

# Zeitschrift für Geophysik

Band 37

1971

Heft 2

## Inhaltsverzeichnis

- Übersichtsartikel: BUSSE, F.: Bewegungen im Kern der Erde . . . . . 153
- MORITZ, J.: Messung von Strahlungsgürtel-Protonen im Energiebereich 0,25–1,65 MeV mit dem Satelliten Azur . . . . . 179
- RAETHJEN, H.: Protonenmessungen im Morgensektor der Polarlichtzone bei langsam variierender Absorption kosmischen Rauschens . . . . . 195
- ACHTERMANN, E., et al.: The Solar Particle Event of March 1970 as Observed over the Polar Cap and in the Radiation Belt with the Satellite GRS-A/AZUR . . . . . 211
- MÜLLER, G.: Direct Inversion of Seismic Observations *II, F, 3, e, 9* . . . . . 225
- GIESE, P., und A. STEIN: Versuch einer einheitlichen Auswertung tiefenseismischer Messungen aus dem Bereich zwischen der Nordsee und den Alpen *I, F, 3, e, 7* . . . . . 237
- GUTDEUTSCH, R.: Über die seismischen Informationen aus Hydrophonregistrierungen . . 273 *II, F, 3, e*
- SCHÖBER, M.: The Electrical Conductivity of Some Samples of Natural Olivine at High Temperatures and Pressures . . . . . 283
- FRITSCH, V., und A. F. TAUBER: Zur objektiven Beurteilung der festigkeitsmechanischen Eigenschaften von Fels durch geoelektrische Messungen *II, F, 3, d* . . . . . 293
- Briefe an den Herausgeber:
- SCHULT, A., and H. SOFFEL: Magnetic  $\Delta Z$ -Profile Across the Hon Graben, Lybia 299 *II, F, 3, c, 222*



PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG

# ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

als zweimonatliche Publikation herausgegeben im Auftrag der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft von

W. Dieminger, Lindau/Harz

und

J. Untiedt, Münster i. W. (als Stellvertreter)

unter Mitwirkung von

A. Defant, Innsbruck — W. Hiller, Stuttgart — K. Jung, Kiel — W. Kertz, Braunschweig — E. A. Lauter, Kühlungsborn — H. Menzel, Hamburg — O. Meyer, Hamburg — F. Möller, München — St. Müller, Karlsruhe — H. Reich, Göttingen — U. Schmucker, Göttingen — M. Siebert, Göttingen — H. Soffel, München

Veröffentlicht werden Originalarbeiten aus dem gesamten Gebiet der Geophysik und aus den Grenzgebieten in deutscher, englischer oder französischer Sprache. Außerdem erscheinen mehrmals im Jahr auf Einladung hin verfaßte Übersichtsartikel.

Für kurze Mitteilungen, bei denen Interesse an raschem Erscheinen besteht, gibt es neben den normalen Veröffentlichungen die „Briefe an den Herausgeber“ (ohne Zusammenfassung). Sie werden nach Möglichkeit im nächsten Heft gebracht.

Jede Originalarbeit beginnt mit einer deutschen und einer englischen oder französischen Zusammenfassung. Bei deutschsprachigen Aufsätzen und Briefen werden Titel der Arbeit und Abbildungsunterschriften zusätzlich in englischer oder französischer Sprache gebracht.

Die Autoren erhalten 50 Sonderdrucke ihrer Arbeit kostenlos. Weitere Exemplare können vom Verlag gegen Berechnung geliefert werden. Eine Honorierung der Beiträge erfolgt nicht.

Es wird 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 Zitate sollen entsprechend folgendem Beispiel angefertigt werden:

Im Text: Bei der ersten Zitierung [JUNG, MENZEL und ROSENBACH 1965], bei jeder folgenden Zitierung [JUNG et al. 1965].  
Im Literaturverzeichnis: JUNG, K., H. MENZEL und O. ROSENBACH: Gravimetermessungen im Nördlinger Ries. Z. Geophys. 31, 7—26, 1965.

Manuskripte sind zu senden an Prof. Dr. WALTER DIEMINGER, Max-Planck-Institut für Aeronomie, 3411 Lindau/Harz.

Anschrift der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft:

2 Hamburg 13, Binderstr. 22. Postscheckkonto: Hamburg 55983

Bank: Neue Sparcasse, Hamburg 24/11528

Aufgenommen werden nur Arbeiten, die weder im In- noch im Ausland veröffentlicht wurden und die der Autor auch anderweitig nicht zu veröffentlichen sich verpflichtet. Mit der Annahme des Manuskriptes geht das ausschließliche Nutzungsrecht an den Verlag über.

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.

Bezugspreis je Band (6 Hefte) 105,— DM, Einzelheft je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Band, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Jahresende vorliegt.

Gedruckt mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

Dem Heft liegt ein Prospekt des Verlags Enke, Stuttgart, sowie der Firma Karl Weiss, Lindenstruth/Gießen, bei.

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

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

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1971

# **Bewegungen im Kern der Erde<sup>2)</sup>**

## **Motions within the Earth's Core**

F. H. BUSSE, München<sup>1)</sup>

Eingegangen am 18. Sept. 1970

### **1. Einleitung**

Das Problem der Strömungen im flüssigen Kern der Erde hat in den letzten Jahrzehnten wachsende Beachtung gefunden. Die Untersuchung der Säkularvariation des Erdmagnetfeldes und die Beobachtung der Schwankungen der Erdrotation haben direkte Hinweise auf Bewegungen im Kern ergeben. Der Hauptgrund für das Interesse an den Strömungen im Erdinneren ist jedoch die Frage nach dem Ursprung des Erdmagnetfeldes. Wesentliche Fortschritte zur Lösung dieses Problems sind in den vergangenen 30 Jahren erzielt worden. Dies wird ersichtlich, wenn man die klassische zweibändige Monographie „Geomagnetism“ von CHAPMAN und BARTELS [1940] zum Vergleich heranzieht. In jenem Werk werden die verschiedenartigsten Hypothesen zur Entstehung des Erdmagnetfeldes erwähnt und sämtlich als unbefriedigend charakterisiert. Heute wird allgemein die Vorstellung akzeptiert, daß Strömungen im elektrisch leitenden Kern als Dynamo wirken und die Energie zur Aufrechterhaltung des Magnetfeldes liefern. Nachdem die Theorie des homogenen Dynamos bewiesen hat, daß dieser Vorgang im Prinzip möglich ist, erhebt sich die Frage nach der Form der Strömungen und ihren physikalischen Ursachen. Es ist die Absicht des vorliegenden Berichtes, dieser Frage nachzugehen und an Hand von Modellen Möglichkeiten zu ihrer Beantwortung aufzuzeigen.

Wir beginnen in Abschnitt 2 mit der empirischen Evidenz für die Bewegungen und die physikalischen Eigenschaften des Erdkerns. Nur wenige Anhaltspunkte für eine Theorie der Bewegungen können dabei gewonnen werden. Manche physikalische Größen wie zum Beispiel die Viskosität sind nicht einmal der Größenordnung nach bekannt. Auf der anderen Seite besteht die Hoffnung, daß eine vollständige Lösung des Dynamoproblems, welche die Lorentzkräfte berücksichtigt, neue Möglichkeiten zur Interpretation der beobachteten Säkularvariation ergeben wird. Die Fortschritte der Theorie und die Ausnutzung der empirischen Daten sind auf diesem Gebiete besonders eng verknüpft.

---

<sup>1)</sup> Dr. F. BUSSE, Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, 8 München 23, Föhlinger Ring 6.

<sup>2)</sup> Vom Vorstand der DGG erbetener Übersichtsartikel.

Da das Interesse an den Strömungen im Kern von der Dynamohypothese des Erdmagnetfeldes motiviert ist, erscheint es zweckmäßig, in Abschnitt 3 einen kurzen Überblick über den gegenwärtigen Stand der Dynamotheorie zu geben. Die bisherigen Arbeiten auf diesem Gebiet sind ausschließlich dem kinematischen Dynamoproblem gewidmet, d. h. das Geschwindigkeitsfeld wird als mehr oder weniger beliebiges Vektorfeld angenommen, das nur der Kontinuitätsgleichung zu genügen hat. Wegen der mathematischen Schwierigkeiten ist das Dynamoproblem für Geschwindigkeitsfelder, die sich als Lösungen der Bewegungsgleichungen mit physikalisch sinnvollen Kräften ergeben, bisher nicht untersucht worden. Noch schwieriger erscheint das nichtlineare magnetohydrodynamische Dynamoproblem, bei dem die Rückwirkung der Lorentzkräfte auf das Geschwindigkeitsfeld berücksichtigt wird. Das letztere dieser ungelösten Probleme kann jedoch nur behandelt werden, wenn das erste Problem gelöst ist. Aus diesem Grunde ist es sinnvoll nach Lösungen der Bewegungsgleichungen für den Erdkern zu fragen, ohne die Lorentzkräfte zu berücksichtigen, obwohl diese im Vergleich zu den anderen Kräften nicht vernachlässigbar sind.

Zwei Ursachen für Strömungen im Erdkern sind von besonderem Interesse: die thermische Instabilität des Kerns und die Präzession der Erde. Diese Probleme werden in den Abschnitten 5 und 6 behandelt. Um die Diskussion zu erleichtern, haben wir in Abschnitt 4 eine kurze Charakterisierung der Strömungsmechanik im rotierenden System vorausgeschickt. Dabei werden wir auf das Phänomen der Rossbywellen eingehen, die für den Erdkern von besonderer Bedeutung sind. Sowohl die thermische Konvektion wie die Instabilitäten der durch die Präzession erzeugten Strömung sind bezüglich der dynamischen Eigenschaften den Rossbywellen verwandt. Um den Überblick nicht durch Details zu belasten, beschränken wir uns bei der mathematischen Beschreibung der Strömungen auf einfache Überlegungen. Eine ausführliche Darstellung findet man in der angegebenen Literatur. Auf weitere Probleme, die noch nicht im einzelnen untersucht worden sind, wird in den Bemerkungen am Schluß eingegangen.

## 2. Empirische Evidenz für Strömungen im Erdkern

Die Tatsache allein, daß die Dynamohypothese die einzig stichhaltige Möglichkeit bietet, das Erdmagnetfeld zu erklären, ließe sich als Beweis für die Existenz von Strömungen hinreichender Amplitude im Erdinnern anführen. In diesem Abschnitt sollen jedoch andere geophysikalische Phänomene diskutiert werden, die in mehr direkter Weise Rückschlüsse auf Strömungen im Erdinnern zulassen.

Die Möglichkeit für Strömungen hinreichender Amplitude bietet der flüssige Kern der Erde, der sich vom Erdmittelpunkt aus gesehen zwischen den Radien  $r_i \approx 1400$  km und  $r_0 \approx 3470$  km erstreckt. Innerhalb des Radius  $r_i$  ist der Kern fest. Es wird allgemein angenommen, daß der Kern aus einer Mischung von Eisen und Nickel besteht. Die hohe Dichte von etwa  $10 \text{ g/cm}^3$  und die gute elektrische Leitfähigkeit deuten darauf hin. In der geophysikalischen Literatur wird häufig der Wert  $3 \cdot 10^5 \text{ Ohm}^{-1}\text{m}^{-1}$

für die Leitfähigkeit zitiert, der sich als Mittel aus verschiedenen Abschätzungen mit der Unsicherheit von einer Größenordnung ergibt. Die kinematische Viskosität  $\nu$  des flüssigen Kerns ist so gut wie unbekannt. Abschätzungen variieren zwischen  $10^{-3}$  und  $10^8$  cm<sup>2</sup>/sec, wobei allerdings die letztere Zahl als obere Schranke anzugeben ist. Glücklicherweise spielt der genaue Wert der Viskosität keine allzu große Rolle und wir werden der Einfachheit halber den häufig benutzten Wert

$$\nu = 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{sec} \quad (2.1)$$

annehmen, der etwa dem Zehnfachen des Wertes von Quecksilber unter normalen Bedingungen entspricht.

Die Beobachtung der Säkularvariation des Erdmagnetfeldes bietet die reichhaltigste Information über Strömungen im Erdkern. Die charakteristischen Zeitskalen für die Veränderungen der verschiedenen Komponenten des Magnetfeldes variieren zwischen einigen Jahren und Jahrtausenden. Zeitliche Veränderungen mit einer Zeitskala von weniger als 3—4 Jahren werden jedoch durch die elektrische Leitfähigkeit im unteren Bereich des Erdmantels abgeschirmt. Wenn eine bestimmte Verteilung der Leitfähigkeit im Mantel angenommen wird oder diese ganz vernachlässigt wird, kann von dem an der Erdoberfläche beobachteten Magnetfeld auf das Magnetfeld an der Oberfläche des Kerns zurückgeschlossen werden. Wegen der guten Leitfähigkeit des Kerns wird in erster Näherung angenommen [ROBERTS & SCOTT, 1965], daß die Feldlinien „eingefroren“ sind, d. h. daß sie mit der Strömung advektiert werden. KAHLE, BALL, und VESTINE [1967] haben auf diese Weise Geschwindigkeitsfelder in der äußeren Schicht des Kerns berechnet. Abgesehen von der Diffusion des Magnetfeldes, die wegen der endlichen Leitfähigkeit bei Zeiträumen von mehr als 100 Jahren und bei typischen Längen von weniger als 1000 km nicht vernachlässigt werden kann, enthält die Methode von KAHLE et al. auch prinzipielle Schwierigkeiten. In einer mathematischen Untersuchung hat BACKUS [1968] gezeigt, daß die Lösung des Problems nicht eindeutig möglich ist. Aus diesem Grunde läßt sich die wichtige Frage nicht entscheiden, ob die beobachtete Westdrift des nichtaxialsymmetrischen Teils des Magnetfeldes als Wellenphänomen zu erklären ist, oder ob sie einer mittleren Relativbewegung des äußeren Kerns in Höhe von etwa  $0,3^\circ$  pro Jahr entspricht. Die letztere Hypothese ist von BULLARD, FREEDMAN, GELLMAN und NIXON [1950] ausführlich begründet worden. Die Wellenhypothese wird durch Modellrechnungen von HIDE [1966] und MALKUS [1967] unterstützt. Demnach wird die Westdrift der magnetischen Anomalien durch Alfvénwellen verursacht, die durch die Corioliskraft modifiziert sind und die bevorzugt eine Phasengeschwindigkeit in westlicher Richtung besitzen können.

Neben der Säkularvariation lassen die Schwankungen der Rotation der Erde Rückschlüsse auf Bewegungen im Kern zu. Astronomische Beobachtungen in den vergangenen 150 bis 200 Jahren haben Schwankungen der Tageslänge ergeben, welche die Größenordnung von Millisekunden und eine typische Zeitskala von wenigen Jahrzehnten besitzen. Wie in der Monographie von MUNK & MACDONALD [1961] ausführlich diskutiert wird, bieten die Bewegungen im Kern der Erde und die hydro-

magnetische Kopplung zwischen Kern und Mantel die einzige mögliche Erklärung für die Schwankungen der Tageslänge im Zeitraum von Jahrzehnten. Diese Interpretation hat Untersuchungen der Korrelation zwischen Tageslängenänderung und Änderungen in der Westdrift des nichtaxialsymmetrischen Anteils des Magnetfeldes veranlaßt. Wir verweisen auf die Arbeit von ROCHESTER [1960] und die dort angegebenen Zitate.

Ebenso wie die Tageslänge zeigt die Bewegung des Pols Schwankungen, die der Größenordnung nach nur durch Bewegungen im Kern erklärt werden können. Insbesondere erfordert die Anregung der von CHANDLER entdeckten freien Nutation der Erde Energien, für die andere mögliche Ursachen, z. B. Bewegungen der Atmosphäre, nicht ausreichen. Eine weitere von MARKOWITZ [1960] entdeckte Periode der Polbewegungen scheint direkt mit Bewegungen im Kern zusammenzuhängen [BUSSE 1970c]. Die 24-jährige Periode läßt sich auf die freie Nutation des festen inneren Kerns zurückführen, die über den flüssigen äußeren Kern an den Erdmantel angekoppelt ist.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Beobachtungen auf Strömungen der Größenordnung 0,01—0,1 cm/sec im Kern schließen lassen. Die Form der Strömungen scheint keine einfache Struktur aufzuweisen und besitzt ein weites Spektrum der Zeitabhängigkeit. Man hat das Bild der Säkularvariation mit einer Wetterkarte verglichen. Ähnlich wie bei den Bewegungen der Atmosphäre muß man im Kern mit einem weitgehend turbulenten Bewegungszustand rechnen.

### 3. Das Dynamoproblem

Die Dynamohypothese des Erdmagnetfeldes geht auf einen Vorschlag von LARMOR [1919] zurück. Daß die Erzeugung von Magnetfeldern durch Strömungen in einfach zusammenhängenden Gebieten endlicher Leitfähigkeit überhaupt möglich ist, schien lange Zeit zweifelhaft. Das erste wichtige Resultat der Dynamotheorie war negativ: COWLING zeigte 1934, daß die Erzeugung von rotationssymmetrischen oder zweidimensionalen Magnetfeldern durch Strömungen nicht möglich ist. Ein weiteres negatives Resultat, das im Hinblick auf den Erdkern von Interesse ist, wurde von ELSASSER [1946] bewiesen: Toroidale Geschwindigkeitsfelder können kein Magnetfeld erzeugen.

