^{\infty} (r^2 \overline{a_0^2}) w_N(r) dr = \text{const} \overline{a_0^2} \int_0^{\infty} \frac{2r^3}{N} e^{-\frac{r^2}{N}} dr,$$

da die Energie dem Quadrat der Amplitude proportional ist. Das Integral auf der rechten Seite ist leicht lösbar und hat den Wert N ; damit wird

$$\overline{E} = \text{const} \overline{a_0^2} \cdot N. \quad (12)$$

Andererseits ist die Gesamtenergie der bei P eintreffenden Elementarwellen mit den individuellen Energieanteilen $\text{const} a_0^{(k)2}$ gleich der Summe

$$\overline{E} = \text{const} \sum_{k=1}^N a_0^{(k)2} = \text{const} \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N a_0^{(k)2} \cdot N = \text{const} \overline{a_0^2} \cdot N;$$

dies ist aber gleich dem Energiewert aus (12).

Damit erhalten wir für den Fall von N Oszillatoren beliebiger räumlicher Verteilung und beliebiger Amplituden eine Resultantschwingung, deren Amplituden dem Gesetz

$$a = (\overline{a_0^2})^{\frac{1}{2}} \cdot r \quad \text{mit} \quad w_N(r) = \frac{2r}{N} e^{-\frac{r^2}{N}} \quad (9a)$$

folgen. Hierbei ist $(\overline{a_0^2})^{\frac{1}{2}}$ der quadratische Mittelwert der am Punkt P zu erwartenden Einzelamplituden $a_0^{(k)}$ der von den Oszillatoren abgestrahlten Wellen. Diese hängen von der Anfangsamplitude am Erregungsort und vom Ausbreitungsweg ab. Von der Richtungsabhängigkeit der eintreffenden Elementarwellen können wir absehen, wenn wir nur die Vertikalkomponente der Bodenbewegung betrachten.

Endlich ist noch zu prüfen, wie weit die vorausgesetzte Frequenzgleichheit aller Oszillatoren aufrechterhalten werden kann. In der Regel zeigen die Registrierungen der Mikroseismik eine bevorzugte Periode, die zum Teil durch die Dispersionseigen-

schaften des Ausbreitungsmediums zustandekommt. Der Seegang hat im allgemeinen ein Spektrum, das zwar bevorzugte Perioden enthält, daneben aber auch durch eine mehr oder weniger breite Streuung gekennzeichnet ist. Gemäß Gleichung (3) ist zu erwarten, daß auch bei unterschiedlichen Frequenzen der Oszillatoren die Spektralverteilung am Beobachtungspunkt P erhalten bleibt, abgesehen von den Filtereigenschaften des Ausbreitungsmediums. An dem Amplitudenverteilungsgesetz (9a) wird sich dabei nichts Wesentliches ändern, wenn man sich auf ein relativ schmales Frequenzband beschränkt.

3. Das Schwingungsbild der Mikroseismik

Neben dem Verteilungsgesetz der Amplituden in P interessiert vor allem das Schwingungsbild selbst, d. h. der zeitliche Ablauf der Bodenbewegung. Die Registrierungen der Mikroseismik zeigen im allgemeinen einen stetigen Verlauf der Amplitudenänderungen, wenn auch manchmal plötzliche Amplitudenänderungen vorkommen, was besonders deutlich an den stereoskopischen Vektorregisrierungen [17] zu erkennen ist. Dabei zeigt sich auch öfter eine plötzliche Richtungsänderung der Partikelbewegung in der Horizontalebene.

Der zeitliche Ablauf der Resultantschwingung muß aus statistischen Gründen gewisse Stetigkeitseigenschaften haben. Es ist nämlich sehr unwahrscheinlich, daß alle oder sehr viele Oszillatoren ihre Phase und Amplitude gleichzeitig unstetig ändern. Daher muß das Schwingungsbild der Resultantschwingung am Punkt P seine Parameter *stetig* ändern; das Ergebnis ist ein mehr oder weniger „geordnetes“ Schwingungsbild⁵⁾. Die quasi-unstetigen Änderungen müssen ferner seltener werden, wenn die Zahl N der Quellen zunimmt. Im übrigen hat die Zahl N der Quellen, wenn N nur genügend groß ist, keinen Einfluß auf die Amplitudenverteilungsfunktion. Wie ferner die Beziehung (12) zeigt, ist die bei P empfangene Gesamtenergie zwar von der Zahl N der Quellen, aber auch von der Größe \bar{a}_0^2 abhängig. Das Produkt dürfte jedoch konstant bleiben, wenn die Fläche F (s. Abb. 3) des Anregungsgebietes konstant bleibt und die pro Flächeneinheit an die Oszillatoren übertragene Energie sich nicht ändert.

4. Ursachen der Wellengruppen

Das Bild der Mikroseismikregisrierungen zeigt oft als dominierendes Kennzeichen eine Anordnung der Schwingungen größerer Amplituden in *Wellengruppen* („Gruppen-Mikroseismik“). Am Schwingungsbild der Wellengruppen mag der Unterschied zwischen zwei möglichen Auffassungen über ihre Entstehung deutlich gemacht werden:

1. Man könnte annehmen, jede einzelne Gruppe sei das „Seismogramm“ eines gesonderten lokalisierten Anregungsvorgangs im Entstehungsgebiet. Denkt man an die Energie, welche notwendig wäre, eine solche Wellengruppe zu erzeugen, dann

⁵⁾ Die mathematische Formulierung dieses Sachverhalts wird in Abschnitt 7 gegeben werden.

müßte diese einem kleinen Erdbeben entsprechen; d. h. man käme nicht umhin, einen Anregungsprozeß anzunehmen, bei dem auf eine relativ große Fläche des Seebodens eine simultane periodische Druckschwankung einwirkt. Dies könnte nach HASSELMANN [8] nur durch den Mechanismus von LONGUET-HIGGINS geschehen, was wieder den schwer vorstellbaren Prozeß einer Ausbildung von kohärenten stehenden Meereswellen über der betreffenden großen Fläche zur Voraussetzung hätte.