Die neueren Arbeiten zur Dynamotheorie lassen sich in drei Gruppen einteilen, die mathematisch orientierten Arbeiten, die geophysikalisch orientierten Arbeiten und die Arbeiten, welche dem statistischen Dynamoproblem gewidmet sind. Angesichts des COWLING-Theorems und des Resultats von ELSASSER waren die mathematischen Untersuchungen durch die Frage nach der Existenz von Lösungen der Dynamogleichung motiviert. Diese Gleichung kann in der Form

$$\eta \nabla^2 \mathbf{B} - \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} = -\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (3.1)$$

geschrieben werden, wobei  $\mathbf{v}$  ein beliebiges divergenzfreies Vektorfeld ist. Die magnetische Diffusivität  $\eta$  ist das Reziproke des Produktes von elektrischer Leitfähigkeit und magnetischer Permeabilität, welche beide der Einfachheit halber als konstant vorausgesetzt werden.  $\mathbf{v}$  wird allgemein nur innerhalb eines endlichen Gebietes von Null verschieden angenommen, woraus sich für die magnetische Flußdichte  $\mathbf{B}$  die Randbedingung ergibt, daß sie wie  $r^{-3}$  abfällt, wenn der Abstand vom Ursprung gegen unendlich strebt. Die ersten mathematisch befriedigenden Lösungen des Dynamoproblems wurden von BACKUS [1958] und von HERZENBERG [1958] angegeben. Seither ist eine größere Anzahl von Lösungen bekannt geworden: BRAGINSKIĀ [1965] hat gezeigt, daß bereits bei kleinen Abweichungen von der Rotationssymmetrie Magnetfelder erzeugt werden können; CHILDRESS [1969] und G. O. ROBERTS [1970] haben räumlich und zeitlich periodische Lösungen der Dynamogleichung gewonnen; LORTZ [1968] hat bewiesen, daß die Gleichung (3.1) zeitlich anwachsende Lösungen mit helikaler Symmetrie besitzt. Einen ausführlichen Überblick über diese und andere Arbeiten hat P. H. ROBERTS [1967] gegeben. Ein dem Herzenbergschen Modell entsprechender Dynamo ist inzwischen auch experimentell verwirklicht worden [LOWES und WILKINSON 1963].

Die geophysikalisch orientierten Arbeiten zur Dynamotheorie sind den oben erwähnten mathematischen Arbeiten vorausgegangen. In der mit den Namen von ELSASSER, BULLARD und PARKER verknüpften Theorie des Geodynamos werden spezifische, physikalisch motivierte Annahmen über das Geschwindigkeitsfeld  $\mathbf{v}$  gemacht. Das Ziel der verschiedenen untersuchten Modelle liegt weniger in mathematischer Strenge als in der physikalischen Erklärung des Dynamomechanismus. Eine Übersicht über die zahlreichen Arbeiten auf diesem Gebiet wird in dem Artikel von HIDE und ROBERTS [1961] und in dem Buch von RIKITAKE [1966] gegeben. Im Rahmen des vorliegenden Aufsatzes sind die Vorschläge für Strömungen im Erdkern und deren physikalische Ursachen von besonderem Interesse. Eine ausführliche Diskussion dieses Problems gibt BULLARD [1949]. Er zeigt, daß die Gezeitenreibung, die Schwankungen der Erdrotation und insbesondere die Nutation der Erde nicht ausreichen, um hinreichend große relative Bewegungen zwischen Kern und Mantel zu erzeugen. Nach einer Diskussion der Argumente früherer Autoren kommt BULLARD zu dem Schluß, daß die thermische Instabilität aufgrund der Wärmeproduktion im Kern die wahrscheinlichste Ursache für die Strömungen im Kern ist. Die Möglichkeit, daß die Präzession der Erde Strömungen hinreichender Amplitude erzeugt, wird als unwahrscheinlich angesehen, kann jedoch nicht völlig ausgeschlossen werden. Die beiden demnach als Ursache des Erdmagnetfeldes in Frage kommenden Mechanismen werden in den Abschnitten 5 und 6 ausführlich behandelt werden.

Die Entwicklung der statistischen Dynamotheorie wurde angeregt durch die im Widerspruch stehenden Ergebnisse der Theorien von BIERMANN und SCHLÜTER [1950] einerseits und von BATCHELOR [1950] andererseits. KRAICHNAN und NAGARAJAN [1967] zeigten schließlich, daß die Diskrepanz im Rahmen der normalen Turbulenztheorie nicht ohne schwierige numerische Rechnungen gelöst werden kann. Von einem neuen

Gesichtspunkt aus wurde das Problem des turbulenten Dynamos von STEENBECK, KRAUSE und RÄDLER [1966] behandelt. Diese Autoren haben Modelle konstruiert, bei denen durch eine nichtspiegelsymmetrische Turbulenz Magnetfelder erzeugt werden, deren typische Längenskala groß gegenüber der charakteristischen Länge der Turbulenz ist. Eine ausführliche Diskussion dieses Problemkreises findet man in der kürzlich erschienenen Arbeit von MOFFATT [1970].

Die Reynoldszahlen, die den aus der Säkularvariation erschlossenen Geschwindigkeiten entsprechen, lassen auf einen turbulenten Bewegungszustand im Kern schließen. Da jedoch eine befriedigende Theorie der Turbulenz im rotierenden System nicht existiert, fehlt die mathematisch fundierte Basis für die Anwendung der statistischen Dynamtheorie auf den Erdkern. Die Lösungen der Bewegungsgleichungen, die im folgenden diskutiert werden, sind physikalisch nur bei kleinen Reynoldszahlen realisierbar. Obwohl sie daher nicht direkt auf das Problem der Bewegungen im Erdkern anwendbar sind, so beschreiben sie doch die wesentlichen physikalischen Züge dieser Bewegungen. Dieser Tatbestand wird durch experimentelle Beobachtungen bestätigt. Anders als im nichtrotierenden System bleiben im rotierenden System die charakteristischen Züge der für kleine Strömungsamplituden gültigen Lösungen auch im turbulenten Zustand erhalten.

Ein weiterer Mangel der im folgenden beschriebenen Lösungen der Bewegungsgleichungen für den Kern ist die Vernachlässigung der Lorentzkräfte. Da jedoch das Magnetfeld durch die betrachteten Strömungen erst erzeugt wird, ist eine Berücksichtigung der Lorentzkräfte ohne die Lösung des Dynamoproblems nur unter willkürlichen Annahmen möglich. Insofern ist es die Absicht der folgenden Abschnitte, das erste Teilproblem des komplexen magnetohydrodynamischen Problems der Bewegungen im Erdkern zu behandeln. Der nächste Schritt ist die Lösung des durch Gleichung (3.1) beschriebenen kinematischen Dynamoproblems. Da dieses Problem linear ist, ergeben sich exponentiell anwachsende Lösungen für das Magnetfeld, falls eine Magnetfelderzeugung überhaupt möglich ist. Im dritten Schritt müssen die Lorentzkräfte in den Bewegungsgleichungen für das Geschwindigkeitsfeld  $v$  berücksichtigt werden. Nach der Lenzschen Regel modifizieren die Lorentzkräfte die Strömung in der Weise, daß die Energie des magnetischen Feldes nicht beliebig anwächst, sondern einem Gleichgewichtswert zustrebt, wenigstens im zeitlichen Mittel. Die nichtlineare Kopplung zwischen Dynamo- und Bewegungsgleichung durch die Lorentzkräfte wird damit zum Angelpunkt einer zukünftigen vollständigen Theorie des Erdmagnetfeldes und der Bewegung im Kern.

#### 4. Grundzüge der Hydrodynamik im rotierenden System

Die Bewegungen einer homogenen Flüssigkeit in einem rasch rotierenden System zeigen eine Reihe von charakteristischen Eigenschaften, die auf den an nichtrotierende Systeme gewöhnten Beobachter überraschend wirken. Die wichtigsten dieser Eigenschaften lassen sich mit Hilfe des Taylor-Proudman-Theorems und der Ekman-Grenzschicht verstehen.

Um die Bewegungsgleichungen für den Geschwindigkeitsvektor  $\mathbf{v}$  relativ zum rotierenden System in dimensionsloser Form zu schreiben, ist es üblich, das Reziproke der Winkelgeschwindigkeit  $\Omega$  des Systems als Zeitskala und die Tiefe  $L$  des Systems in Richtung der Rotationsachse als Längenskala zu benutzen. Die Navier-Stokesschen Gleichungen nehmen dann die folgende Form an:

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} + 2 \mathbf{k} \times \mathbf{v} = -\nabla p + \mathbf{K} + E \nabla^2 \mathbf{v}, \quad (4.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0. \quad (4.2)$$

Der Einheitsvektor  $\mathbf{k}$  beschreibt die Richtung der Rotationsachse, der Term  $\nabla p$  enthält neben dem Druck auch alle Kräfte, die sich als Gradient schreiben lassen, z. B. die Zentrifugalkraft. Kräfte, die sich nicht von einem Potential ableiten lassen, sind in  $\mathbf{K}$  zusammengefaßt. Die kinematische Viskosität  $\nu$  geht in die Gleichungen ein in der Form der Ekmanzahl,

$$E \equiv \frac{\nu}{\Omega L^2} \quad (4.3)$$

Die Ekmanzahl ist bereits in normalen Laboratoriumsexperimenten sehr klein. Bei Benutzung des Wertes (2.1) für die Viskosität ergibt sich für den Kern der Erde  $E \approx 10^{-15}$ . Trotz dieser Kleinheit darf der letzte Term in Gleichung (4.1) nicht gänzlich vernachlässigt werden, wie sich bei der Diskussion in Abschnitt 6 zeigen wird.

Da die Zeitabhängigkeit der Strömungen ebenso wie die Größe  $|\mathbf{v}|/L$  in allen geophysikalischen Anwendungen klein gegen die Winkelgeschwindigkeit des rotierenden Systems ist, kann als erste Näherung die Gleichung

$$2 \mathbf{k} \times \mathbf{v} = -\nabla p \quad (4.3)$$

betrachtet werden. Diese Gleichung ist der Ausdruck für das sogenannte geostrophische Gleichgewicht zwischen Druckgradient und Corioliskraft, das auch für Strömungen in der Atmosphäre und in den Ozeanen maßgeblich ist. Eine direkte Folge von Gleichung (4.3) ist das Taylor-Proudman-Theorem, welches besagt, daß langsam veränderliche Strömungen kleiner Amplitude in rotierenden Systemen keine Abhängigkeit in Richtung der Rotationsachse zeigen. Dieses Theorem wird evident, wenn die Operation  $\nabla \times$  auf Gleichung (4.3) angewandt wird und die Kontinuitätsgleichung (4.2) benutzt wird,

$$\mathbf{k} \cdot \nabla \mathbf{v} = 0. \quad (4.4)$$

Die Forderung der Zweidimensionalität übt einen starken Zwang auf die Bewegung im rotierenden System aus, der sich zum Beispiel in den Phänomenen der Taylor-Säule äußert: Ein kleines Hindernis, das im nichtrotierenden System die Strömung kaum beeinflussen würde, gibt im rotierenden System Anlaß zu einer stagnierenden, parallel zur Rotationsachse gerichteten Säule von Flüssigkeit, um welche die Strömung gemäß Gleichung (4.4) herumfließt.

Die Reibungskraft in Gleichung (4.1) kann dadurch mit der Corioliskraft vergleichbar werden, daß große Scherungen in der Strömung auftreten. Dies geschieht im allgemeinen in der Nähe fester Grenzflächen. Als Beispiel betrachten wir die gleichmäßige Bewegung einer festen Platte durch eine relativ zum rotierenden Bezugssystem ruhende Flüssigkeit. Wir idealisieren die Platte durch eine unendlich ausgedehnte Ebene, die durch die Gleichung

$$\mathbf{r} \cdot \mathbf{n} = d$$

beschrieben wird, wobei  $\mathbf{r}$  der Ortsvektor,  $\mathbf{n}$  der Einheitsvektor senkrecht zur Platte und  $d$  der Abstand zum Ursprung ist. Die Bewegung der Platte parallel zu sich selbst ist durch den konstanten Vektor  $\mathbf{v}_0$  mit  $\mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{n} = 0$  gegeben. Die stationäre Lösung der Gleichung (4.1) kann unter der Annahme gewonnen werden, daß die Komponente von  $\mathbf{v}$  senkrecht zur Platte verschwindet und daß  $\mathbf{v}$  nur vom Abstand  $\zeta \equiv |\mathbf{r} \cdot \mathbf{n} - d|$  von der Platte abhängt. Durch Addition der mit  $\mathbf{n} \times$  und mit  $-\mathbf{i}\mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \dots)$  vektoriell multiplizierten Gleichung erhält man

$$2 \mathbf{i}\mathbf{n} \cdot \mathbf{k} (\mathbf{i}\mathbf{v} + \mathbf{n} \times \mathbf{v}) = E (\mathbf{n} \cdot \nabla)^2 (\mathbf{n} \times \mathbf{v} + \mathbf{i}\mathbf{v}). \quad (4.5)$$

Bei Zerlegung der komplexen Lösung von (4.5)

$$\mathbf{n} \times \mathbf{v} + \mathbf{i}\mathbf{v} = (\mathbf{n} \times \mathbf{v}_0 + \mathbf{i}\mathbf{v}_0) \exp \left\{ - \left( 1 + \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}}{|\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}|} \mathbf{i} \right) \zeta (|\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}|/E)^{1/2} \right\}$$

in Real- und Imaginärteil erhält man das als Ekman-Spirale bekannte Geschwindigkeitsfeld

$$\mathbf{v}_E = \left\{ \mathbf{v}_0 \cos(|\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}|/E)^{1/2} \zeta - \mathbf{n} \times \mathbf{v}_0 \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}}{|\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}|} \sin(|\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}|/E)^{1/2} \zeta \right\} e^{-(|\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}|/E)^{1/2} \zeta}. \quad (4.6)$$

In dimensionsbehafteten Größen ergibt sich als Dicke der Grenzschicht, in welcher die Lösung (4.6) exponentiell abfällt,

$$\delta = LE^{1/2} |\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}|^{-1/2} = (\nu/\Omega \cdot \mathbf{n})^{1/2}. \quad (4.7)$$

Die Grenzschichtdicke strebt gegen unendlich, wenn die Grenzebene parallel zur Rotationsachse ist. Abgesehen von diesem Spezialfall läßt sich die Lösung (4.6) auch verwenden, wenn der Geschwindigkeitsvektor  $\mathbf{v}_0$  der Platte nicht räumlich konstant ist, sondern zum Beispiel einer Drehbewegung entspricht. Da die Lösung (4.6) die Kontinuitätsgleichung in diesem Fall nicht exakt erfüllt, ergibt sich zusätzlich eine Normalkomponente der Geschwindigkeit in der Grenzschicht von der Größenordnung  $E^{1/2} \mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{v}_0$ . Die mit dieser Normalkomponente verbundene Zirkulation ist dafür verantwortlich, daß für den Ausgleich von Rotationsgeschwindigkeiten zwischen Wand und Flüssigkeit nicht die Diffusionszeit von der Größenordnung  $E^{-1}$ , sondern die viel kürzere Spin-up-Zeit von der Ordnung  $E^{-1/2}$  maßgeblich ist.

Ein für die Bewegungen im Erdkern wichtiges Phänomen der rotierenden Flüssigkeiten sind die Rossby-Wellen. Die von dem Taylor-Proudman-Theorem geforderte Zweidimensionalität der Strömungen macht sich besonders einschränkend bemerkbar, wenn die Tiefe der Flüssigkeit in Richtung der Rotationsachse nicht konstant ist. Als Beispiel betrachten wir Strömungen zwischen zwei nicht ganz parallelen festen Ebenen, welche an der interessierenden Stelle näherungsweise den Abstand  $L$  haben. Es wird angenommen, daß eine Ebene senkrecht zur Rotationsachse ist und daß der

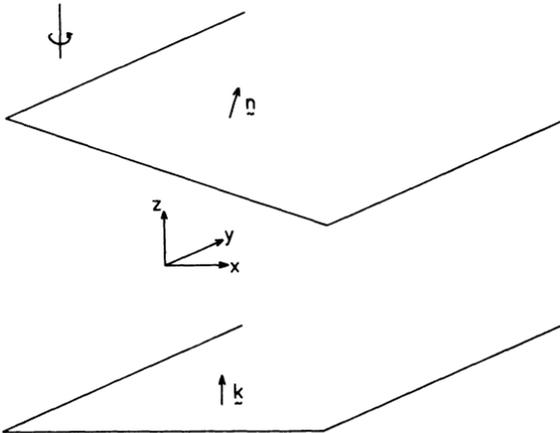


Abb. 1: Das Koordinatensystem zur Beschreibung der Rossby-Wellen zwischen zwei etwas zueinander geneigten Ebenen.

The system of coordinates for the description of Rossby waves between two slightly inclined planes.

nach außen gerichtete Normalenvektor  $\mathbf{n}$  der zweiten Ebene ein wenig von dem Vektor  $\mathbf{k}$  abweicht. Wir benutzen die dimensionslosen Bewegungsgleichungen (4.1), (4.2) und führen das in Abbildung 1 angedeutete rechtwinklige Koordinatensystem ein mit der  $z$ -Achse in Richtung von  $\mathbf{k}$  und der  $y$ -Achse in der Richtung von  $\mathbf{k} \times \mathbf{n}$ . Die Amplitude und die Zeitabhängigkeit der Strömungen werden als klein vorausgesetzt. Wir vernachlässigen den Reibungsterm in Gleichung (4.1) und haben daher als Randbedingung an den Grenzebenen das Verschwinden der Normalkomponente der Geschwindigkeit,

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = 0 \quad \text{bzw.} \quad \mathbf{n} \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (4.8)$$

zu verlangen. Als erste Näherung für die Lösung  $\mathbf{v}$  der Bewegungsgleichung benutzen wir die Lösung

$$\mathbf{v}_0 = \frac{1}{2} \mathbf{k} \times \nabla p_0(x, y, t) \quad (4.9)$$

der Gleichung (4.3). Die Funktion  $p_0(x, y, t)$  ist beliebig. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit können wir annehmen

$$p_0(x, y, t) = p_0(x) e^{i(\alpha y + \omega t)}, \tag{4.10}$$

wobei  $\omega$  nach Voraussetzung ein kleiner Parameter ist. Die Lösung (4.9) erfüllt nicht ganz die zweite der Randbedingungen (4.8). Daher muß ein kleines Vektorfeld  $\mathbf{v}_1$  von der Größenordnung  $|\mathbf{k} \times \mathbf{n}|$  hinzugefügt werden. Als Gleichung für die Störgröße  $\mathbf{v}_1$  ergibt sich aus (4.1)

$$i\omega \mathbf{v}_0 + 2 \mathbf{k} \times \mathbf{v}_1 = -\nabla p_1. \tag{4.11}$$

Diese inhomogene Gleichung ist zusammen mit den Randbedingungen

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_1 = 0 \quad \text{bzw.} \quad \mathbf{n} \cdot \mathbf{v}_1 = \frac{1}{2} \mathbf{k} \times \mathbf{n} \cdot \nabla p_0(x, y, t) \tag{4.12}$$

an den jeweiligen Grenzebenen zu lösen. Bei Multiplikation der Gleichungen (4.11) mit einer anderen beliebigen Lösung

$$\mathbf{v}_0^* = \frac{1}{2} \mathbf{k} \times \nabla p_0^*$$

von der Form (4.9) erhält man nach Integration über die Flüssigkeit

$$i\omega \iiint \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{v}_0^* dx dy dz + \iiint \mathbf{v}_1 \cdot \nabla p_0^* dx dy dz = - \iiint \mathbf{v}_0^* \nabla p_1 dx dy dz. \tag{4.13}$$

Da die Beziehungen  $\nabla \cdot \mathbf{v}_1 = \nabla \cdot \mathbf{v}_0 = 0$  gelten, lassen sich die Integrale teilweise in Oberflächenintegrale überführen. Dabei kann die rechte Seite der Gleichung (4.13) vernachlässigt werden, da sie von der Größenordnung  $|\mathbf{k} \times \mathbf{n}|^2$  ist. Die Integration über  $z$  im ersten Term auf der linken Seite kann weggelassen werden, da der Integrand nicht von  $z$  abhängt und angenommen wird, daß der Abstand der Ebenen in dem betrachteten Gebiet nicht wesentlich von 1 abweicht. Wir erhalten somit an Stelle von (4.13) nach Benutzung der Randbedingung (4.12) und einer partiellen Integration

$$\iint (-i\omega \nabla^2 p_0 + 2 i\alpha |\mathbf{n} \times \mathbf{k}| p_0) p_0^* dx dy = 0. \tag{4.14}$$

Diese Beziehung stellt die notwendige und, wie man zeigen kann, auch hinreichende Bedingung für die Lösbarkeit der Gleichung (4.11) dar. Da  $p_0^*$  eine beliebige Funktion von  $x$  und  $y$  ist, muß die Klammer in dem Integral (4.14) identisch verschwinden. Um diese Bedingung zu erfüllen, muß  $p_0(x)$  einer Gleichung von der Form

$$\frac{d^2}{dx^2} p_0(x) = -\gamma^2 p_0(x).$$

genügen, wobei der Parameter  $\gamma^2$  durch etwaige Randbedingungen in der  $x$ -Richtung bestimmt ist. Als Dispersionsbeziehung erhalten wir

$$\omega = \frac{-2\alpha |\mathbf{n} \times \mathbf{k}|}{\alpha^2 + \gamma^2}. \quad (4.15)$$

Gemäß dieser Beziehung können sich die Rossbywellen nur in einer Richtung fortpflanzen. Die Phasengeschwindigkeit schließt mit der Rotationsgeschwindigkeit des Systems einen spitzen oder einen stumpfen Winkel ein, je nachdem ob die Tiefe des Systems mit dem Abstand von der Rotationsachse ab- oder zunimmt.

Wie in den folgenden Abschnitten gezeigt werden wird, lassen sich die Bewegungen im Kern im wesentlichen als Rossbywellen verstehen, deren Form durch die bisher nicht berücksichtigten Kräfte spezifiziert wird. Für eine eingehende Diskussion der Rossbywellen und weiterer Phänomene in rotierenden Flüssigkeiten verweisen wir auf das Buch von GREENSPAN [1968].

## 5. Konvektion im Kern der Erde

Unter den möglichen Energiequellen des Geodynamos haben Konvektionsströmungen die stärkste Beachtung gefunden. Dies hat seinen Grund einerseits darin, daß schwerwiegende Argumente gegen alternative Möglichkeiten angeführt worden sind; zum anderen lassen die der Beobachtung besser zugänglichen Verhältnisse in der Sonnenatmosphäre auf Konvektionsströmungen als Ursache des solaren Magnetfeldes schließen. Bei genauerer Betrachtung enthält jedoch auch die Hypothese der Konvektion im Erdkern eine Reihe von Schwierigkeiten. Die ursprüngliche Annahme, daß die Erwärmung durch radioaktiven Zerfall die Konvektion verursacht, mußte aufgegeben werden, nachdem Untersuchungen von Eisenmeteoriten nahelegten, daß die Radioaktivität für diesen Prozeß zu gering ist. Heute wird angenommen, daß die Abkühlung des Kernes und Kristallisation der flüssigen Materie am inneren Kern die Wärme zur Aufrechterhaltung des überadiabatischen Temperaturgradienten liefern. Wir verweisen auf die Diskussion des Problems durch VERHOOGEN [1960] und die dabei zitierten Arbeiten. Andere Prozesse wie zum Beispiel der Auftrieb durch eine bei der Kristallisation freiwerdende leichte Komponente der Kernmaterie [BRAGINSKIĬ 1965] führen auf mathematische Probleme, die im wesentlichen mit dem Problem der thermischen Konvektion identisch sind und die daher hier nicht extra diskutiert zu werden brauchen. Trotz der Unsicherheit der physikalischen Eigenschaften des Erdkerns scheint der Spielraum der Parameter für Konvektion von hinreichender Amplitude ziemlich begrenzt zu sein. Daher ist es nicht ausgeschlossen, daß eine zukünftige, genauere Erforschung des Erdkerns die Konvektionshypothese des Geodynamos eliminieren wird.

Im Rahmen der Dynamotheorien hat sich die Diskussion des durch die Konvektion erzeugten Bewegungszustandes auf heuristische Argumente beschränkt. Konvektion wird als Mischungsvorgang interpretiert, welcher eine Gleichverteilung physikalischer

Größen, vornehmlich des Drehimpulses, anstrebt. Gemäß dieser Vorstellung rotiert der Kern der Erde am Äquator langsamer und in der Nähe der Achse schneller als es der Rotationsrate der Erde entspricht. Nach BULLARD [1949] und BULLARD et. al. [1950] ist dieser Prozeß verantwortlich für die Westdrift des nicht axialsymmetrischen Anteils des Erdmagnetfeldes. Die Hypothese des konvektiven Ausgleichs des Drehimpulses ist jedoch nicht haltbar, wie das folgende Beispiel der zweidimensionalen Konvektion zeigt: In Abschnitt 4 wurde bewiesen, daß die Corioliskraft für ein divergenzfreies Geschwindigkeitsfeld, das nicht von der Koordinate in Richtung der Rotationsachse abhängt, sich als Gradient eines Potentials schreiben läßt. Daher kann die Corioliskraft ebenso wie die Zentrifugalkraft im Druckterm zusammengefaßt werden, und die Gleichungen für die zweidimensionale Konvektion im rotierenden System gewinnen die gleiche Form wie im nichtrotierenden System. Da im letzteren Fall keine mittlere azimutale Strömung auftritt, kann es auch im rotierenden System zu keiner differentiellen Rotation kommen.

Aufgrund der Randbedingungen weicht die Konvektion im rotierenden System im allgemeinen von der zweidimensionalen Form ab und kann daher differentielle Rotation verursachen. Dieser Vorgang läßt sich jedoch nicht als Gleichverteilung des Drehimpulses interpretieren. Im Gegenteil, das Beispiel der Konvektion in einer rotierenden Kugelschale zeigt eine Verstärkung des Drehimpulsgradienten. Die differentielle Rotation der Sonne, die am Äquator schneller rotiert als an den Polen, ist auf diesen Effekt zurückzuführen [BUSSE 1970a].

Das Problem der Konvektion im Erdinnern hat eine Reihe von Autoren angeregt, die Instabilität einer rotierenden, selbstgravitierenden Flüssigkeitskugel mit homogener Wärmeproduktion zu untersuchen. ROBERTS [1968] hat eine besonders ausführliche Behandlung des Problems gegeben, die allerdings den physikalisch relevanten Fall nicht berücksichtigt [BUSSE 1970b]. Im folgenden wird das Problem mit der im Abschnitt 4 im Fall der Rossbywellen verwandten störungsrechnerischen Methode behandelt.

Wir gehen aus von der Temperaturverteilung im statischen Fall

$$T(r) = T_0 + \frac{1}{2r_0} \beta (r_0^2 - r^2) \quad (5.1)$$

und nehmen an, daß die Temperatur  $T_0$  an der Oberfläche des Kerns vorgegeben ist. Die Abweichung von der statischen Temperaturverteilung werde durch  $\beta r_0 \vartheta(r)$  beschrieben mit  $\vartheta$  als dimensionsloser Variabler. Die Wärmeleitungsgleichung für  $\vartheta$  hat die Form

$$\frac{\kappa}{r_0^2 \Omega} \nabla^2 \vartheta = -\mathbf{v} \cdot \mathbf{r} + \frac{\partial}{\partial t} \vartheta + \mathbf{v} \cdot \nabla \vartheta, \quad (5.2)$$

wobei der Radius  $r_0$  des Kerns und die Rotationsrate  $\Omega$  benutzt wurden, um die Gleichung dimensionslos zu schreiben.  $\kappa$  ist die Temperaturleitfähigkeit. Als Be-

wegungsgleichung benutzen wir (4.1) und identifizieren  $r_0$  mit  $L$ . Die nicht in einem Potential ableitbare Kraft  $\mathbf{K}$  ist durch

$$\mathbf{K} = \frac{g\alpha\beta}{\Omega^2} \vartheta(\mathbf{r}) \mathbf{r} \equiv R \vartheta(\mathbf{r}) \mathbf{r} \quad (5.3)$$

gegeben, wobei  $\alpha$  der Ausdehnungskoeffizient ist.  $g$  ist Gravitationsbeschleunigung an der Oberfläche der Kugel. Die dimensionslose Größe  $R$  bezeichnen wir als Rayleighparameter. Gemäß der bei Konvektionsproblemen benutzten Boussinesq-Approximation wird die Dichte in allen Termen mit Ausnahme der Schwerkraft als konstant angenommen. Die Boussinesq-Gleichungen behalten auch für kompressible Medien näherungsweise Gültigkeit, wenn statt des Betrages des statischen Temperaturgradienten nur der Anteil über dem Betrag des adiabatischen Temperaturgradienten benutzt wird. Wie im Fall der Rossbywellen wird angenommen, daß in niedrigster Ordnung das geostrophische Gleichgewicht (4.3) gilt. Da im vorliegenden Fall die Reibung berücksichtigt wird, erhalten wir als Gleichung für die Modifikation  $\mathbf{v}_1$  des geostrophischen Geschwindigkeitsfeldes

$$2 \mathbf{k} \times \mathbf{v}_1 + \nabla p_1 = -i\omega \mathbf{v}_0 + R \vartheta \mathbf{r} + E \nabla^2 \mathbf{v}_0. \quad (5.4)$$

Da wir kleine Amplituden der Konvektion voraussetzen, vernachlässigen wir die nichtlinearen Terme in (4.1) und in (5.2).

Wie sich durch eine genauere Betrachtung zeigen läßt, ist die Konvektion nur in einem schmalen Bereich des Abstandes  $s$  von der Achse wesentlich von Null verschieden. Innerhalb dieses Bereiches ist es sinnvoll, die Krümmung zu vernachlässigen und näherungsweise ein rechtwinkliges Koordinatensystem einzuführen mit  $x$ -,  $y$ - und  $z$ -Achse in der Richtung von  $(\mathbf{k} \times \mathbf{r}) \times \mathbf{k}$ ,  $\mathbf{k} \times \mathbf{r}$  und  $\mathbf{k}$ . In diesem Koordinatensystem kann das geostrophische Geschwindigkeitsfeld  $\mathbf{v}_0$  in der Form (4.9,10) angenommen werden. Aus der Lösbarkeitsbedingung in Analogie zu (4.13,14) erhält man

$$(-i\omega + E \nabla^2) \nabla^2 p_0 + \frac{2ias}{1-s^2} p_0 = -ias 2R\vartheta \quad (5.5)$$

als Bestimmungsgleichung von  $p_0(x, y)$ .

Dabei ist berücksichtigt worden, daß die Oberfläche des Kerns um den Faktor  $\sqrt{1-s^2}$  größer ist als ihre Projektion in die  $x, y$ -Ebene und daß das Integrationsintervall in  $z$ -Richtung  $2\sqrt{1-s^2}$  lang ist. Unter der später zu rechtfertigenden Annahme, daß die  $x$ -Abhängigkeit vernachlässigbar ist gegenüber der Abhängigkeit  $\exp\{i a y\}$  in azimuthaler Richtung, kann die Gleichung (5.2) für  $\vartheta$  leicht integriert werden,

$$\vartheta = \frac{-ia \frac{1}{2} p_0 s}{i\omega + a^2 E P^{-1}}. \quad (5.6)$$

Nach Separation von (5.5) in Real- und Imaginärteil erhält man folgende Beziehungen für  $R$  und  $\omega$  in Abhängigkeit von der Wellenzahl  $a$  und vom Abstand  $s$  von der Achse:

$$\omega = -\frac{2s}{a(1-s^2)(1+P)},$$

$$R = \left( \frac{2}{a(1-s^2)(1+P)} \right)^2 P + E^2 a^4 / P s^2.$$

Zur Abkürzung ist die Prandtlzahl  $P = \nu/\kappa$  eingeführt worden. In der Klasse der möglichen Lösungen des Problems hat nur die Lösung mit dem geringsten Wert  $R_c$  des Rayleighparameters physikalische Bedeutung. Sobald der kritische Wert  $R_c$  überschritten wird, wird Konvektion in der Form der entsprechenden Lösung einsetzen. Im gegenwärtigen Fall wird der minimale Wert

$$R_c = \frac{15}{4} \frac{(5E)^{2/3}}{(1+P)^{4/3}} P^{1/3} \quad (5.7)$$

im Abstand

$$s_c = \frac{1}{\sqrt{5}} \approx 0,45 \quad (5.8)$$

erreicht mit der dazu gehörigen Wellenzahl

$$\alpha_c = \left( \frac{5}{2} \right)^{1/6} \left( \frac{P}{2(1+P)E} \right)^{1/3} \quad (5.9)$$

und der Frequenz

$$\omega_c = -\frac{1}{\sqrt{2}} \left( \frac{5E}{P(1+P)^2} \right)^{1/3} \quad (5.10)$$

Das Resultat bestätigt die dominierende Abhängigkeit in azimuthaler Richtung. Daß die Abhängigkeit in  $x$ -Richtung in der Tat vernachlässigbar ist, kann durch Einführung einer charakteristischen Wellenzahl  $\gamma$  in  $x$ -Richtung nachgewiesen werden. Es zeigt sich dabei, daß  $\gamma$  im Fall des minimalen Wertes des Rayleigh-Parameters  $R$  verschwindet.

Eine qualitative Skizze der Lösung zeigt Abbildung 2. Obwohl die durch die Randbedingung verursachte Modifikation  $\mathbf{v}_1$  des geostrophischen Geschwindigkeitsfeldes  $\mathbf{v}_0$  die Voraussetzung  $|\mathbf{v}_1| \ll |\mathbf{v}_0|$  der Störungsrechnung nicht gut erfüllt, stellt die Lösung (5.7)–(5.10) eine vernünftige Näherung dar, wie durch einen Vergleich mit den numerischen Resultaten der exakten Theorie gezeigt werden kann [BUSSE 1970b].

Da der Rayleighparameter für den Erdkern den kritischen Wert  $R_c$  wahrscheinlich wesentlich überschreitet, wird die Konvektion nicht auf die Umgebung der zylindrischen Fläche im Abstand  $s_c r_0$  von der Achse beschränkt bleiben, sondern auch weite Teile des übrigen Kerns ausfüllen. Es ist jedoch anzunehmen, daß dabei der dynamische Charakter der Konvektion in der Form von Rossbywellen kleiner Wellenlänge erhalten bleibt.

Die Existenz des festen inneren Kerns wurde bisher nicht berücksichtigt. Die Tatsache, daß der Radius des inneren Kerns ungefähr mit dem kritischen Abstand  $s_c r_0$

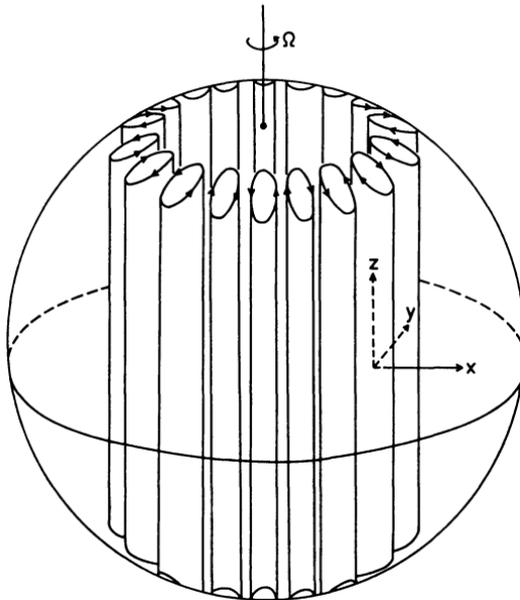


Abb. 2: Qualitative Skizze der thermischen Konvektion in einer selbstgravitierenden Flüssigkeitskugel mit homogener Wärmeproduktion.

Qualitative sketch of thermal convection in a self-gravitating fluid sphere with homogeneous production of heat.

übereinstimmt, könnte auf einen Zusammenhang zwischen dem Kristallisationsprozeß am inneren Kern und der durch die Konvektion bedingten Temperaturverteilung hinweisen. Wir wollen auf diese Spekulation nicht näher eingehen, sondern nur erwähnen, daß das in diesem Abschnitt behandelte Problem nicht wesentlich geändert wird, wenn statt der homogenen Wärmeproduktion die Wärmequellen an der Oberfläche des inneren Kerns konzentriert sind.