2. Nach der vom Autor vertretenen Auffassung kommen die Wellengruppen durch den Superpositionsprozeß der Elementarwellen zustande. Da diese Resultantschwingung nach dem oben ausgeführten gewisse Stetigkeitseigenschaften (Erhaltungstendenz) haben muß, wäre das häufige Vorkommen von an- und abschwelenden Bodenbewegungen („Gruppen“) durchaus verständlich, ohne die unter 1. genannten unwahrscheinlichen Vorstellungen einführen zu müssen.

5. Verteilung der Zeitabstände der Wellengruppen

Der Gruppencharakter des Schwingungsbildes soll etwas näher untersucht werden. Von JENSEN [18] sind Häufigkeitsdiagramme der Zeitabstände der Gruppen von einem großen Beobachtungsmaterial abgeleitet worden, und es interessiert, was die hier betrachtete Oszillatortheorie für Verteilungsfunktionen erwarten läßt.

Nehmen wir an, zu einer Zeit t^* zeige die Registrierung eine maximale Amplitude a^* . Gemäß der Stetigkeitseigenschaft des Schwingungsablaufs, wie sie nach den Betrachtungen des 3. Abschnitts erwartet werden muß, nehmen die Amplituden von a^* aus nach rückwärts und nach vorwärts stetig ab, bis auf beiden Seiten Minima erreicht werden. Jenseits der Minima muß wieder eine Zunahme der Amplituden erfolgen. Wir bekommen demnach das Schwingungsbild einer „Gruppe“. Betrachtet man zwei aufeinanderfolgende Gruppenmaxima a_1^* und a_2^* , dann ist die Wahrscheinlichkeit ihres gemeinsamen Auftretens gegeben durch

$$w(a_1^*, a_2^*) = w(a_1^*) \cdot w(a_2^*). \quad (13)$$

Gemäß (8) berechnet man aus (13)

$$w(a_1^*, a_2^*) = \frac{4 a_1^* a_2^*}{N^2} e^{-\frac{(a_1^{*2} + a_2^{*2})}{N}}. \quad (14)$$

Diese zweidimensionale Verteilung ist recht kompliziert. Um sie in eine eindimensionale Form bringen zu können, setzen wir für den Ausdruck im Exponenten $a_1^{*2} + a_2^{*2} = \varrho^2$. In Abb. 4 ist gezeigt, daß alle Wertepaare (a_1^*, a_2^*) mit $a_1^{*2} + a_2^{*2} = \varrho^2$ Punkte in der a_1^*, a_2^* -Ebene bestimmen, die auf einem Kreise mit dem

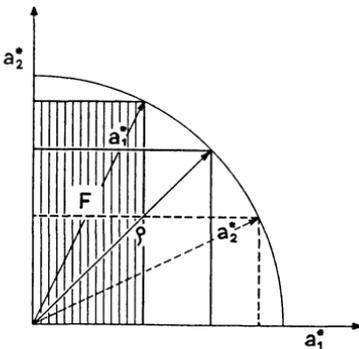


Abb. 4.

Radius ϱ liegen. Das in (14) auftretende Produkt $a_1^* \cdot a_2^*$ ist als Flächeninhalt von Rechtecken gegeben, deren obere rechte Ecken ebenfalls auf diesem Kreise liegen. Wenn $a_1^* = a_2^*$ ist, dann bekommen wir ein Quadrat mit dem Flächeninhalt $1/2 \varrho^2$ und wir könnten in diesem speziellen Fall für (14) schreiben

$$w(a_1^*, a_2^*) = \frac{2 \varrho^2}{N^2} e^{-\frac{\varrho^2}{N}}, \quad (14a)$$

wobei $a_1^{*2} + a_2^{*2} = \varrho^2$, $a_1^* = a_2^*$.

Für $a_1^* \neq a_2^*$ werden die Flächeninhalte der Rechtecke gegenüber dem Quadrat um so kleiner, je größer der Unterschied zwischen a_1^* und a_2^* ist. Der *mittlere* Flächeninhalt für alle möglichen Wertepaare beträgt dann

$$\bar{F} = \frac{2}{\pi} \varrho^2 \int_0^{\pi/2} \sin \varphi \cos \varphi d\varphi = \frac{\varrho^2}{4}.$$

Wir bekommen somit die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten aller Wertepaare, die zu dem Kreis mit dem Radius ϱ gehören, wenn wir den gewonnenen Ausdruck in (14) einsetzen und so normieren, daß $\int_0^\infty w(\varrho) d\varrho = 1$ wird:

$$w(\varrho) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{\varrho^2}{N} e^{-\frac{\varrho^2}{N}}, \quad (15)$$

mit $a_1^{*2} + a_2^{*2} = \varrho^2$. Die Größe ϱ hat die Bedeutung (bis auf den Faktor $\sqrt{2}$) des quadratischen Mittelwerts der Gruppenmaxima a_1^* und a_2^* . Wenn diese nicht sehr verschieden voneinander sind, unterscheidet sich $\varrho/\sqrt{2}$ jedoch nicht sehr vom algebraischen Mittelwert, d. h. der „mittleren“ Amplitude.

Wir suchen nun nach einer Beziehung zwischen der mittleren Amplitude $\varrho/\sqrt{2}$ und dem Gruppenabstand τ . Wegen der Gültigkeit des Amplitudenverteilungsgesetzes (9a) und der Stetigkeitseigenschaft des Schwingungsablaufs müssen im Mittel um so mehr

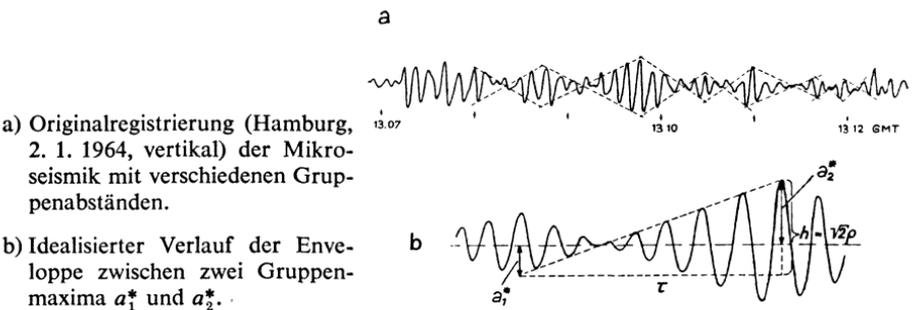


Abb. 5

Schwingungen durchlaufen werden, je größer die Amplitudendifferenzen zwischen dem Minimum und den beiden flankierenden Gruppenmaxima a_1^* und a_2^* sind. In Abb. 5b ist dieser Sachverhalt unter der speziellen Annahme dargestellt worden, daß das Minimum die Amplitude Null annimmt und die Enveloppe linear verläuft. Hier ist $a_1^* + a_2^* = h = \sqrt{2} \cdot \varrho$ proportional zu τ . In Abb. 5a ist an einem praktischen Registrierbeispiel der Mikroseismik (Hamburg, 2. 1. 1964, vertikal) gezeigt, daß solche Schwingungsbilder tatsächlich vorkommen. Nur ist eben oft das Minimum von Null verschieden. Das würde aber noch nicht gegen die Proportionalität von τ und ϱ sprechen. Um zu entscheiden, ob die Proportionalität als einfachste Annahme brauchbar ist, wurden 680 Gruppen einer mikroseismischen Registrierung ausgewertet und die Größe $h = a_1^* + a_2^*$ als Funktion von τ dargestellt. Die zu den einzelnen h -Werten gehörigen (stark streuenden) τ -Werte wurden gemittelt und in Abb. 6 eingetragen. In einem gewissen Bereich der h -Werte zeigt sich ein annähernd linearer Anstieg. Für kleine h -Werte sind die τ -Werte etwas zu groß. Der Grund dafür ist folgender: Im Bereich kleiner Amplituden hebt sich das Minimum oft nicht deutlich von den Maxima ab, so daß man hier geneigt ist, solche Ereignisse nicht mehr als getrennte Gruppen anzusprechen. Das führt im Mittel auf ein zu großes τ . Das Entgegengesetzte ist im Bereich großer Amplituden der Fall. Hier können oft infolge der natürlichen Amplitudenschwankungen von Schwingung zu Schwingung leichte Amplitudenabnahmen innerhalb von kräftigen Gruppen als „echte“ Minima fehlgedeutet werden, wodurch man im Mittel ein zu kleines τ erhält. Diesen Schwierigkeiten sieht

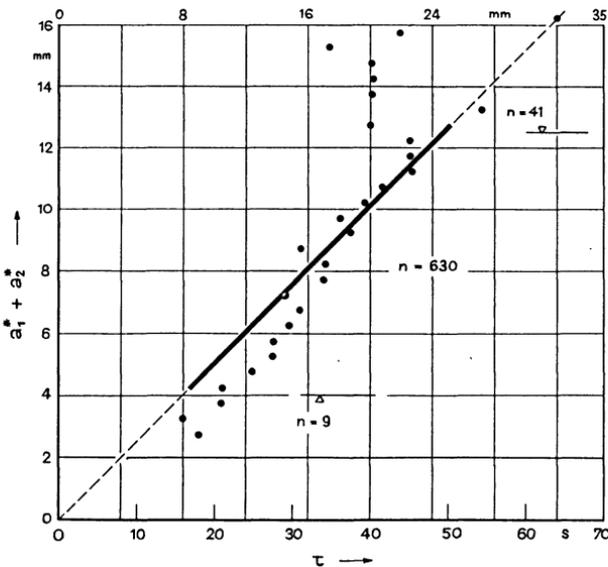


Abb. 6: Empirische Bestimmung von $a_1^* + a_2^*$ als Funktion von τ . n gibt die Anzahl der in den abgegrenzten Ordinatenabschnitten verwendeten Meßwerte an.

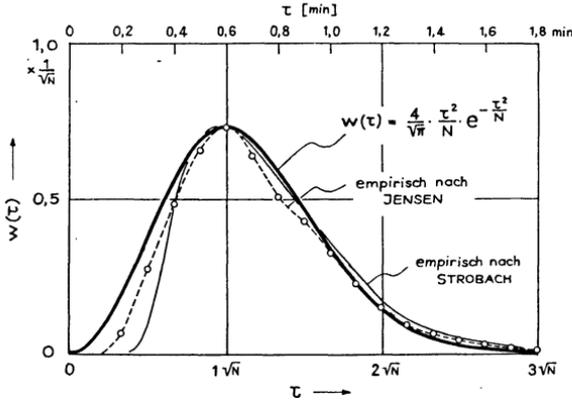


Abb. 7: Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung für die Gruppenabstände nach Gl. (16). Als Vergleich sind Häufigkeitsverteilungen nach Messungen von JENSEN [18] und STROBACH eingetragen.

sich der Auswerter sofort nach Beginn der Arbeit konfrontiert; wenn er ehrlich arbeitet, kommt das in Abb. 6 gezeigte Ergebnis zustande. Die überwiegende Zahl der untersuchten Gruppen zeigt jedoch, daß man eine Proportionalität von ϱ und τ als im Mittel praktisch erfüllt ansehen darf. Letzten Endes macht man damit die Voraussetzung, daß die Gruppen einer Registrierung untereinander *im Mittel geometrisch ähnlich* sind.