**6. Strömungen im Kern der präzedierenden Erde**

Unter den äußeren Kräften, die auf den Erdkern wirken, ist das durch die Präzession der Erde verursachte Drehmoment am bedeutendsten. Aufgrund der Gravitationskräfte von Mond und Sonne führt die Rotationsachse der Erde eine Präzessionsbewegung um die Normale zur Elliptik aus mit der Periode  $2\pi/\Omega_p = 25\,800$  Jahre. Die Präzessionsfrequenz ist proportional zur dynamischen Elliptizität der Erde, die durch

$$e = \frac{C - A}{C}$$

definiert ist, wobei  $C$  das Trägheitsmoment der Erde bezüglich der Figurenachse und  $A$  das Trägheitsmoment bezüglich einer äquatorialen Achse bedeutet. Wegen der höheren Dichte beträgt die dynamische Elliptizität  $e_c$  des Kerns nur etwa  $\frac{3}{4}$  des Wertes  $3,28 \cdot 10^{-3}$  von  $e$  [MACDONALD 1966]. Würde der Kern unabhängig präzedieren können, so würde seine Rotationsachse bald wesentlich von derjenigen des Mantels abweichen. Das vom Mantel auf den Kern ausgeübte Drehmoment

$$N_{mc} \approx \left| \frac{1}{4} C_c \frac{d\Omega}{dt} \right| \approx 5,1 \cdot 10^{27} \text{ dyn} \cdot \text{cm}$$

sorgt dafür, daß der Winkel  $\alpha_{mc}$  zwischen den beiden Rotationsachsen klein bleibt.

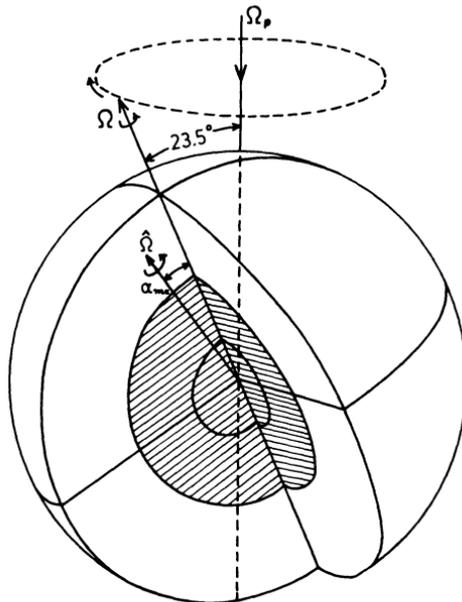


Abb. 3: Die Präzessionsbewegung der Erde. — The precession of the earth.

Zur quantitativen Analyse der durch das Drehmoment des Mantels hervorgerufenen Bewegung im Kern geht man aus von den Gleichungen für eine homogene Flüssigkeit in einer präzedierenden elliptischen Schale. Wie bisher wird die Winkelgeschwindigkeit  $\Omega$  der Schale zur Definition der Zeitskala benutzt. Jedoch ist es zweckmäßig, die Gleichungen bezüglich des mit der Präzessionswinkelgeschwindigkeit  $\Omega_p$  rotierenden Bezugssystems zu formulieren, da in diesem System die Randbedingungen zeitunabhängig werden:

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} + 2\boldsymbol{\Omega}_p \times \mathbf{v} = -\nabla p + E\nabla^2 \mathbf{v}, \quad (6.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0. \quad (6.2)$$

Die Randbedingung ist

$$\mathbf{v} = \mathbf{k} \times \mathbf{r} \quad \text{für} \quad |\mathbf{r}|^2 + \frac{2e_c}{1-2e_c} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})^2 = 1, \quad (6.3)$$

wobei der äquatoriale Radius der Schale als Längeneinheit vorausgesetzt ist.

Wenn der Reibungsterm in (6.1) vernachlässigt wird, verringert sich die Ordnung des Gleichungssystems (6.1), (6.2), und die Randbedingung (6.3) muß durch das Verschwinden der Normalkomponente von  $\mathbf{v}$  ersetzt werden. Eine relativ einfache Lösung des reibungslosen Problems ist unter dem Namen Poincarésche Lösung bekannt,

$$\mathbf{v} = \gamma \mathbf{k} \times \mathbf{r} - \{((\boldsymbol{\Omega}_p \times \mathbf{k}) \times \mathbf{k}) \times \mathbf{r} (1 - e_c) - e_c \nabla (\boldsymbol{\Omega}_p \times \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})\} \cdot (e_c + \mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\Omega}_p / \gamma)^{-1}. \quad (6.4)$$

Wegen der fehlenden Reibung bleibt die Wirbelstärke der Lösung unbestimmt, was sich in dem freien Parameter  $\gamma$  äußert. Da im Fall  $\boldsymbol{\Omega}_p = 0$  die Rotation der Flüssigkeit mit der Rotation der Schale übereinstimmt, wählt man  $\gamma$  so, daß der Vektor

$$\hat{\mathbf{k}} = \mathbf{k} - (\boldsymbol{\Omega}_p \times \mathbf{k}) \times \mathbf{k} (1 - e_c) (e_c + \mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\Omega}_p / \gamma)^{-1} \quad (6.5)$$

den Betrag 1 hat. Wegen der konstanten Wirbelstärke erfüllt die Lösung (6.4) die Gleichung (6.1) sogar exakt, weil der Reibungsterm identisch verschwindet. Da allein die Randbedingung (6.3) nicht erfüllt ist, liegt die Vermutung nahe, daß die Lösung (6.4) nur in einer Grenzschicht, deren Dicke mit  $E^{1/2}$  gegen Null strebt, modifiziert werden muß, um das vollständige Problem zu lösen. Diese Vermutung wurde weitgehend durch ROBERTS und STEWARTSON [1965] bestätigt, die das linearisierte Grenzschichtproblem lösten. Die Anwendung der Lösung (6.4) auf den Erdkern ergibt einen Winkel zwischen den Rotationsachsen von Kern und Mantel von nur  $10^{-5}$  rad. Die Kleinheit dieses Effektes zusammen mit der Tatsache, daß das im wesentlichen toroidale Geschwindigkeitsfeld (6.4) ohnehin nicht als Dynamo wirken kann, scheinen die Vermutung zu bestätigen, daß die Präzession als Energiequelle des Erdmagnetfeldes nicht in Frage kommt.

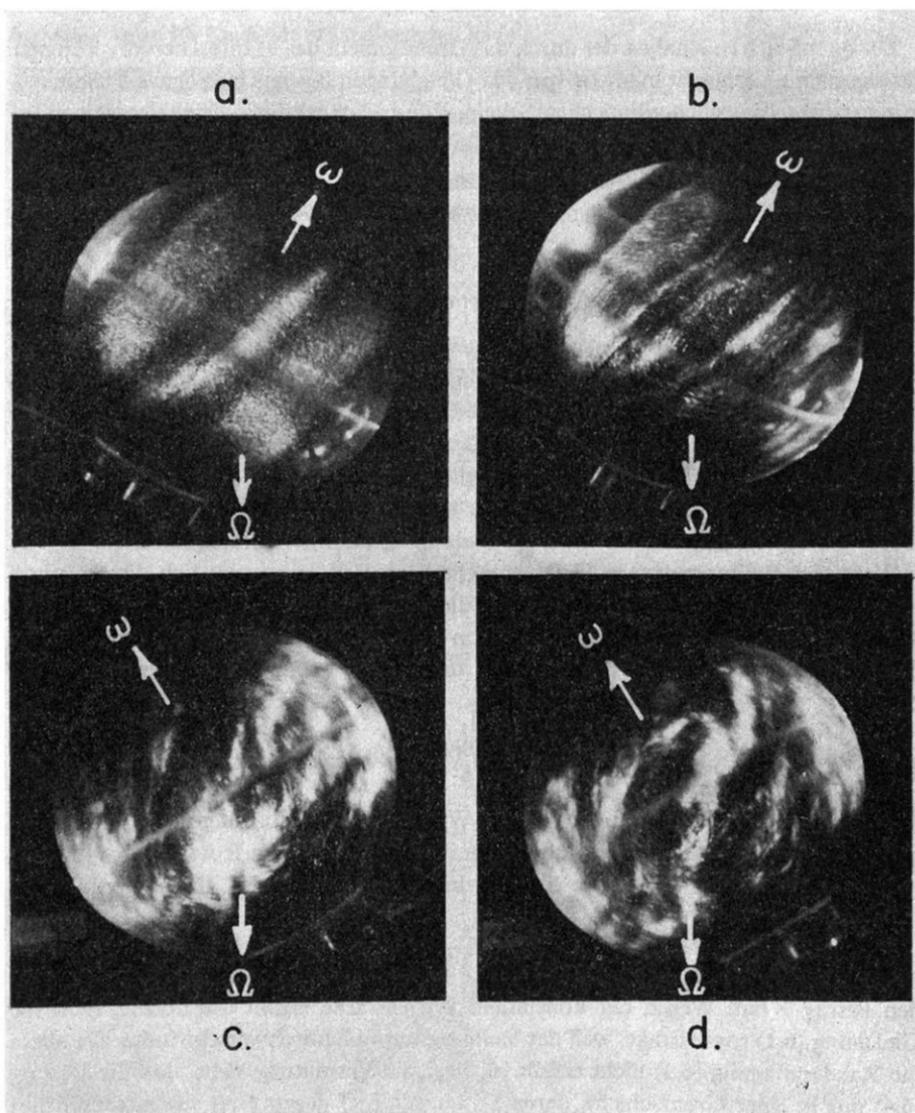


Abb. 4: Die Strömung in einer mit Wasser gefüllten, präzedierenden ellipsoidalen Schale:

- a) laminare Strömung;
- b) Einsetzen der Instabilität in der Form von Wellen;
- c) und d) Übergang zum turbulenten Bewegungszustand. Die Strömung ist durch kleine Aluminiumpartikel sichtbar gemacht worden.  $\Omega$  entspricht der Präzessionsrate  $\Omega_p$ ,  $\omega$  wird im Text  $\Omega$  genannt.

Die Aufnahmen wurden freundlicherweise von Herrn Professor MALKUS, Cambridge, Mass., zur Verfügung gestellt.

Daß trotz dieses negativen Resultats die Präzession heute ein ernstzunehmender Kandidat für den Antrieb des Geodynamos ist, ist den Arbeiten von MALKUS [1963, 1968] zu verdanken. MALKUS hat eine Reihe von heuristischen Argumenten dafür angeführt, daß weniger Druckkräfte wie in der Poincaréschen Lösung als vielmehr die Lorentzkräfte in einer turbulenten magnetohydrodynamischen Ekmanschicht für das Drehmoment  $N_{mc}$  verantwortlich sind. Diese Hypothese konnte MALKUS durch Laboratoriumsversuche unterstützen, bei denen bisher allerdings keine magnetischen Effekte berücksichtigt wurden. Wie Abb. 4 zeigt, ist die Strömung in einer elliptischen Schale bei hinreichend langsamer Präzession laminar. Es zeigen sich jedoch bedeutende Abweichungen von der Poincaréschen Lösung. Im Abstand zwischen  $0,8 r_0$  bis  $0,9 r_0$  von der Drehachse tritt eine Scherung in der Form einer differentiellen Rotation auf, die durch die Orientierung von Aluminiumpartikeln in Abb. 4a sichtbar gemacht worden ist. Bei größerer Amplitude der Präzession gibt die Scherung Anlaß zu Instabilitäten, die in der Form von Rossbywellen auftreten (Abb. 4b). Bei noch größerer Präzessionsgeschwindigkeit füllen die Rossbywellen den gesamten Innenraum aus und die Strömung gibt den Eindruck einer vollentwickelten Turbulenz (Abb. 4c, d).

Das angesichts der früheren Anschauungen überraschende Resultat des Experiments ist inzwischen theoretisch geklärt worden [BUSSE, 1968a]. Es zeigt sich, daß die nichtlinearen Terme in den Grenzschichtgleichungen Effekte beschreiben, die qualitativ verschieden sind von den in der Theorie von ROBERTS und STEWARTSON berücksichtigten linearen Effekten. Im Gegensatz zu den linearen Termen verschwinden die nichtlinearen Terme nicht bei der Mittelung über die azimutale Koordinate. Dadurch erzwingen sie eine Abweichung des Geschwindigkeitsfeldes von der Poincaréschen Lösung im Innern der Flüssigkeit. Diese Abweichung ist zwar nur von der Ordnung  $(\alpha_{mc})^2$ , zeigt aber im Abstand  $\sqrt{3/4}$  von der Achse eine Divergenz, wie in der Darstellung der Abweichung in Abb. 5 (siehe S. 172) gezeigt ist. Die angegebenen Werte sind im Fall der Kugel berechnet worden und gelten für hinreichend kleine Elliptizitäten  $e_c$ . Die Divergenz ist ein physikalisch relevantes Ergebnis, da die viskose Diffusion nur in der Grenzschicht berücksichtigt wurde. Im Experiment entspricht der Divergenz ein Maximum und ein Minimum der Geschwindigkeit, deren Amplituden stark anwachsen und sich dem theoretischen Profil annähern,

---

Fig. 4: Flow in a precessing spheroidal shell filled with water.

- a) laminar flow;
- b) onset of instability in the form of waves;
- c) and d) transition to turbulent flow.

The flow is made visible by small aluminum particles.  $\Omega$  corresponds to the precession rate  $\Omega_p$ ,  $\omega$  corresponds to  $\Omega$  in the text. Photographs by courtesy of Prof. MALKUS, Department of Mathematics, M. I. T.

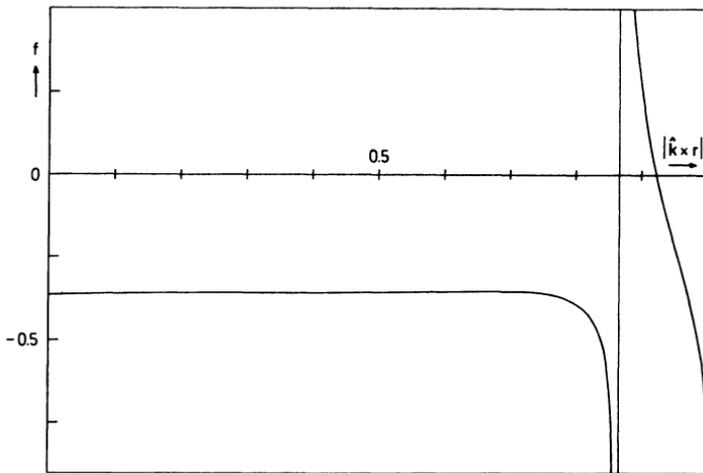


Abb. 5: Die Darstellung der Abweichung  $(\alpha_{mc})^2 \hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{r} f(|\mathbf{k} \times \mathbf{r}|)$  des Geschwindigkeitsfeldes von der Poincaréschen Lösung (6.4) im Grenzfall  $E \rightarrow 0$ .

The deviation  $\alpha_{mc}^2 \hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{r} f(|\hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{r}|)$  of the angular velocity from Poincaré's solution (6.4) in the limit  $E \rightarrow 0$ .

wenn die Ekman-Zahl verringert wird. Damit ist experimentell wie theoretisch bewiesen, daß die Poincarésche Lösung nicht die korrekte Lösung der Navier-Stokeschen Gleichungen ist, wenn der Grenzübergang zu verschwindender Viskosität vollzogen wird. Wegen der Divergenz ist die Abweichung von der Poincaréschen Lösung selbst dann nicht vernachlässigbar, wenn die Amplitude  $(\alpha_{mc})^2$  wie im Fall des Erdkerns äußerst klein ist.

Die nichtlineare Grenzschichttheorie ist zu umfangreich, um hier dargestellt zu werden. Daß dem Abstand  $\sqrt{3/4}$  von der Achse eine besondere Bedeutung zukommt ist bereits im Rahmen der linearen Theorie ersichtlich, worauf BONDY und LYTTLETON [1953] zuerst hingewiesen haben. Die präzedierende Schale wirkt auf die rotierende Flüssigkeit im Innern ähnlich wie die Platte, die als Beispiel der Ekman-Grenzschicht in Abschnitt 3 behandelt worden ist. Um diese Analogie zu benutzen, ist die gleichförmig bewegte Platte durch eine (vom Bezugssystem der Flüssigkeit aus gesehen) oszillierende Platte zu ersetzen. In diesem Fall ist die Lösung mit einem Faktor  $\exp\{\pm it\}$  zu versehen und der Faktor von  $\zeta$  in der Lösung (4.6) ist durch

$$\left| \mathbf{n} \cdot \mathbf{k} \pm \frac{1}{2} \right| E^{-1/2} \quad (6.6)$$

zu ersetzen. Statt bei  $\mathbf{n} \cdot \mathbf{k} = 0$  wie im Fall der gleichmäßigen Bewegung der Platte tritt die Divergenz der Grenzschichtdicke bei  $\mathbf{n} \cdot \mathbf{k} = \pm \frac{1}{2}$  ein. Für kleine Elliptizitäten der Schale entspricht diese Stelle dem Abstand  $\sqrt{3/4}$  von der Rotationsachse.

Es ist schwierig, die in Experimenten gemessene Maximalamplitude der differentiellen Rotation nach sehr kleinen Ekmanzahlen hin zu extrapolieren. Auch eine theoretische Bestimmung der negativen Potenz von  $E$ , mit der die Amplitude im Abstand  $\sqrt[3]{3/4}$  von der Achse divergiert, wenn  $E$  gegen Null strebt, ist bisher nicht möglich gewesen. Bei einer Ekmanzahl von  $10^{-15}$  im Erdkern ist es jedoch wahrscheinlich, daß die Scherströmung instabil ist. Die kritische Reynoldszahl für die Instabilität läßt sich berechnen, wenn die Form der differentiellen Rotation gegeben ist [BUSSE 1968 b]. Die Rechnung geht aus von den Gleichungen (4.1,2), in denen als treibende Kraft die Wechselwirkung der Störung mit der Scherströmung  $\hat{k} \times r f(|\hat{k} \times r|)$  einzusetzen ist,

$$\mathbf{K} = -(\mathbf{v} \cdot \nabla \hat{k} \times r f + f(\hat{k} \times r) \cdot \nabla \mathbf{v}).$$

Der nichtlineare Term  $\mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v}$  wird vernachlässigt unter der Annahme, daß die Amplitude der Störung hinreichend klein ist. Die weitere Rechnung verläuft ähnlich wie im Fall der thermischen Konvektion. Wegen der variierenden Tiefe des Systems ähnelt die Instabilität den Rossbywellen und besitzt eine nach Osten gerichtete Phasengeschwindigkeit. Die Experimente bestätigen dieses Resultat und zeigen darüber hinaus im Fall einer endlichen Elliptizität der Schale das folgende Hysteresephänomen: Der Wert, bei dem der instabile, turbulente Bewegungszustand abklingt beim langsamen Verringern der Präzessionsrate, ist weit niedriger als der kritische Wert, bei dem die laminare Scherströmung beim Erhöhen der Präzessionsrate instabil wird.