Wir setzen also $\varrho \sim \tau$, womit man aus (15) eine Näherungsverteilung für die Gruppenabstände erhält:

$$w(\tau) \approx \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{\tau^2}{N} \cdot e^{-\frac{\tau^2}{N}}. \quad (16)$$

In Abb. 7 ist diese Verteilung dargestellt worden. Ferner sind hier zum Vergleich Meßwerte von JENSEN [18] (Mittelwerte aus 12 Stürmen von Scoresby Sund) und vom Verfasser (die obengenannten Werte aus 680 Gruppen) eingetragen. Wie man sieht, ist die Übereinstimmung zwischen theoretischer Verteilung und den empirischen Werten einigermaßen befriedigend, wenn man vom Anstiegsast der Kurve absieht. Hier sind die Abweichungen jedoch unvermeidlich, denn die Gruppenabstände müssen zwangsläufig eine untere Grenze haben: Die Gruppen bestehen wenigstens aus einer vollen Schwingung mit einem anschließenden Minimum, das ebenfalls eine volle Schwingung umfassen muß. Die Grenze liegt etwa bei 12 bis 18 sec. Die theoretische Verteilung dagegen nimmt auf die Perioden der Einzelschwingungen gar keine Rücksicht.

6. Nichtpersistenz der „Gruppen“

Bei Messungen der Wellenausbreitung der Mikroseismik, etwa mittels von tripartite stations, muß vorausgesetzt werden, daß die Wellenzüge persistent sind, d. h. daß es sich um ein *Fortschreiten* z. B. einer Wellengruppe handelt.

Nach der Theorie der Oszillatoren kann man diese Voraussetzung jedoch nur mit Einschränkungen machen. Da eine Wellengruppe zustande kommt durch die Superposition von N Elementarwellen am Beobachtungsort P , wird sie beim Weiterlaufen allmählich auseinanderfließen und neuen Superpositionsformen Platz machen. Ferner wird an einem quer zur Hauptausbreitungsrichtung der Wellen liegenden anderen Beobachtungsort P' , wenn er nur genügend weit vom ersten Ort P entfernt ist, eine bei P beobachtete Wellengruppe hier gar nicht vorhanden sein, da die Gruppen sowohl in Ausbreitungsrichtung, als vor allem auch senkrecht dazu *begrenzt* sind. Dreierstationen (tripartite stations) dürfen also nicht zu weit voneinander entfernt sein, damit noch ein Vergleich der Schwingungsbilder möglich ist. Dies ist aber durch die Erfahrung längst bestätigt.

Ferner kommt nach der Theorie der Oszillatoren dem häufig für die Gruppen gebrauchten Ausdruck „Schwebungen“ kein Sinn zu, wenn man darunter die Überlagerung von zwei quasi-persistenten harmonischen Wellenzügen mit schwach differierenden Perioden versteht.

7. Form der Resultantschwingung als Funktion des zeitlichen Schwingungsablaufs der Oszillatoren

Wir nehmen jetzt an, was den wirklichen Verhältnissen nahekommen wird, daß bei jedem Oszillator k die seismische Wellenabstrahlung in Form einer Wellengruppe (Abb. 8) erfolgt. Die Zeitdauer der Wellengruppe wird schwanken, ebenso die Maximalamplitude und die mittlere Periode. Der Einfachheit halber sei jedoch vorausgesetzt, daß alle Oszillatoren Gruppen gleicher Dauer ϑ und von schwach differierender mittlerer Periode $2\pi/\omega$ emittieren; letzteres hat zur Folge, daß eine zu einem bestimmten Zeitpunkt t_a

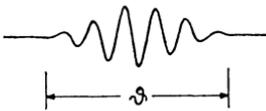


Abb. 8.

vorliegende Verteilung der Phasenwinkel φ_k mit wachsender Zeit stetig verändert wird. Die Änderung des Phasenwinkels des Oszillators k erfolge linear mit der Zeit in der Form $\dot{\varphi}_k \cdot t$, wobei $\dot{\varphi}_k = \partial\varphi_k/\partial t$ ist und einer *Normalverteilung* entstammen soll.

Dann haben wir gemäß (3) mit $a_0 = 1$ zur Zeit t_a die Amplitude r der Resultantschwingung

$$r(t_a) = \sum_{k=1}^N e^{-i\varphi_k} \tag{17}$$

und zur Zeit $t_a + t$

$$r(t_a + t) = \sum_{k=1}^N e^{-i(\varphi_k + \dot{\varphi}_k t)}. \tag{18}$$

Der Einheitsvektor $e^{-i(\varphi_k + \dot{\varphi}_k t)}$ kann in der Gauß'schen Zahlenebene (Abb. 9) dargestellt werden. Bei der Summenbildung gemäß (18) können wir zunächst wieder über die Vektoren $e^{-i\varphi_k}$ summieren, was auf den Ausdruck (17) bzw. die Wahrchein-

lichkeitsverteilung (7) führt, und dann summieren wir über die Vektoren $\phi_k t$. Nennen wir den letzteren Summenvektor $\dot{r}t$, dann ist seine Wahrscheinlichkeitsverteilung

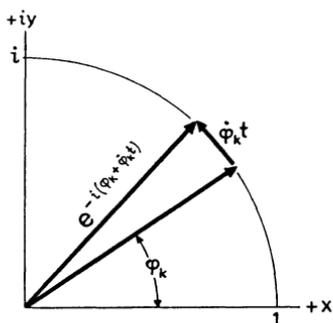


Abb. 9.