Ein weiterer, bisher nicht erwähnter Mechanismus, der Bewegungen im Kern erzeugt, sind die Gezeiten des Mantels. An den beiden Stellen, wo die Verbindungslinie zwischen Erdmittelpunkt und Mond die Oberfläche des Kerns durchstößt, wird durch die Gravitationskraft des Mondes eine Ausbeulung erzeugt. Eine entsprechende Wirkung geht von der Sonne aus. Wird die Kernoberfläche als Kugel angenommen, so läßt sich die Ausbeulung als Deformation der Kugel zu einem axialsymmetrischen Ellipsoid beschreiben, dessen Gleichung wir in Analogie zu (6.3) in der Form

$$|r|^2 + \frac{2e^*}{1-2e^*} (\mathbf{t} \cdot \mathbf{r})^2 = 1 \quad (6.7)$$

schreiben.  $e^*$  ist die negative Elliptizität,  $\mathbf{t}$  ist der Einheitsvektor in Richtung der Gezeitenachse. Das Geschwindigkeitsfeld mit konstanter Winkelstärke, dessen Normalkomponente auf der Fläche (6.7) verschwindet und das für  $e^* = 0$  der Korotation mit dem Mantel entspricht ist

$$\mathbf{v} = \mathbf{k} \times \mathbf{r} - \frac{e^*}{1-e^*} \nabla \mathbf{t} \cdot \mathbf{r} \mathbf{t} \times \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}. \quad (6.8)$$

Dieses Geschwindigkeitsfeld erfüllt allerdings nicht die Bewegungsgleichung (4.1) mit  $\mathbf{K} = 0$ . Wenn nur der relativ zu einem Inertialsystem zeitlich gemittelte Anteil der Deformation (6.7) berücksichtigt wird, so erfüllt (6.8) die Gleichung (4.1) bis auf den Term

$$\frac{2e^*}{1-e^*} \mathbf{t} \cdot \mathbf{k} (\mathbf{t} \times \mathbf{k}) \times \mathbf{r} \quad (6.9)$$

der auf der linken Seite übrigbleibt, da er sich nicht als Gradient schreiben läßt. Der Term (6.9) entspricht dem Term

$$(\boldsymbol{\Omega}_p \times \mathbf{k}) \times \mathbf{r} \quad (6.10)$$

der übrigbleibt, wenn  $\mathbf{v} = \mathbf{k} \times \mathbf{r}$  in die Gleichung (6.1) eingesetzt wird. Aus der Analogie der Terme (6.9) und (6.10) ist zu folgern, daß die Modifikation des Geschwindigkeitsfeldes (6.8) durch die Gezeiten die gleiche ist wie die Änderung der Korotation des Kerns durch die Präzession. Da  $\boldsymbol{\Omega}_p \times \mathbf{k}$  und  $\mathbf{t} \cdot \mathbf{k} \mathbf{t} \times \mathbf{k}$  entgegengesetztes Vorzeichen haben, reduzieren die Gezeiten den Effekt der Präzession. SUESS [1970] hat berechnet, daß die Reduzierung etwa  $\frac{1}{3}$  beträgt.

## 7. Schlußbemerkungen

Die in den vorangehenden Abschnitten behandelten Probleme der thermischen Instabilität des Kerns und der durch die Präzession verursachten Strömung weisen eine Reihe von gemeinsamen Eigenschaften auf. In beiden Fällen wird die primäre rotationssymmetrische Lösung instabil, wenn der relevante physikalische Parameter einen kritischen Wert überschreitet. Die Instabilität hat die Form einer nichtaxial-symmetrischen Strömung, deren Dynamik derjenigen von Rossbywellen entspricht. Die Phasengeschwindigkeit ist nach Osten, die Gruppengeschwindigkeit ist nach Westen gerichtet. Die nichtlineare Wechselwirkung der Wellen wurde bisher nicht berücksichtigt. Eine Untersuchung der nichtlinearen Terme in den Bewegungsgleichungen zeigt, daß die Wellen bei endlicher Amplitude eine im Mittel nicht verschwindende Strömung in azimuthaler Richtung erzeugen. Im Fall der Präzession äußert sich diese Strömung in einer Veränderung der ursprünglichen differentiellen Rotation, welcher durch die Instabilität Energie entzogen wird. Im Fall der Konvektion kann der Grund für die erzeugte differentielle Rotation nicht in einem einfachen physikalischen Bild beschrieben werden. Jedenfalls läßt sich der Vorgang nicht als Drehimpulsausgleich durch Mischung vorstellen, wie das in Abschnitt 5 erwähnte Beispiel der differentiellen Rotation in einer konvektiven Kugelschale beweist.

Die Ähnlichkeit der erzeugten Strömungen kann als Hinweis dafür angesehen werden, daß möglicherweise beide Mechanismen, die Wärmeproduktion im Kern und die Präzession, als Energiequelle für das Erdmagnetfeld wirken. Die zwei Komponenten der Bewegung, die nichtaxialsymmetrische Strömung kleiner Wellenlänge und die

differentielle Rotation, entsprechen qualitativ den Voraussetzungen, die in den Theorien des Geodynamos gemacht werden. Die differentielle Rotation dient dazu, durch Scheren der Feldlinien aus einem poloidalen Magnetfeld ein starkes toroidales Feld zu erzeugen. Die fluktuierende Komponente der Bewegung erzeugt umgekehrt aus dem toroidalen Feld ein poloidales Feld, wobei die Dissipation durch endliche Leitfähigkeit dafür sorgt, daß bevorzugt ein Feld mit großer charakteristischer Länge entsteht. Im einzelnen unterscheiden sich jedoch die Strömungen wesentlich von den in den bisherigen Dynamomodellen benutzten heuristischen Geschwindigkeitsfeldern.

Die quantitativen Aussagen, die aus der Theorie der Bewegungen im Erdkern gewonnen werden können, sind wegen der Unkenntnis der Materialeigenschaften gering. Aus der Kleinheit des kritischen Wertes (5.7) des Rayleighparameters kann geschlossen werden, daß der Temperaturgradient im Fall der Konvektion nur unwesentlich vom adiabatischen Gradienten abweichen wird. Von besonderem Interesse ist die Energiedissipation. Abschätzungen der ohmschen Dissipation des Magnetfeldes ergeben Werte in der Größenordnung von  $10^{18}$  erg/sec. Im Fall einer konvektiven Geodynamos muß die thermische Energieproduktion mindestens 25mal so groß sein, da die Konvektion einen Wirkungsgrad von nur 4% für die Umsetzung von thermischer in mechanischer Energie besitzt [MAKUS 1963]. Die durch die Präzession verursachten Strömungen beziehen dagegen ihre Energie aus der Rotationsenergie der Erde. Zerlegt man die Rotationsenergie  $T = \frac{1}{2} C \Omega^2$  in die beiden Teile  $T_s$  und  $T_p$ , die den Komponenten des Rotationsvektors senkrecht und parallel zur Ekliptik entsprechen, so folgt aus der Erhaltung des Drehimpulses, daß die Präzession nur dem Anteil  $T_p$  Energie entziehen kann. Die andere Komponente  $T_s$  nimmt durch die Reibung der Gezeiten ab. Da die ohmsche Dissipation etwa um eine Größenordnung kleiner ist als die Dissipation durch die Gezeiten, ist die Hypothese der Präzession als Ursache des Erdmagnetfeldes in Einklang mit der Tatsache, daß  $T_p$  nur knapp ein Fünftel von  $T_s$  beträgt.

### Literatur

- BACKUS, G. E.: A class of self-sustaining dissipative spherical dynamos. *Annals of Physics* 4, 372—447, 1958
- BACKUS, G. E.: Kinematics of geomagnetic secular variation in a perfectly conducting core. *Phil. Trans. Roy. Soc. London, A* 263, 239—266, 1968
- BATCHELOR, G. K.: On the spontaneous magnetic field in a conducting liquid in turbulent motion. *Proc. Roy. Soc. A* 201, 405—416, 1950.
- BIERMANN, L., und A. SCHLÜTER: Cosmic Radiation and Cosmic Magnetic Fields. II. Origin of Cosmic Magnetic Fields. *Phys. Rev.* 82, 863—868, 1951; *Interstellare Magnetfelder Z. Naturforschung*, 5a, 237—251, 1950
- BONDI, H., and R. A. LYTTLETON: The effects of precession on the motion of the fluid core. *Proc. Cambridge Phil. Soc.* 49, 498—515, 1953

- BRAGINSKIĬ, S. I.: Theory of the hydromagnetic dynamo, *Soviet Phys. JETP* 20, 1462—1471, 1965
- BULLARD, E. C.: The magnetic field within the earth. *Proc. Roy. Soc. London A* 197, 433 bis 453, 1949
- BULLARD, E. C., C. FREEMAN, H. GELLMAN, and J. NIXON: The westward drift of the earth's magnetic field. *Phil. Trans. Roy. Soc. London A* 243, 67—92, 1950
- BUSSE, F. H.: Steady fluid flow in a precessing spheroidal shell. *J. Fluid Mech.* 33, 739—751, 1968a
- BUSSE, F. H.: Shear flow instabilities in rotating systems. *J. Fluid Mech.* 33, 577—589, 1968b
- BUSSE, F. H.: Differential Rotation in Stellar Convection Zones. *Astrophys. J.* 159, 629—639, 1970a
- BUSSE, F. H.: Thermal instabilities in rapidly rotating systems. *J. Fluid Mech.* 44, 441—460, 1970b
- BUSSE, F. H.: The dynamical coupling between inner core and mantle of the earth and the 24-year libration of the pole in Earthquake Displacement Fields and the Rotation of the Earth. ed. by Mansinha. D. Reidel, Dordrecht, 1970c
- CHAPMAN, S., and J. BARTELS: *Geomagnetism*. Oxford Clarendon Press, 1940
- CHILDRESS, S.: A class of solutions of the magnetohydrodynamic dynamo problem. in *The application of modern physics to the Earth and planetary interiors*. ed. by S. K. Runcorn. Wiley-Interscience. London, 1969
- COWLING, T. G.: The magnetic field of sunspots. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 94, 39—48, 1934
- ELSASSER, W. M.: Induction effects in terrestrial magnetism — Part I. Theory. *Phys. Rev.* 69, 106—116, 1946
- GREENSPAN, H. P.: *The Theory of Rotating Fluids*. Cambridge University Press, 1968
- HERZENBERG, A.: Geomagnetic dynamos. *Phil. Trans. Roy. Soc. London A* 250, 543—585, 1958
- HIDE, R.: Free hydromagnetic oscillations of the earth's core and the theory of geomagnetic secular variation. *Phil. Trans. Roy. Soc. London A* 259, 615—650, 1966
- HIDE, R., and P. H. ROBERTS: The origin of the main geomagnetic field. *Physics and Chemistry of the Earth*, vol. 4, 25—98. Pergamon Press, London, 1961. Siehe auch: HIDE, R.: The Hydrodynamics of the Earth's Core. Vol. 1, 94—137 in diesem Handbuch
- KAHLE, A. B., R. H. BALL, and E. H. VESTINE: Comparison of Estimates of Surface Fluid Motions of the Earth's Core for Various Epochs. *J. Geophys. Res.* 72, 4917—4925, 1967
- KRAICHNAN, R. H., and S. NAGARAJAN: Growth of turbulent magnetic fields. *Phys. Fluids* 10, 859—870, 1967
- LARMOR, J.: How could a rotating body such as the Sun become a magnet? *Rep. Brit. Ass.*, 159—160, 1919

- LORTZ, D.: Exact solutions of the hydromagnetic dynamo problem. *Plasma Physics* 10, 967—972, 1968
- LOWES, F. J., and I. WILKINSON: Geomagnetic dynamo: a laboratory model. *Nature* 198, 1158—1160, 1963
- MAC DONALD, G. F. D.: The figure and longterm mechanical properties of the earth. in *Advances in Earth Sciences*, e. by Hurley, M. I. T. Press, Cambridge, Mass., 1966
- MALKUS, W. V. R.: Precessional Torques as the Cause of Geomagnetism. *J. Geophys. Res.* 68, 2871—2886, 1963
- MALKUS, W. V. R.: Hydromagnetic planetary waves. *J. Fluid Mech.* 28, 793—802, 1967
- MALKUS, W. V. R.: Precession of the Earth as the Cause of Geomagnetism. *Science* 160, 259—264, 1968
- MARKOWITZ, W.: In *Methods and Techniques in Geophysics*. ed. by S. K. Runkorn, Interscience Publ., New York, 1960
- MOFFATT, H. K.: Turbulent dynamo action at low magnetic Reynolds number. *J. Fluid Mech.* 41, 435—452, 1970
- MUNK, W., and G. J. F. MACDONALD: *The Rotation of the Earth*. Cambridge University Press, 1960
- PARKER, E. N.: The Generation of Magnetic Fields in Astrophysical Bodies IV. The Solar and Terrestrial Dynamos. *Astrophys. J.* 164, 491—509, 1971 und dort zitierte frühere Arbeiten
- RIKITAKE, T.: *Electromagnetism and the Earth's Interior*. Elsevier, Amsterdam, 1966
- ROBERTS, G. O.: Spatially periodic dynamos. *Phil. Trans. Roy. Soc. London A* 260, 535—558, 1970
- ROBERTS, P. H.: *Lectures in Geophysical Fluid Dynamics*. Woods Hole Oceanographic Institution Report No. 67—54, 1967
- ROBERTS, P. H.: On the thermal instability of a rotating fluid sphere containing heat sources. *Phil. Trans. Roy. Soc. London A* 263, 93—117, 1968
- ROBERTS, P. H., and S. SCOTT: On analysis of the secular variation, I. A hydromagnetic constraint: theory. *J. Geomagn. Geoelectr.* 17, 137—151, 1965
- ROBERTS, P. H., and K. STEWARTSON: On the motion of a liquid in a spherical cavity of a precessing rigid body. II *Proc. Cambridge Phil. Soc.* 61, 279, 1965
- ROCHESTER, M. G.: Geomagnetic westward drift and irregularities in the earth's rotation. *Phil. Trans. Roy. Soc. London A* 252, 531—555, 1960
- STEENBECK, M., F. KRAUSE, and K.-H. Rädler: Berechnung der mittleren Lorentz-Feldstärke  $v \times B$  für ein elektrisch leitendes Medium in turbulenter, durch Coriolis-Kräfte beeinflusster Bewegung. *Z. Naturforschung* 21a, 369—376, 1966
- Suess, S. T.: Some Effects of Gravitational Tides on a Model Earth's Core. *J. Geophys. Res.* 75, 6650—6661, 1970
- VERHOOGEN, J.: Heat Balance of the Earth's Core. *Geophys. J.* 4, 276—281, 1961



## Messung von Strahlungsgürtel-Protonen im Energiebereich 0,25—1,65 MeV mit dem Satelliten Azur

### Measurements of Radiation Belt Protons in the Energy Range 0.25 to 1.65 MeV on Board the Satellite "Azur"

J. MORITZ, Kiel<sup>1)</sup>

Eingegangen 27. August 1970

*Zusammenfassung:* Messungen von direktionalen Protonenintensitäten im Energiebereich 0,25 bis 1,65 MeV mit dem Satelliten Azur im Strahlungsgürtel der Erde liefern geringe Protonenintensitäten im inneren Bereich des Strahlungsgürtels. Bei höheren L-Werten wird gute Übereinstimmung mit früheren Messungen festgestellt.

*Summary:* Directional proton intensities in the energy range 0.25 to 1.65 MeV are measured with an experiment on board the satellite Azur (1969—97A). The experiment is a telescope of two solid state detectors of equal size, 7 mm in diameter and 34 micron thick. The associated electronics allows for energy discrimination at 0.25, 0.5, 1.0 and 1.65 MeV in the total energy range of 0.25 to 13.5 MeV. The directionality is defined by a mechanical aperture which incorporates a broom magnet to suppress low energy electrons. Direct interpretation of the count rates as particle intensities is possible only at L values greater 1.9 and gives good agreement with earlier measurements.

Within the inner radiation belt ( $L < 1.9$ ) the count rates have to be corrected for a background due to higher energy protons and electrons whose magnitude can be derived from the count rate of one of the detectors. The count rate correction leads to low proton intensities within the inner radiation belt and a rising energy spectrum in the energy range 0.25 to 1.65 MeV.

#### Einleitung

Der erste deutsche Forschungssatellit, Azur, wurde am 8. November 1969, 1.52 UT, von der National Aeronautics and Space Administration (NASA) mit einer Scout-Trägerrakete von der Western Test Range Vandenberg Air Force Base, California, aus in eine exzentrische, polare Erdumlaufbahn geschossen. Die wesentlichen Eigenschaften der Bahn sind folgende:

Umlaufzeit:	121,876 min
Inklination:	102,975 Grad
Höhe des Perigäums:	383,84 km
Höhe des Apogäums:	3145,43 km

---

<sup>1)</sup> Dipl.-Phys. J. MORITZ, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität Kiel, 23 Kiel, Olshausenstr. 40/60.

Die Bahn ist eine sonnensynchrone Dämmerungsbahn, die Messungen im erdnahen Bereich des Strahlungsgürtels, in den Aurora-Zonen und über den Polkappen ermöglicht. Der Satellit ist magnetisch parallel zu den Erdmagnetfeldern stabilisiert. Die Einzelheiten des Satellitensystems werden anderswo beschrieben [KEPLER 1970].

Wissenschaftliches Ziel des Experimentes EI-92 ist die Messung von Protonen mittlerer Energien im Strahlungsgürtel der Erde und über den Polkappen. Die Messung des Spektrums der Protonen und der zeitlichen Veränderungen der Intensität und des Spektrums im Strahlungsgürtel soll Aufschluß geben über die Quell- und Verlustprozesse der Teilchen im Strahlungsgürtel. Die Messungen in polaren Bereichen in denen es keine dauernd gefangenen Teilchen gibt, dienen der Untersuchung von Phänomenen der Polarlichtzone und tragen speziell bei solaren Protonenereignissen zum Wissen über die solarerterrestrischen Beziehungen in einem Teilbereich bei.

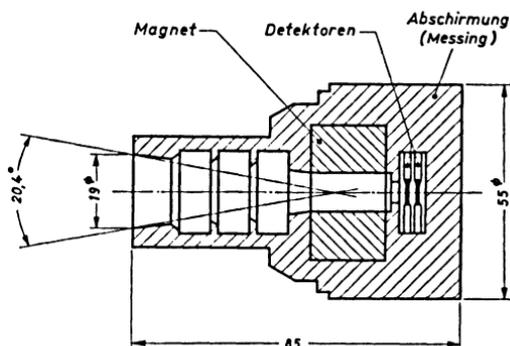
### Das Experiment

Mit dem Experiment EI-92 werden im Energiebereich 0,25—1,65 MeV die direktionalen Protonenintensitäten senkrecht zu den Erdmagnetfeldlinien gemessen. Speziell aus dem erdnahen Bereich des Strahlungsgürtels und für L-Werte  $L < 2,0$  gab es bislang in diesem Energiebereich nur wenige Meßergebnisse (KRIMIGIS, 1968; CRIFO u. MOZER, 1967). Wegen der in diesem Raumbereich vorherrschenden hohen Intensitäten hochenergetischer Protonen und Elektronen ist die Messung allein der niederenergetischen Protonen mit dem gleichen Meßverfahren, welches auch für die höherenergetischen Teilchen angewendet wird, prinzipiell schwierig. Andererseits sind die für die Messung sehr niederenergetischer Teilchen verwendeten Verfahren der elektrostatischen oder magnetischen Analysatoren in diesem Energiebereich nicht mehr anwendbar.

Das Experiment EI-92 wurde speziell zur Erfassung nur dieses relativ engen Energiebereiches entwickelt, der zu niederen Energien hin anschließt an den aus wiederholten Messungen gut bekannten Bereich mit  $E_p > 1$  MeV, der auch von anderen Experimenten im Azur erfaßt wird. Nachgewiesen werden die Protonen mit den in diesem Energiebereich für eine direkte Energiebestimmung mit ausreichender Auflösung allein verwendbaren Halbleiterdetektoren.

Auf zwei gleich große hintereinander angeordnete Si-Oberflächen-Sperrschichtzähler von je 34 micron Dicke, die sich in einer Messingabschirmung befinden, können Protonen durch eine mechanisch bestimmte Apertur ungehindert einfallen, Abb. 1.

Durch entsprechenden Einbau des Experimentes in den Satelliten wird die konische Einfallsoffnung mit einem vollen Öffnungswinkel von  $20,4^\circ$  senkrecht zu den Erdmagnetfeldlinien ausgerichtet. Der von der Apertur bestimmte Geometriefaktor beträgt  $0,0137 \text{ cm}^2 \text{ sterad}$ . Das Messinggehäuse mit einer Materieschicht von mindestens  $9,5 \text{ g/cm}^2$  für alle Einfallrichtungen mit Ausnahme der Aperturöffnung schirmt die Detektoren gegen höherenergetische Protonen bis zu 85 MeV ab. Die



*Detektoranordnung des Experimentes EI-92*

*Abb. 1*

Abb. 1: Detektorblock und Aperturteil des Experimentes EI-92.

Detector arrangement of the experiment EI-92.

Detektordurchmesser (7 mm) sind genügend größer als die kleinste die Apertur bestimmende Blende, um Randeffekte in den Detektoren auszuschließen.

Elektronen bis zu 0,5 MeV, die zwar in den Detektoren wegen ihrer geringen Energieabgabe nicht direkt nachgewiesen werden können, aber sich als Rauschen nachteilig auf das Energieauflösungsvermögen auswirken würden, werden durch einen in die Apertur eingebauten Permanentmagneten, der zwischen den Polschuhen über eine Länge von 20 mm ein Magnetfeld von 1800 Gauß erzeugt, von den Detektoren ferngehalten.

Halbleiterdetektoren sind lichtempfindlich. Wegen der angestrebten niedrigen Energie-Nachweisgrenze für Protonen konnte eine Lichtschutzfolie nicht verwendet werden. Es wurde jedoch durch Verstärkung der aufgedampften Al-Elektrode auf der n-dotierten Seite des Halbleiterdetektors, die der Apertur zugekehrt ist, auf 0,5 micron eine weitgehende Lichtunempfindlichkeit erreicht. Der kleine Öffnungswinkel und die spezielle Form der Apertur schränkt außerdem die Möglichkeit des Lichteinfalls ein unter gleichzeitiger Erhaltung eines ausreichenden Geometriefaktors. Schließlich wird ein störender Lichteinfall über einen Betriebsüberwachungskanal der Telemetrie angezeigt. Beide Detektoren werden mit einer Spannung betrieben, die gewährleistet, daß sich die Raumladungzone über die gesamte Dicke des Si-Kristalls erstreckt (totally depleted detector).

Bis zu einer Energie von 1,65 MeV werden einfallende Protonen nur im ersten Detektor nachgewiesen. Durch elektronische Schwellensetzung bei 0,25, 0,5 und 1,0 MeV werden sie nach Mindestenergie in drei getrennte Kanäle sortiert. Eine weitere Schwelle kann nur von Teilchen höherer Ordnungszahl überschritten werden.

Ab 1,65 MeV bis zu einer durch die niedersten Schwellen und die Detektordicken bestimmten Maximalenergie von 12,5 MeV für Detektor 1 und 13,5 MeV für Detektor 2 werden einfallende Protonen in beiden Detektoren nachgewiesen. Die vom Detektor 2 abgeleiteten Impulse legen über Inhibit-Schaltungen für 4 Kanäle (drei Protonenkanäle), in denen Impulse von Detektor 1 gezählt werden, die obere Grenze der entsprechenden Energiebereiche fest. Die Zählrate von Detektor 2 erlaubt außerdem eine Korrektur der Zählraten von Detektor 1 auf Untergrundeffekte. Insgesamt werden in den Detektoren nachgewiesene Ereignisse als Einheitsimpulse in 6 getrennten Kanälen vom Experiment an die Satelliten-Telemetrie weitergegeben.

Die sechs Kanäle entsprechen folgenden Meßgrößen:

Kanal 1:	Protonen im Energiebereich	1,65 bis 13,5 MeV
Kanal 2:	„ „ „	0,25 bis 12,5 MeV
Kanal 3:	„ „ „	0,25 bis 1,65 MeV
Kanal 4:	„ „ „	0,5 bis 1,65 MeV
Kanal 5:	„ „ „	1,0 bis 1,65 MeV
Kanal 6:	Ereignisse, die im Detektor 1 mehr als 1,9 MeV abgegeben haben, z. B. Alpha- Teilchen im Energiebereich 2,0 bis 6,4 MeV	

Die Energieschwellen wurden mit Alphateilchen eines Am 241 Eichpräparates als Referenz und einem Präzisions-Impulsgeber eingeeicht. An einem speziell für Eichzwecke von Weltraumexperimenten eingerichteten Protonen-Beschleuniger des Goddard Space Flight Center der NASA wurden die Schwellen für Detektor 1 nachgemessen. Als Schwellenwert ist jeweils der Energiewert angegeben, bei dem 50% Ansprechvermögen gemessen wurde. Ansprechvermögen 0 bzw. 100% werden erreicht bei  $-50$  keV bzw.  $+50$  keV Abweichung vom angegebenen Mittelwert. Alle Schwellen sind im Temperaturbereich von 0 bis  $+35^{\circ}$  C auf  $\pm 1\%$  und von  $-15$  bis auf  $+40^{\circ}$  C auf  $\pm 2\%$  stabil. Während des Betriebs im Umlauf kann die Eichung grob und die ordnungsgemäße Funktion der logischen Schaltungen eindeutig mittels eines eingebauten Testpulsengenerators überprüft werden. Eine detailliertere Beschreibung des Experimentes wird anderswo angegeben (MORITZ, 1971).

## Meßergebnisse

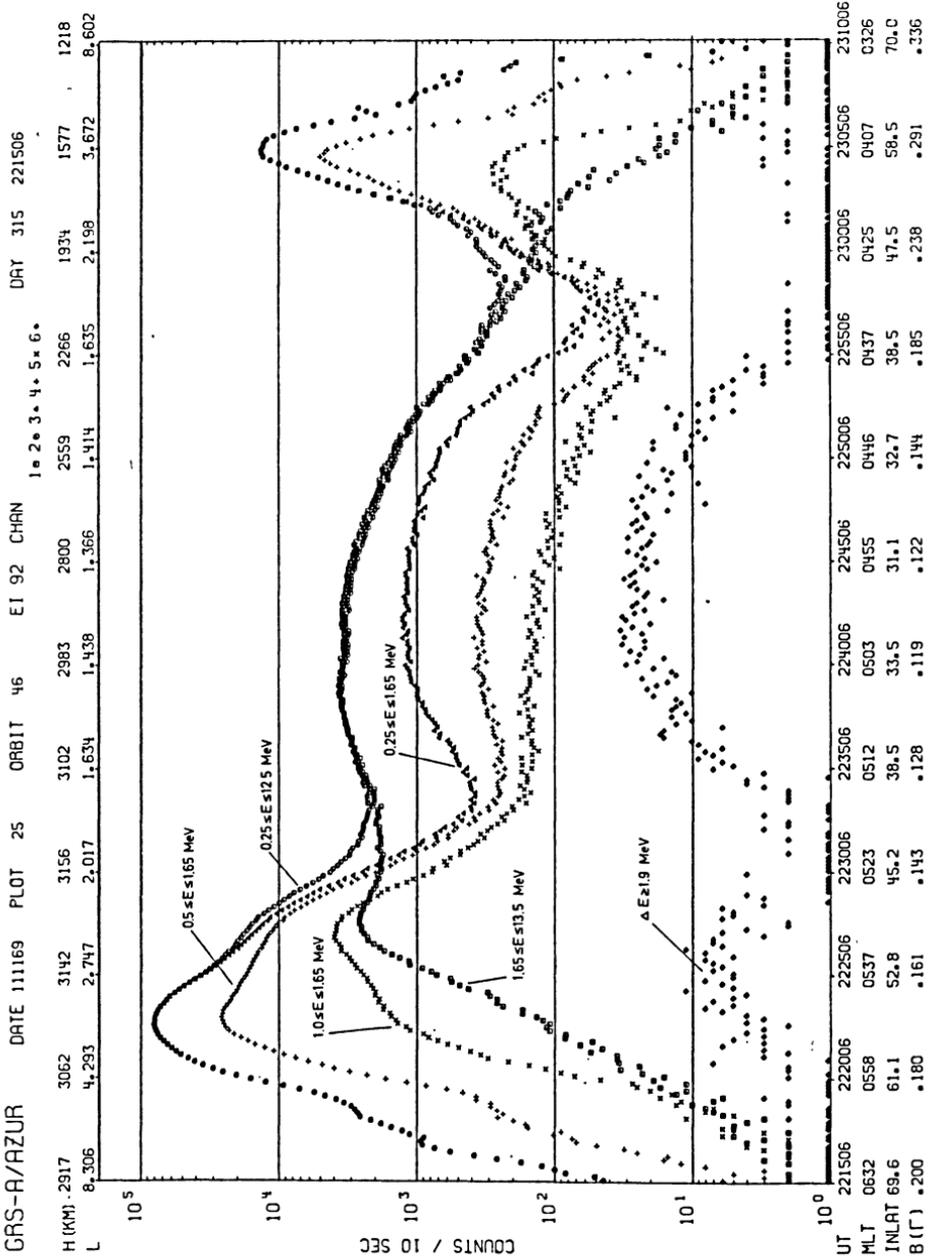
In Abb. 2 sind die Zählraten in den sechs Kanälen des Experimentes während nahezu eines halben Umlaufs des Satelliten gegen die Zeit aufgetragen. Als Zusatzinformationen zur schnellen Orientierung sind parallel zur Zeitachse (UT) ebenfalls angegeben: die Höhe des Satelliten über der Erde (H), der L-Parameter, die magn. Lokalzeit (MLT), die invariante Breite (INLAT) und die magn. Feldstärke (B) des Meßortes in jeweils 5 min Abständen.

Da die Zählkanäle Protonenenergien eindeutig zugeordnet sind, kann eine qualitative Aussage über die Strahlungsgürtelprotonen sofort abgelesen werden: Die höchsten Protonenintensitäten überhaupt werden um  $L = 3,2$  herum gemessen. Nahezu gleiche Zählraten in den Kanälen 2 und 3 bedeutet, daß der Energiebereich 0,25 bis 1,65 MeV den überwiegenden Anteil ausmacht, die Zählrate im Kanal 1 (1,65 bis 13,5 MeV) ist entsprechend gering. Die Zählraten der Kanäle 4 und 5 geben Anhaltswerte über die spektrale Verteilung. Zu kleineren  $L$ -Werten hin, d. h. zum äußeren Rand des stabilen Strahlungsgürtels hin, nimmt die Gesamtintensität ab, und das Energiespektrum wird zunehmend weicher. Zu kleineren  $L$ -Werten hin nimmt die Gesamtintensität ebenfalls ab, wobei das Spektrum allerdings härter wird, was sich am deutlichsten im Ansteigen der Zählrate des Kanals 1 zeigt. Schließlich wird mit Annäherung an den magn. Äquator, kleinste  $L$ -Werte, die Zählrate in den Kanälen 1 und 2 annähernd gleich groß. Da dies nicht, wie zu erwarten wäre, gekoppelt ist mit einem Absinken der Zählraten der Kanäle 3—5 auf Null, ist eine direkte Interpretation der Zählraten nicht mehr möglich. Nur qualitativ ist die Aussage möglich, daß wegen der nahezu gleichen Zählraten in den Kanälen 1 und 2 nur wenige Protonen im Energiebereich 0,25 bis 1,65 MeV im Bereich kleiner  $L$ -Werte vorhanden sein können.

Solange die Zählraten in den Kanälen 1 bis 3 untereinander die Beziehung einhalten:  $Z_3 = Z_2 - Z_1$ , ist die Zuordnung der Zählraten in den einzelnen Kanälen zu Protonen im jeweiligen Energiebereich, die tatsächlich durch die Apertur eingefallen sind, gesichert. Sobald diese Beziehung nicht mehr eingehalten wird, und dies ist regelmäßig für Messungen bei  $L$ -Werten  $L < 1,9$  der Fall, muß bei der Interpretation ein Störuntergrund berücksichtigt werden. Mögliche Ursachen für diesen Störuntergrund sind hochenergetische Protonen mit  $E_p > 85$  MeV, die die Detektorabschirmung durchsetzen können und somit omnidirektional nachgewiesen werden, als auch energiereiche Elektronen, die auf dem Umweg über Bremsstrahlung die Detektoren erreichen.

Um eine Möglichkeit zur quantitativen Erfassung des Untergrundes zu haben, war es notwendig, zwei möglichst gleiche Detektoren im Experiment zu verwenden, die dann in gleicher Weise auf die Störeffekte ansprechen. Aus den Zählraten der Kanäle 1 bis 3 läßt sich der Zählratenanteil des Detektors 2, der von Störeffekten herrührt, und dessen Einzelereignisse nicht mit Ereignissen im Detektor 1 zeitlich koinzident sind, berechnen. Es ist dann anzunehmen, daß zu dieser so berechneten Zählrate die Zählraten in den Kanälen 3—5 in einem festen Verhältnis stehen, solange Protonen im Energiebereich 0,25—1,65 MeV tatsächlich *nicht* gemessen werden. Es sollten dann Faktoren gewonnen werden können, mit Hilfe derer sich die Zählraten der Kanäle 3—5 unter Hinzuziehung der Untergrundzählrate des Detektors 2 auf echte Protonenzählraten korrigieren lassen.

Zur Durchführung der Korrektur und um einen allgemeinen Überblick über die Protonenpopulation des erfaßten Strahlungsgürtelbereiches im Energiebereich von 0,25 bis 1,65 MeV zu erhalten, wurden Daten aus der Zeit vom 12. bis 21. November,



einer geomagnetisch verhältnismäßig ruhigen Zeit —  $K_p < 3$ , kein magn. Sturm — in einem nach L und B geordneten Katalog zusammengefaßt.

Mit den Daten des B,L-Katalogs wurden entlang der Feldlinien  $L = 1,3, 1,35$  u.  $1,4$  und entlang des B,L-Äquators, d. h. für  $B = B_{\min}$ , die Zählratenverhältnisse  $V3 = Z3/EZ1$ ,  $V4 = Z4/EZ1$ ,  $V5 = Z5/EZ1$  gebildet; EZ1 bedeutet die Zählrate in Kanal 1, die vom Untergrund herrühren muß, d. i.  $EZ1 = Z1 - (Z2 - Z3)$ . Die so berechneten Verhältnisse tendieren im Falle 1 mit steigendem  $B/B_{\min}$  und im Falle 2 mit abnehmendem L zu kleinsten festen Werten, F3 — F5. Hieraus wird geschlossen, daß in den B,L-Bereichen, in denen die Zählratenverhältnisse B- und L-unabhängig sind, tatsächlich kaum Protonen im geforderten Energiebereich vorhanden sind, und also dort die Empfindlichkeit der Kanäle auf den Störuntergrund gemessen wird. Mit den Faktoren F3—F5 werden die Zählraten der Kanäle 3—5 in allen anderen B,L-Bereichen, in denen die Protonenmessung gestört ist, korrigiert, indem von den gemessenen Zählraten die am gleichen Ort bestimmte Zählrate EZ1, gewichtet mit den Faktoren F3—F5, abgezogen wird. Auf diese Weise werden auch in den Bereichen mit hohem Störuntergrund Zählraten erhalten, die Protonen im richtigen Energiebereich, die durch die Apertur eingefallen sind, zugeordnet werden können.