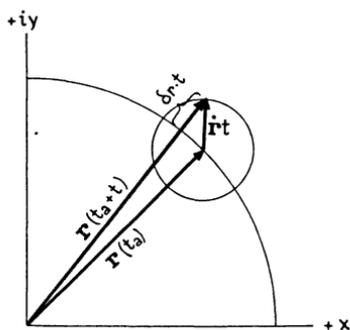


Abb. 10.

$w(\dot{r}t)$ wieder eine Gauß-Verteilung nach dem 1. Fundamentalsatz, da die auf Seite 195 genannten Voraussetzungen auch für die $\phi_k t$ erfüllt sind. Somit erhalten wir für die Vektoren $\dot{r}t$ die Verteilungsfunktion gemäß (7)

$$w(\dot{r}t) = \frac{1}{\pi N} e^{-\frac{\dot{r}^2 t^2}{N}}. \quad (19)$$

Der Summenvektor nach (18) läßt sich also durch die Summe der Vektoren $r(t_a)$ und $\dot{r}t$ wie in Abb. 10 darstellen.

Betrachtet man die Differenz $\delta r \cdot t$ der Beträge der Vektoren $r(t_a)$ und $r(t_a + t)$, so erhält man deren Wahrscheinlichkeitsverteilung näherungsweise (für $|\dot{r}t| \ll |r(t_a)|$) durch Integration der Verteilung (19) über ihren zur Richtung von $r(t_a)$ parallelen Rand:

$$w(\delta r \cdot t) \approx \frac{1}{\sqrt{\pi N}} e^{-\frac{\delta r^2 \cdot t^2}{N}}. \quad (20)$$

Dies ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung der nach der Zeit t zu erwartenden Änderung der Amplitude der Resultantschwingung. Aus dem Vergleich der Beziehung (20) mit der Beziehung (11) erkennt man, daß die zeitlichen Änderungen der Amplituden genauso dem \sqrt{N} -Gesetz folgen, wie die Amplituden selbst. Daher hat die Zahl der Oszillatoren N keinen Einfluß auf die Form des Schwingungsbildes, sondern nur auf dessen Amplitudenmaßstab. Diese Tatsache hätte man anschaulich nicht voraussagen können: Das Schwingungsbild wird demnach durchaus nicht ruhiger, wenn die Zahl der Quellen wächst.

Macht man nun weiter die Annahme, daß nicht jeder Oszillator nach Abstrahlung einer Wellengruppe der Zeitdauer ϑ sofort die nächste emittiert, sondern eine kleine Ruhepause eintritt, dann ist es selbstverständlich, daß nach einer Zeit, die größer ist als $t_a + \vartheta$, sämtliche Oszillatoren ihre Phasenwinkel ϕ_k gegenüber dem Zeitpunkt t_a radikal verändert haben müssen. Die Erhaltungstendenz kann nämlich nicht länger

anhalten, als die Zeitlänge ϑ der Gruppen beträgt, weil neue Gruppen mit neuen Phasenwinkeln auftauchen werden und nach einer Zeit, die größer als ϑ ist, keine der zur Zeit t_a vorhandenen Gruppen mehr existiert.

Unterteilen wir eine Mikroseismikregistrierung demnach in gleiche Zeitintervalle ϑ und greifen wir aus jedem Intervall z. B. die Amplitude a_z der zentral gelegenen Schwingung heraus, dann sind diese a_z -Werte voneinander statistisch unabhängig, obgleich sie durch einen Schwingungsablauf mit stetig variierenden Amplituden verbunden sind. Die Konsequenz aus dieser Tatsache ist folgende:

Die Zentralwerte der Amplituden a_z folgen zufällig aufeinander und gehorchen als Teilmenge dem Verteilungsgesetz (9a), wie es in Abb. 1 dargestellt ist. Sie haben also im Mittel keine monoton ansteigende, fallende oder gleichbleibende Enveloppe, sondern streuen statistisch und bestimmen damit die „Unruhe“ des zeitlichen Amplitudenverlaufs der Registrierung. Da die Zwischenwerte der Amplituden stetig verlaufen, zeigt die Enveloppe Undulationen (Abb. 11), deren *mittlere* „Wellenlänge“ etwa der doppelten Zeitdauer ϑ der von den Oszillatoren abgestrahlten Gruppen entsprechen

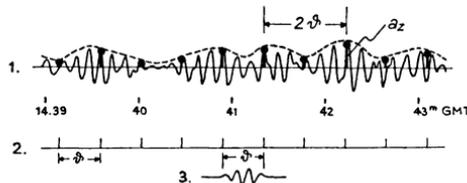


Abb. 11: 1. Originalregistrierung (Hamburg, 2. 1. 1964, vertikal) mit Undulationen der Enveloppe der mittleren Wellenlänge 2ϑ und Zentralwerte a_z im Abstand ϑ .
 2. Zeitskala für die Zentralwerte (der Anfang ist willkürlich gewählt).
 3. Vom einzelnen Oszillator abgestrahlte Gruppe der Dauer ϑ .

muß. Die *Amplituden der Undulationen* A folgen dabei einem Verteilungsgesetz, das durch die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der *Differenzen* von Elementpaaren aus der Verteilungsfunktion der Amplituden (9a) gegeben ist und die Form

$$w(A) = \frac{1}{\sqrt{8N\pi}} \left(1 + \frac{A^2}{N} \right) e^{-\frac{A^2}{2N}} \tag{21}$$

besitzt, die hier nicht abgeleitet werden soll. Man erkennt aber auch an dieser Beziehung, daß die „Unruhe“ des Schwingungsbildes nicht von der Zahl der Oszillatoren N abhängt (bei genügend großem N), da sie ebenso wie die mittlere Amplitude der Resultantschwingung dem \sqrt{N} -Gesetz folgt.