Zusammenfassende Ergebnisse mit dem Experiment im Strahlungsgürtel der Erde für die Zeit vom 12. bis 21. November 1969 sind in den Abb. 3 bis 7 dargestellt. Die Abb. 3 bis 6 geben die maschinell ausgewerteten Protonenintensitäts-Konturen in den Energiebereichen  $0,25-0,5$  MeV,  $0,5-1,0$  MeV,  $1,0-1,65$  MeV und dem zusammenfassenden Bereich  $0,25-1,65$  MeV in einem B,L-Koordinaten-System wieder. Entsprechend der nur bedingten Eignung der B,L-Koordinaten zur Ordnung von Teilchenintensitäten bei hohen L-Werten weisen die den Intensitäten zugeordneten Zeichen dort größere Streuungen auf.

Ein anschaulicheres Bild der gemessenen Protonenpopulation wird erhalten, wenn Linien gleicher Intensität in ein  $R,\lambda$ -Koordinatensystem, welches die B,L-Koordinaten auf einen Dipol abbildet, eingezeichnet werden. Abb. 7 gibt diese Darstellung für den zusammengefaßten Energiebereich  $0,25-1,65$  MeV. Die Verbreiterung der Kontur für  $100 \text{ p/cm}^2\text{sec sr}$  zu dem schraffierten Bereich ist nicht nur durch die korrekturbedingte Ungenauigkeit bedingt. Die Daten lassen vielmehr erkennen, daß die Protonenintensität in diesem Bereich offenbar tatsächlich nahezu dieselbe ist.

Abb. 2: Zählraten vom Experiment EI-92, aufgetragen gegen die Zeit und Zusatzinformationen (MLT ist die magn. Lokalzeit, INLAT die Invariante Breite, B die magn. Feldstärke in Gauss).

Count rates of the experiment EI-92 plotted against universal Time (UT) and geophysical coordinates: shell parameter (L), magnetic local time (MLT), invariant latitude (INLAT) and local magnetic field (B) in gauss.

GAS-A/AZUR

DIRECTIONAL INTENSITY CONTOURS  
 OF TRAPPED PROTONS  
 PROTON ENERGY .25 - .50 MEV  
 TIME 316021788 - 325174912

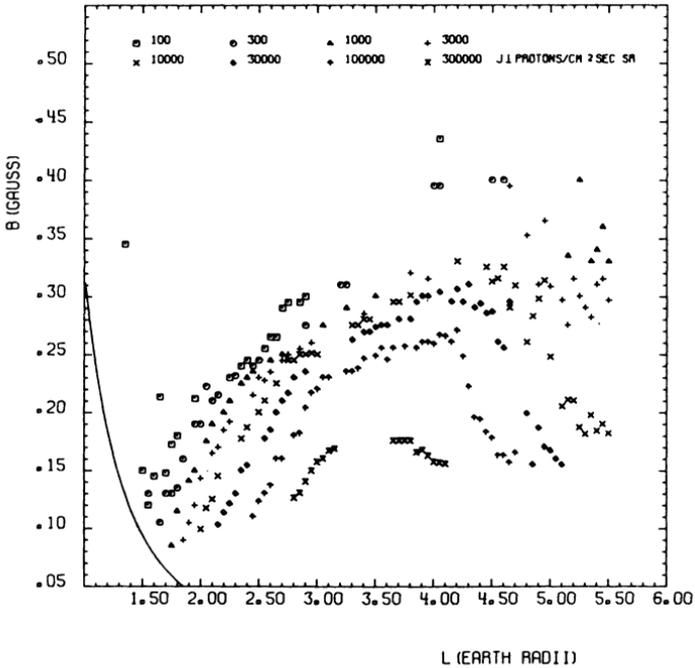


Abb. 3

Abb. 3: Protonenintensitäts-Konturen für den Energiebereich 0,25 bis 0,5 MeV im Strahlungsgürtel der Erde in einem B,L-Koordinaten-System. Die Zählraten sind auf Untergrund korrigiert und umgerechnet in Protonen/cm<sup>2</sup>sec sterad.

Proton intensity contours for the energy intervall 0.25 to 0.5 MeV in the B,L-coordinate system. The count rates are corrected for background and transformed to protons/cm<sup>2</sup>sec sterad.

GRS-A/AZUR

DIRECTIONAL INTENSITY CONTOURS  
 OF TRAPPED PROTONS  
 PROTON ENERGY .50 - 1.00 MEV  
 TIME 316021788 - 325174912

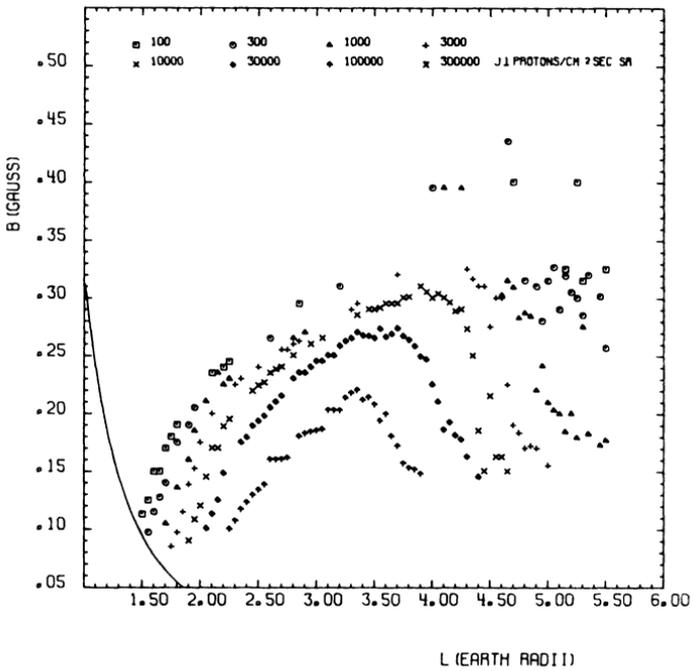


Abb. 4

Abb. 4: Wie Abb. 3 für den Energiebereich 0,5 bis 1,0 MeV.

Same as fig. 3 for the energy range 0.5 to 1.0 MeV.

GRS-A/AZUR

DIRECTIONAL INTENSITY CONTOURS  
OF TRAPPED PROTONS  
PROTON ENERGY 1.00 - 1.65 MEV  
TIME 316021788 - 325174912

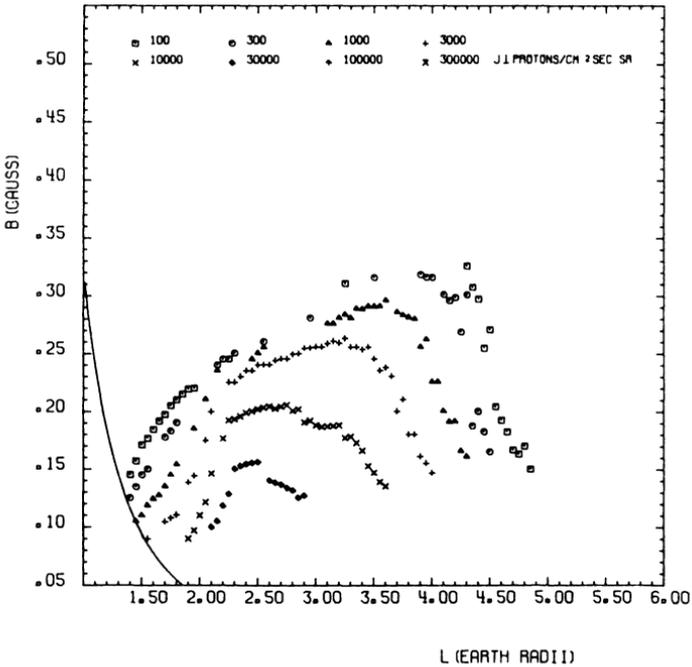


Abb. 5

Abb. 5: Wie Abb. 3 für den Energiebereich 1,0 bis 1,65 MeV.

Same as fig. 3 for the energy range 1.0 to 1.65 MeV.

GRS-A/AZUR

DIRECTIONAL INTENSITY CONTOURS  
OF TRAPPED PROTONS  
PROTON ENERGY 0.25 - 1.65 MEV  
TIME 316021788 - 325174912

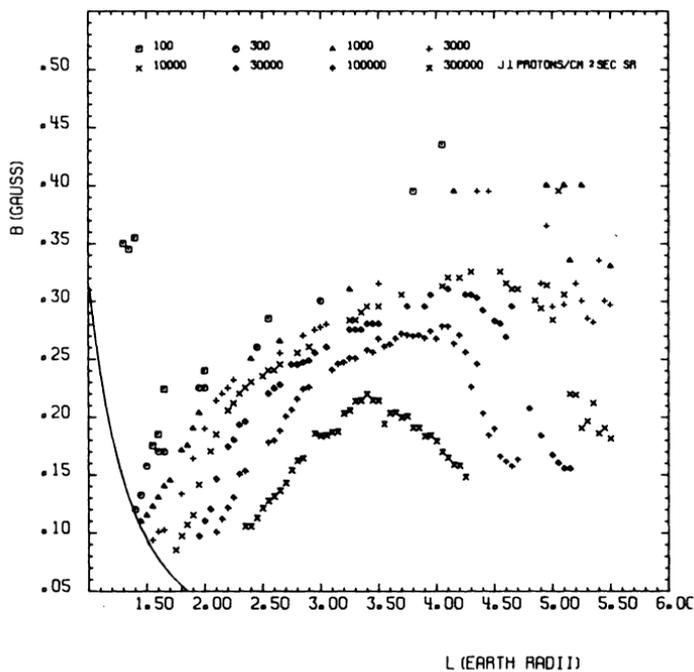


Abb. 6

Abb. 6: Wie Abb. 3 für den Energiebereich 0,25 bis 1,65 MeV.

Same as fig. 3 for the energy range 0.25 to 1.65 MeV.

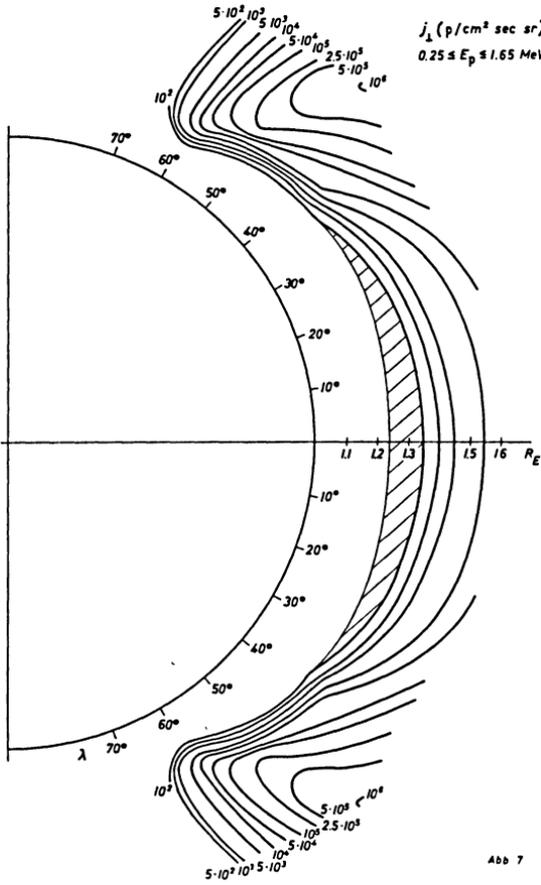


Abb 7

Abb. 7:  $R, \lambda$ -Darstellung der gemessenen Protonenpopulation im Energiebereich 0,25 bis 1,65 MeV.

$R, \lambda$  plot of the measured proton population in the energy range 0.25 to 1.65 MeV.

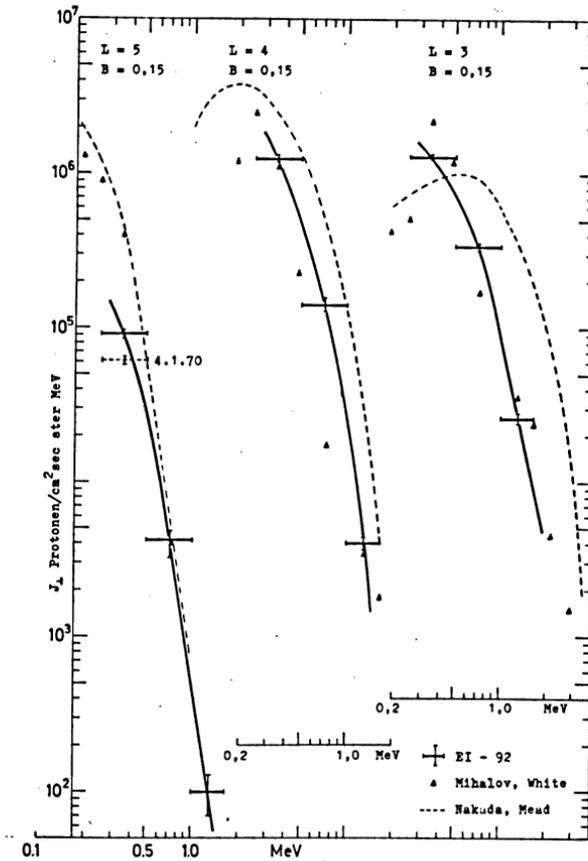


Abb. 8

Abb. 8: Vergleich der Messungen des Experimentes EI-92 mit früheren Messungen von MIHALOV und WHITE (1966) und den für den Äquator errechneten Werten von NAKADA und MEAD (1965).

Comparison of the measurements of this experiment with results of MIHALOV and WHITE (1966) and the calculations of NAKADA and MEAD (1965).

Einen weitergehenden Einblick in die Protonenpopulation gibt die Verteilung der Intensität auf die drei getrennt erfaßbaren Energiebereiche, d. h. die spektrale Verteilung. Abb. 8 zeigt Protonenspektren für B,L-Werte, an denen Vergleiche mit früheren Messungen (MIHALOV und WHITE, 1966) und den Berechnungen von NAKADA und MEAD (NAKADA und MEAD, 1965) möglich sind. Diese zeigen gute Übereinstimmung mit den früheren Messungen und auch der Theorie im allgemeinen Verlauf, wobei berücksichtigt werden muß, daß die Rechnungen für den Äquator der jeweiligen L-Schale gelten. In der absoluten Intensität treten besonders für  $L = 5$  größere Abweichungen von den früheren Messungen auf. Diese sind bedingt durch das ausgeprägte dynamische Verhalten des Strahlungsgürtels in diesen B,L-Bereichen (KRIMIGIS, 1968), welches auch von diesem Experiment registriert wird. So liefern Messungen vom 4. 1. 1970, nach einem kleineren solaren Protonenereignis, welches von diesem Experiment über den Polkappen registriert wurde, bei  $L = 5$ ,  $B = 0,15$ , Spektren mit merklich geringerer Intensität. In Abb. 8 ist vergleichsweise eine Messung vom 4. 1. 1970 eingetragen.

Die in Abb. 9 dargestellten äquatorialen Messungen ( $B = B_{\min}$ ) dieses Experimentes zeigen ein Verhalten, welches mit theoretischen Erwartungen übereinstimmt und sich z. B. aus einer qualitativen Extrapolation der Rechnungen von NAKADA und MEAD (1965) zur Diffusion von Protonen ergibt. Entsprechend dem vorherrschenden Teilchenverlust durch Umladungseffekte ist das Spektrum hier ansteigend.

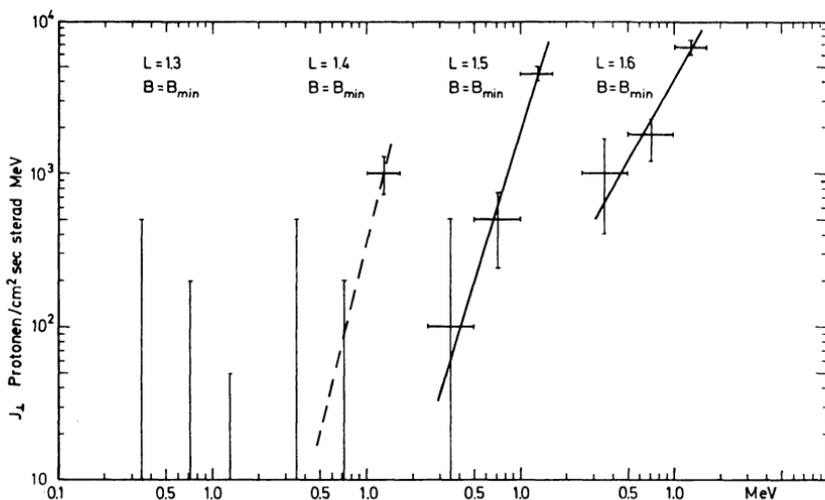


Abb. 9

Abb. 9: Meßergebnisse vom  $B = B_{\min}$  Äquator.

Measurements at the  $B = B_{\min}$  equator.