Was sich jedoch in dem Schwingungsbild widerspiegelt, ist die Form der von den einzelnen Oszillatoren abgestrahlten Gruppen. Wir hatten gefunden, daß die mittlere „Wellenlänge“ der Undulationen etwa doppelt so groß sein muß wie die Zeitdauer ϑ der abgestrahlten Elementargruppen. Dies gilt, wenn sich die gegenseitigen Phasenbeziehungen der Oszillatorschwingungen nicht zu schnell verändern. Andernfalls erhöht sich die „Unruhe“ des Schwingungsbildes, indem die Undulationen im Mittel schneller

aufeinander folgen, was aus den oben angestellten Überlegungen und der Beziehung (20) folgt, wenn berücksichtigt wird, daß die Absolutwerte der δr mit den Absolutwerten der Phasenänderungsgeschwindigkeiten $\dot{\phi}_k$ wachsen.

Die Form der Resultantschwingung, d. h. der Charakter der registrierten Mikroseismik hängt demnach entscheidend vom zeitlichen Verlauf der Oszillatorschwingungen ab. Man kann nachstehende Folgerungen ziehen:

1. Enthält die Registrierung *langsam an- und abschwellende* Schwingungen, dann strahlen die Oszillatoren die seismische Energie ebenfalls in langdauernden Gruppen ab, wobei sich die gegenseitigen Phasenbeziehungen außerdem nur langsam verändern; letzteres ist dann der Fall, wenn fast alle am Registrierort eintreffenden Elementarwellen dem gleichen schmalen Frequenzband angehören.
2. Zeigt die Registrierung *kürzere Gruppen*, dann strahlen die Oszillatoren die Energie entweder ebenfalls in kurzen Wellengruppen ab mit langsamer oder auch schnellerer Phasenänderung, oder sie strahlen längere Gruppen ab, jedoch mit schnellerer Phasenänderung.

Daraus folgt, daß der beobachtete unterschiedliche Charakter der Mikroseismikregistrierungen mit dem besonderen Charakter der Anregungs- und Abstrahlungsvorgänge in Zusammenhang gebracht werden muß. Dies wird auf Grund der Erfahrung auch getan; die vorliegenden Überlegungen können jedoch dazu dienen, die beobachteten Zusammenhänge zu präzisieren: Es wird der Grund sichtbar, warum Mikroseismik aus verschiedenen Anregungsgebieten oft recht charakteristische Unterschiede aufweist.

8. Anregungsvorgänge

Neuere Messungen der Mikroseismik von OLIVER und PAGE [19] am Lamont Geological Observatory in Palisades (New York), bei denen auf elektronischem Wege Periodenanalysen vorgenommen wurden, haben gezeigt, daß nicht nur die nach LONGUET-HIGGINS [11] zu erwartenden halben Perioden des Seegangs, sondern auch die Seegangsperioden selbst auftreten. Das spricht für die von HASSELMANN [8] ausgesprochene Überzeugung, daß sowohl Anregungsvorgänge nach LONGUET-HIGGINS als auch nach WIECHERT besonders effektiv sein müßten.

Anregungsvorgänge nach LONGUET-HIGGINS verlangen das Vorhandensein von stehenden Wellen des Seegangs. Bei Reflexion von Meereswellen an der Küste (vor allem an Steilküsten) wird man kaum reflektierte Wellen mit langen Kämmen erwarten dürfen, auch wenn die anlaufenden Wellen lange Kämmen haben sollten; das würde nämlich eine langgestreckte Gradlinigkeit der Küstenlinie voraussetzen. Die hier dargestellten Überlegungen über die statistisch verteilten Oszillatoren können nun aber auch Anregungsvorgänge nach LONGUET-HIGGINS an einer „rauen“ Küstenlinie verständlich machen. Nimmt man an, daß es längs der Küstenlinie zahlreiche statistisch verteilte Reflexionselemente gibt, welche die Meereswellen in der Weise reflektieren, daß von jedem Element kreisförmige Wellen zurücklaufen, dann hat man als Überlagerungseffekt ebenfalls mit Resultantschwingungen einer der Beziehung (9a) entsprechenden

Amplitudenverteilung zu rechnen⁶⁾. Diese laufen dem ankommenden Seegang entgegen und geben Anlaß zu Elementargebieten stehender Wellenkomponenten, welche ihrerseits durch Anregung seismischer Oszillatoren wirksam werden.

Die hier mitgeteilten Überlegungen sind nicht beschränkt auf die Erzeugung der Seegangs-Mikroseismik. Sie lassen sich übertragen auf alle Anregungsvorgänge von Bodenunruhe, bei denen statistisch verteilte Oszillatoren eine Rolle spielen, also z. B. bei der Entstehung von Bodenunruhe durch im Wind bewegte Bäume und dergleichen, ferner bei Verkehrs- und Industrierschütterungen.

Literatur

- [1] BÅTH, M.: An investigation of the Uppsala microseisms. Met. Inst. vid. Kungl. Univ. Uppsala, Medd. No. 14, 1949.
- [2] STROBACH, K.: Zum Studium der mikroseismischen Bodenunruhe in Hamburg. Z. f. Geophys. 21, 1955.
- [3] Ders.: Ein Beitrag zum Problem der Entstehung und der Wellennatur der mikroseismischen Bodenunruhe. Hamburger Geophysikalische Einzelschriften, Heft 5, Hamburg 1962.
- [4] Ders.: Morphologische Untersuchung mikroseismischer Bodenbewegungen nach stereoskopischen Vektorregistrierungen. Z. f. Geophys. 24, 1958.
- [5] HOLLINDERBÄUMER, J.: Über die Ortung mikroseismischer Stürme. Z. f. Geophys. 25, 1959.
- [6] FRIEDRICH, H.: Die mikroseismische Bodenunruhe in Hamburg während des Internationalen Geophysikalischen Jahres 1957—1958. Diplomarbeit, Hamburg 1960.
- [7] SCHNEIDER, G.: Zusammenhänge zwischen mikroseismischer Bodenunruhe in Stuttgart und Aufbau der Erdkruste in Mitteleuropa. Dissertation, Stuttgart 1958.
- [8] HASSELMANN, K.: A statistical analysis of the generation of microseisms. Reviews of Geophysics, Vol. 1, No. 2, 1963.
- [9] Ders.: Über zufallserregte Schwingungssysteme. Z. Angew. Math. Mech., 42, 1962.
- [10] WIECHERT, E.: Discussion, Verh. der Zweiten Internat. Seism. Konf. 1905. Gerl. Beitr. Geoph. Erg. Bd. 2, 1905. Discussion, Verh. der Zweiten Tagung der Permanenten Kommission und Ersten Generalversammlung der Internat. Seism. Assoc., The Hague, 1907.
- [11] LONGUET-HIGGINS, M. S.: A theory of the origin of microseisms. Phil. Trans. Roy. Soc. London (A), 243, 1950.
- [12] BRUNS, E.: Handbuch der Wellen der Meere und Ozeane, Berlin 1955.
- [13] HARDTWIG, E.: Theorien zur Mikroseismischen Bodenunruhe, Leipzig 1962.
- [14] RAYLEIGH, LORD: On the resultant of a large number of vibrations of the same pitch and of arbitrary phase. Phil. Mag. 10, 1880.
- [15] VAN DER WAERDEN, B. L.: Mathematische Statistik, Springer, Berlin 1957.
- [16] BARTELS, J.: Random fluctuations, persistence, and quasipersistence in geophysical and cosmical periodicities. Terr. Magn. and Atm. Electr. 40, 1935.
- [17] STROBACH, K.: Stereoskopische Vektorregistrierung. Z. f. Geophys. 23, 1957.
- [18] JENSEN, H.: On the Beat-Distribution in Group-Microseisms. Geodaetisk Institut, Medd. No. 34, Kopenhagen 1957.
- [19] OLIVER, J., and R. PAGE: Concurrent storms of long and ultra long period microseisms. Bull. of Seism. Soc. of Am. 53, No. 1, 1963.
- [20] LONGUET-HIGGINS, M. S.: On the statistical distribution of the heights of sea waves. Journ. Mar. Res. 11, 1952.

⁶⁾ Ein bekanntes Beispiel für einen solchen Prozeß ist das von einem Waldrand zurückgeworfene akustische Echo.

Über 40 Jahre weltweite Erfahrung **SEISMOS**

Ältester geophysikalischer Contractor mit modernster Ausrüstung

Führend in vielseitiger Abspieldtechnik: Geeignetes Stapeln Δ „Continuous Integrating“
Anwendung des Time-Domain Filters Δ Verschiedene Möglichkeiten zur Beseitigung
multipler Reflexionen Δ Geeignete Kombination von Frequenz- und Wellen-
längen-Filterung

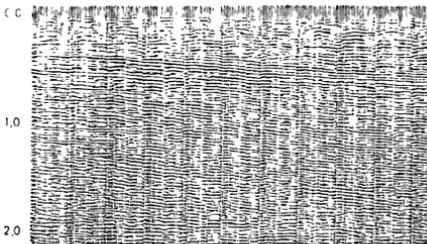
in „Very Low Frequency“ Refraktionsseismik zur Erforschung tiefer Becken

in genauester und wirtschaftlicher Arbeit mit dem Worden Gravimeter

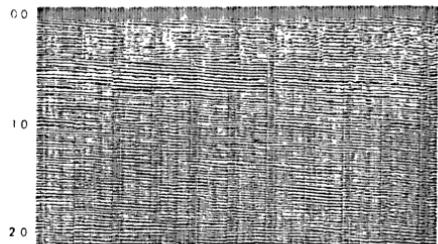
Geoelektrik - Geomagnetik - Scintillometrie

Regionale und Detail-Untersuchungen in Europa und Übersee mit wirtschaftlichen
Kosten pro Quadratkilometer

SEISMOS ist bekannt für sorgfältige Interpretationen und auch für Reinterpretationen



Seismogramm-Sektion mit statischen Korrekturen,
Filterung 26/85 Hz



Dieselbe Sektion, verbessert durch überschlagende Mischung
und „Continuous Integrating“

SEISMOS GmbH, Hannover
Wilhelm-Busch-Straße 4

Telegramm-Adresse: Seismos Hannover Δ Tel.: 71 08 31 Δ Fernschreiber: 0922419

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

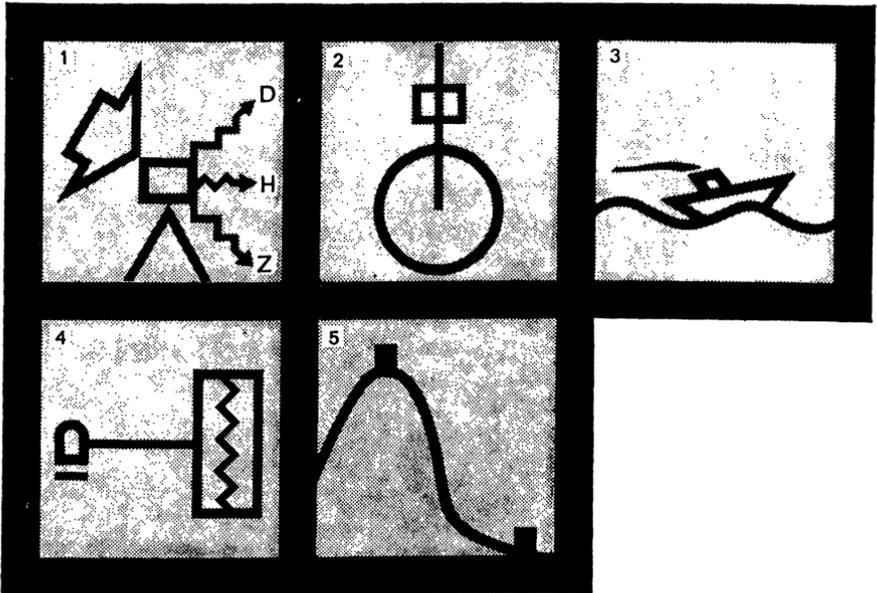


PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG



CONTI ELEKTRO
ASKANIA-WERKE
BERLIN-MARIENDORF

ASKANIA INSTRUMENTE VON WELTRUF



1 Registrierung der Variationen der erdmagnetischen Komponenten D, H und Z – **Askania-Variograph Gv 3**

2 Magnet – Faden – Torsionskreis, die klassisch einfache Meßmethode – **Askania-Torsionsmagnetometer Gfz, Gfz/M und Gfh**

3 Zuverlässig auch bei Vertikalbeschleunigungen von 200000 mgal und mehr – **Askania-Seegravimeter nach Graf**

4 Getrennte Aufstellung von Magnetometer und Schreiber – **Askania-Magnetograph Gm 1**

5 Schnelle Höhenmessungen auf ± 10 bis 30 cm genau – **Askania-Mikrobarometer Gb 5**

4-319

Nähere Informationen durch **CONTI ELEKTRO ASKANIA-WERKE** Berlin 42
CONTINENTAL ELEKTROINDUSTRIE AKTIENGESELLSCHAFT · DÜSSELDORF

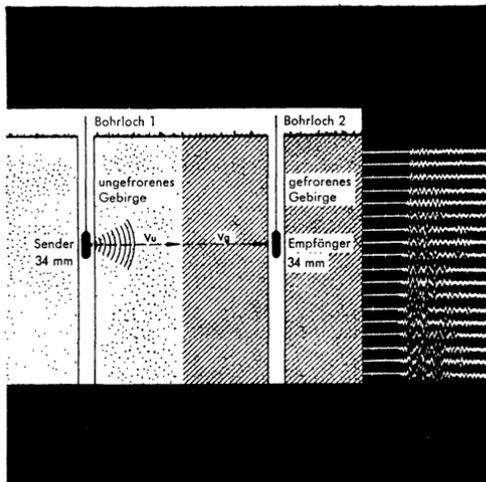
CONTI ELEKTRO



SCHORCH



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



HORIZONTALE DURCHSCHALLUNG

Überprüfung der Homogenität des Gebirges zwischen Bohrlöchern mit Schallsendern und Empfängern. Senderdurchmesser 34 mm ($\sim 1\frac{3}{8}$ ")

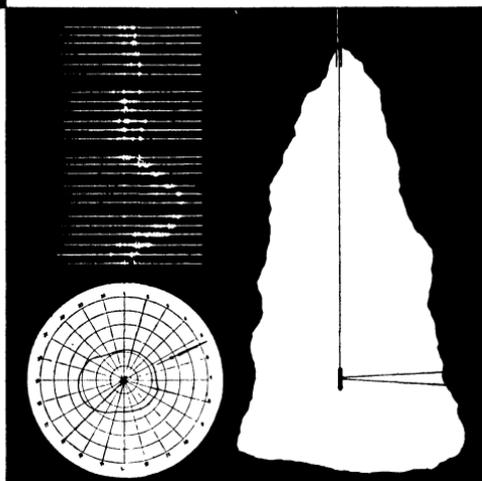
Anwendungsgebiete

Überwachung des Frostmantels beim Abteufen von Gefrierschächten.

Lösung bergmännischer und ingenieurgeophysikalischer Probleme.

ECHOMETRISCHE HOHLRAUMMESSUNG

Ausmessen flüssigkeitgefüllter Hohlräume durch eine Echo-Sonde mit drehbarem Meßkopf.



ÄTHIOPIEN	PRAKLA ETHIOPIAN BRANCH P.O. Box 119 – DIRE DAWA
ALGERIEN	SOCIÉTÉ NORD AFRICAINE DE GÉOPHYSIQUE 6, Boulevard Mohamed V – ALGER
AUSTRALIEN	PRAKLA (AUSTRALIA) PTY. LTD. Box 300 E, G.P.O. – BRISBANE/QUEENSLAND
BRASILIEN	PRAKLA S.A. Av. Franklin Roosevelt 23 12º andar – RIO DE JANEIRO
FRANKREICH	COMPAGNIE POUR L'APPLICATION DES TECHNIQUES GÉOPHYSIQUES "C.A.T.G." 79, Champs Elysées – PARIS – VIII e
LIBYEN	PRAKLA LIBYA P.O. Box 679 – TRIPOLIS
MAROKKO	PRAKLA MAROC 12, Rue Lavoisier – RABAT
ÖSTERREICH	PRAKLA GMBH WIEN 19 – Kreindl-Gasse 15/10
SPANIEN	PRAKLA-SEISMOS ESPAÑOLA S.L. Calle Nervion 4 – MADRID (2)
SYRIEN	PRAKLA SYRIA BP 1074 – ALEPPO
TURKEI	PRAKLA ANKARA P.K. 41 – SANKAYA-ANKARA