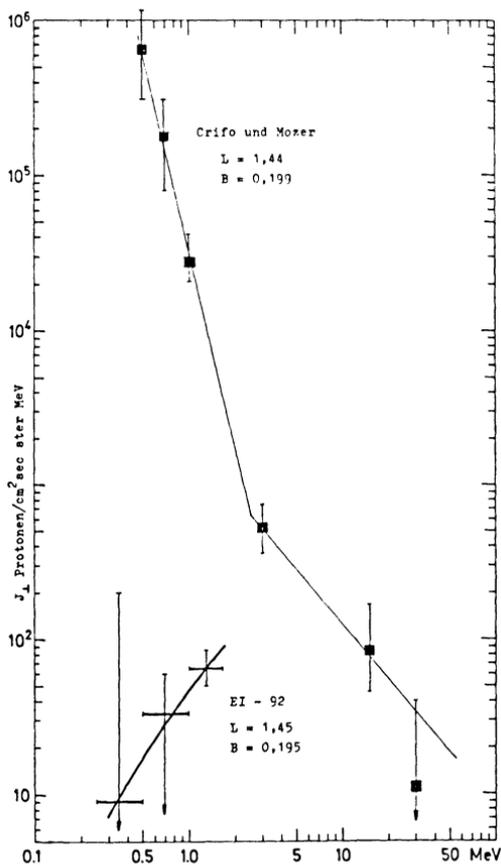


Abb. 10

Abb. 10: Vergleich der Messungen dieses Experimentes mit Messungen von CRIFO und MOZER (1967).

Comparison of measurements with this experiment with measurements of CRIFO and MOZER (1967).

In eindeutigem Widerspruch stehen die Ergebnisse zu den Messungen von CRIFO und MOZER (1967), mit deren Ergebnissen die Messungen dieses Experimentes in Abb. 10 verglichen werden. Da diese Autoren jedoch nicht ausschließen, daß die von ihnen gemessene spektrale Verteilung möglicherweise durch den Einfluß eines vorausgegangenen magnetischen Sturmes bedingt ist, sollen weitere Daten des Azur-Experimentes auf den Zusammenhang mit magnetischen Stürmen untersucht werden. Da allgemein für höherenergetische Protonen im inneren Strahlungsgürtel eine lang-

zeitliche Konstanz und geringe Beeinträchtigung durch magn. Sturmereignisse angenommen wird (PIEPER, 1966; FREDEN, 1968), dürfte ein abweichendes Verhalten in dem hier erfaßten Energiebereich von großem Interesse sein.

Die Durchführung des Experimentes EI-92 im Satelliten Azur wird durch finanzielle Förderung durch das Bundesministerium für Bildung und Wissenschaft ermöglicht.

### Literatur

- CRIFO, J. F., and F. S. MOZER: Inner-Belt Protons and Radial Diffusion. *Phys. Rev. Letters* 19, 456—459, 1967
- FREDEN, S. C., J. B. BLAKE and G. A. PAULIKAS: Recent Results of Inner Zone Particle Fluxes. *Earth's Particles and Fields* (Ed. B. M. McCormac), Reinhold Book Corporation, New York, Amsterdam, London. 1968
- KEPPLER, E.: Der Forschungssatellit AZUR, *Z. Geophys.* 36, 457—476, 1970
- KRIMIGIS, S. M.: Observations for Low-Energy ( $> 0.5$  MeV) Trapped Protons with Injun IV. *Earth's Particles and Fields* (Ed. B. M. McCormac), Reinhold Book Corporation, New York, Amsterdam, London. 1968
- MIHALOV, J. D., and R. STEPHEN WHITE: Low-Energy Proton Radiation Belts. *J. Geophys. Res.* 71, 2207—2216, 1966
- MORITZ, J.: Das Experiment EI—92, ein Spektrometer mit Halbleiterdetektoren zur Messung von Protonen im Energiebereich 0,25 bis 13,5 MeV mit dem Satelliten Azur, Teil I: Aufbau des Experiments.  
Forschungsbericht des Bundesministeriums für Bildung und Wissenschaft. BMBW — FB W 71—29 (1971)
- NAKADA, M. P., and G. M. MEAD: Diffusion of Protons in the Outer Radiation Belt, *J. Geophys. Res.* 70, 4777—4791, 1965
- PIEPER, G. F.: Temporal Stability of Inner Zone Protons. *Radiation Trapped in the Earth's Magnetic Field* (Ed. B. M. McCormac), J. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland, 1966

# Protonenmessungen im Morgensektor der Polarlichtzone bei langsam varrierender Absorption kosmischen Rauschens

## Proton measurements in the morning sector of the auroral zone during slowly varying cosmic noise absorption

H. RAETHJEN, Kiel<sup>1)</sup>

Eingegangen 24. Dezember 1970

*Zusammenfassung:* Während eines SVA-Ereignisses am lokalen Morgen wurden von Andenes/Norwegen zwei Raketen gestartet. An Bord der Raketen wurde, bis Höhen  $> 200$  km, das Energiespektrum einfallender Protonen direkt gemessen. Das differentielle Spektrum läßt sich im Energiebereich 130 bis 450 keV näherungsweise durch ein Exponentialgesetz der Form  $d\Phi = \Phi_0 \exp(-E/E_0) dE$  beschreiben.  $E_0$  variierte von 80 bis 50 keV, während die Absorption von 2,6 auf 1,7 db sank. Die maximale integrale Intensität betrug  $4 \cdot 10^3$  p/cm<sup>2</sup>sec ster für  $E > 135$  keV bei 2,6 db Absorption. Nach Abfall der Absorption auf nahezu ungestörtes Niveau war die Intensität um den Faktor 10 geringer. In dem schmalen erfaßten Winkelbereich konnte keine signifikante Anisotropie festgestellt werden.

*Summary:* Two rockets were launched from Andenes/Norway during one local morning SVA event. The energy spectrum of incoming protons was directly measured on board of these rockets for highs up to  $> 200$  km. The differential spectrum in the energy range 130 to 450 keV can approximately be represented by the exponential law  $d\Phi = \Phi_0 \exp(-E/E_0) dE$ .  $E_0$  changed from 80 to 50 keV as the absorption decreased from 2,6 to 1,7 db. The maximum integral intensity for  $E > 135$  keV was  $4 \cdot 10^3$  p/cm<sup>2</sup>sec ster for 2,6 db absorption. The intensity was by the factor 10 smaller, when the absorption had decreased to the almost quiet time level. No significant anisotropy could be mentioned within the small pitchangle aerea included.

### I. Einleitung

Die Polarlichter und die mit ihnen korrelierten geophysikalischen Ereignisse sind Auswirkungen einer großräumigen magnetosphärischen Dynamik, in deren Verlauf energetische geladene Teilchen (überwiegend Elektronen und Protonen) in die Polar-

---

<sup>1)</sup> Dipl. Phys. H. RAETHJEN, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Universität Kiel, Olshausenstr. 40/60.

lichtzonen der Erde vordringen. Die Teilchen geraten in Wechselwirkung mit der Atmosphäre und verursachen, je nach ihrer Primärenergie, sowohl Lichtemission als auch erhöhte Ionisation. Außer *Polarlichtern* sind es vor allem *Magnetfeldvariationen* und verstärkte ionosphärische *Absorption* kosmischer Radiostrahlung, die als Folgeerscheinungen am Erdboden gemessen werden können. Ein gemeinsames Charakteristikum dieser Erscheinungen ist ihre doppelte Zeitabhängigkeit an einem erdfesten Beobachtungspunkt. Sie sind abhängig sowohl von der Universalzeit (U.T.) wegen der zeitlichen Variationen der magnetosphärischen Erzeugungsprozesse als auch von der Lokalzeit (L.T.) wegen der Erdrotation relativ zu der auf die Richtung Sonne-Erde fixierten Magnetfeldkonfiguration. So ist es zu verstehen, daß die in der Polarlichtzone beobachteten Auswirkungen (z. B. „Polarlichtteilsturm“ oder „Ionosphärenteilsturm“)<sup>1)</sup> eines und desselben Elementarereignisses („magneto-sphärischer Teilsturm“)<sup>1)</sup> sich an Orten gleicher geomagnetischer Breite aber verschiedener Tageszeit unterschiedlich darbieten.

Die folgende Zusammenstellung gibt einige Beispiele typischer Erscheinungsformen, wie sie um Mitternacht bzw. morgens an einem Ort im Zentrum der Polarlichtzone beobachtet werden:

67° geom. Breite	Mitternacht	Morgen
Polarlichtteilsturm	stark leuchtende aktive Bänder	schwach leuchtende diffuse Flächen
Polarer magn. Teilsturm	starke Bay in Horizontalkomponente	keine oder nur schwache Störung
Ionosphärenteilsturm	schnell variierende Absorption	langsam variierende Absorption

Die Registrierung der Absorption kosmischer Radiowellen mit Riometern (*relative ionospheric opacity meter*, Little and Leinbach [1959]) in der Polarlichtzone läßt unter den verschiedenen Formen ionosphärischer Störung einen markanten Ereignistyp erkennen, der stets am lokalen Morgen (6 bis 10 Std. nach geomagn. Mitternacht) auftritt und durch langsame zeitliche Variationen (Anstieg 15 bis 30 min, Abfall 1 bis 5 Std.) ausgezeichnet ist. Wegen dieses Verhaltens hat sich für derartige Ereignisse die Bezeichnung „langsam variierende Absorption“ oder kurz SVA-Ereignis (*slowly varying absorption event*) eingeführt. Ein weiteres Charakteristikum dieses Ereignistyps ist das Ausbleiben starker geomagnetischer Aktivität am Ort der Beobachtung der Absorption. Nicht zuletzt wegen dieser Eigentümlichkeit waren SVA-Ereignisse

<sup>1)</sup> Siehe AKASOFU 1968 oder PFOTZER 1969.

in den letzten Jahren Gegenstand zahlreicher Forschungsarbeiten auf dem Gebiet der Polarlichtzonenphänomene (HULTQUIST 1963, ANSARI 1963 u. 1965, HOLT 1963, BROWN 1964, ORTNER u. RIEDLER 1964, BEWERSDORFF et al. 1966 u. 1968).

Die Untersuchungen von BROWN (1964) und ANSARI (1965) stützten sich auf Riometermessungen an nur einem Ort (Kiruna/Schweden, resp. College/Alaska) und ergaben einen hauptsächlich statistisch begründeten Zusammenhang zwischen sichtbaren Polarlichtern und langsam variierender Absorption. ORTNER und RIEDLER (1964) zeigten anhand von Riometeraufzeichnungen verschiedener Stationen, daß die langsam variierende Absorption am lokalen Morgen eindeutig auf geomagnetische Breiten der Polarlichtzone begrenzt ist. Damit klassifizierten sie das SVA-Ereignis als ein für die Polarlichtzone typisches Phänomen und schlossen daran die Vermutung, daß die für die Absorption verantwortliche Ionisation, wie bereits die Anregung zur optischen Emission, von einfallenden Elektronen erzeugt wird. BEWERSDORFF et al. (1966) dehnten die Untersuchungen aus auf Riometer- und Magnetometeraufzeichnungen zahlreicher Stationen entlang der Polarlichtzone und stellten fest, daß gleichzeitig mit langsam variierender Absorption bei geomagnetischer Ruhe im Morgensektor stark variierende Absorption begleitet von magnetischer Baystörung im Mitternachtsbereich zu beobachten ist. Dieses Ergebnis führte sie zu dem Schluß, daß die langsam variierende Absorption als ein für den Morgensektor typischer Teilaspekt einer erdumspannenden Polarlichtzonenaktivität anzusehen sei.

BEWERSDORFF et al. (1966) führten außerdem Röntgenstrahlungsmessungen an Bord von Stratosphärenballonen aus. Der Vergleich der gemessenen Röntgenstrahlungsintensitäten mit gleichzeitig registrierter Riometerabsorption bestätigt zwar die Elektronen als Hauptverantwortliche für SVA, schließt aber eine Beteiligung von Protonen nicht aus. Photometermessungen von H $\beta$ -Emission während SVA-Ereignissen führten EATHER and JACKA (1966a) ebenfalls auf die Spur von Protonen, denen sie jedoch später (1966b) aufgrund theoretischer Berechnungen ihre Bedeutung für die Ursache der Absorption wieder absprachen.

Alle diese Aussagen beruhen ausschließlich auf indirekten Beobachtungen. Eine Klärung ihrer Widersprüche läßt sich mittels direkter Messungen der bei langsam variierender Absorption in die Atmosphäre einfallenden Teilchen und ihrer Energiespektren erhoffen. Die vorliegenden Ergebnisse dieser Art sind so spärlich, daß sie noch kein klares Bild ergeben.

MCDIARMID et al. (1961), LAMPTON (1967) und CHASE (1968) berichten zwar über Elektronenmessungen bei SVA, aber über Protonen existiert bisher nur ein gemessener integraler Fluß für Energien  $> 500$  keV (WHALEN and MCDIARMID [1969]).

Im Rahmen des sog. Zusatzraketenprogramms „SPAZ“ (KEPPLER et al. 1970) zum Forschungssatelliten „AZUR“ (KEPPLER 1970) wurden am 14. 2. 1970 in Andenes/Norwegen zwei Raketen während eines SVA-Ereignisses gestartet. Diese Raketen hatten außer Photometer und Magnetometer Instrumente zur Messung von Elektronen und Protonen an Bord. Im folgenden wird über Durchführung und erste Ergebnisse der Protonenmessungen dieses Unternehmens berichtet.

## II. Durchführung der Messungen

### 1. Instrumentierung

Das verwendete Meßinstrument wurde zur Messung von Protonen des Energiebereichs 0,15 bis 8 MeV im Rahmen des Raketenprojektes SPAZ unter der Bezeichnung Z1 aufgebaut und ist bei RAETHJEN und ULMANN (1970) eingehend beschrieben, Aufbau und Funktion seien deshalb hier nur kurz erläutert.

Der Sensor besteht aus einem Halbleiterdetektor, dessen Dicke der Reichweite von 8 MeV-Protonen entspricht (Detektor 1 in Abb. 1). Ein zweiter Halbleiterdetektor (Detektor 2) dient als Antikoinzidenzzähler für höherenergetische Teilchen, die den Detektor 1 durchsetzen. Beide Detektoren sind in einer allseitig mindestens  $8,5 \text{ gr/cm}^2$  starken Messingabschirmung untergebracht, die nur im Bereich einer Apertur mit  $30^\circ$  vollem Öffnungswinkel einen ungehinderten Teilchenzugang zum Detektor 1 gestattet. Ein Permanentmagnet innerhalb der Apertur lenkt Elektronen unterhalb

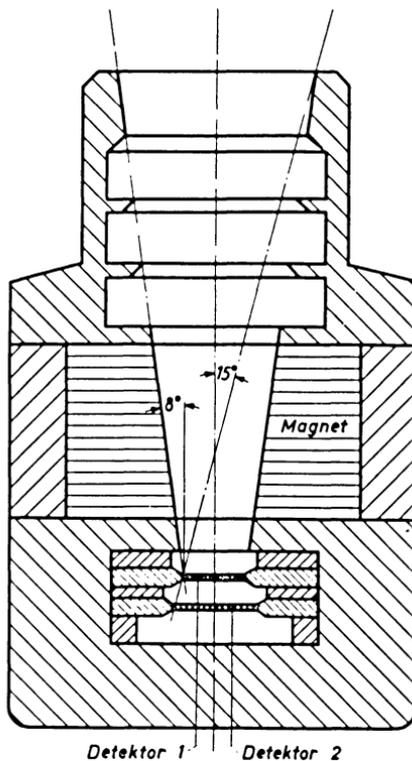


Abb. 1: Detektoranordnung. — Detectorarrangement.

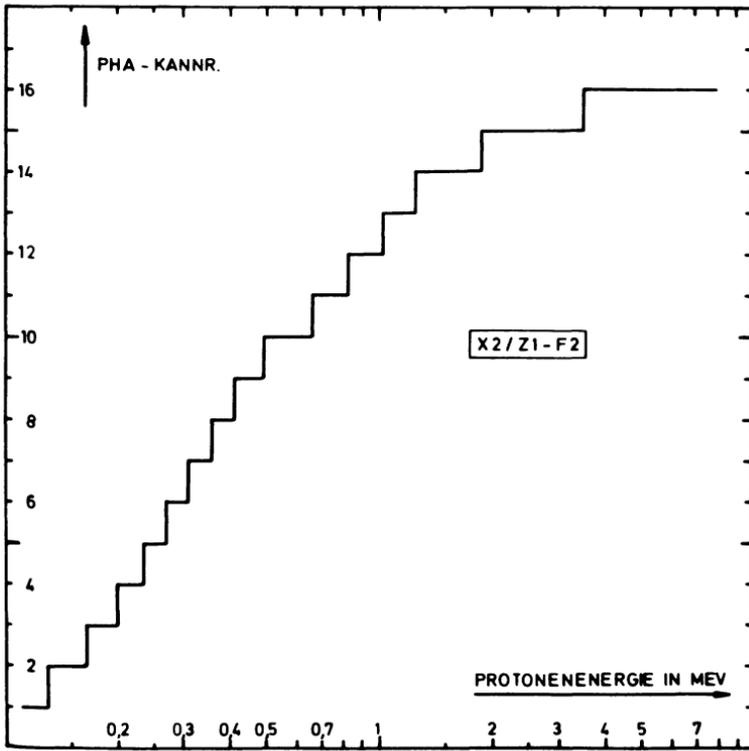


Abb. 2: Kennlinie der Energieanalyse mit sublinearer Verstärkung und linear unterteiltem Pulshöhenanalysator.

Characteristic of the energy analysis by sublinear amplification and linear divided pulsehighanalyser.

1000 keV Energie aus dem einfallenden Teilchenstrom soweit ab, daß sie den Detektor 1 nicht treffen können. Öffnungswinkel und Detektorflächen definieren gemeinsam einen Geometriefaktor von 0,063 cm<sup>2</sup> sterad. Dieses Sensorsystem wurde unter 65° zur Raketenachse in die Nutzlaststruktur eingebaut.

Jedes Proton unterhalb 8 MeV Primärenergie, das den Detektor 1 trifft, verliert darin seine gesamte Energie und erzeugt in einem nachgeschalteten Elektroniksystem einen Spannungsimpuls mit energieproportionaler Amplitude. Diese Impulse werden zunächst mittels Impulshöhendiskriminatoren ständig in drei integrale Energiekanäle einsortiert. In ihnen werden digital gezählt

- Protonen mit Energien > 135 keV (A3)
- „ „ „ > 425 keV (A4)
- „ „ „ > 1500 keV (A6)

Zum Zwecke feinerer Energiebestimmung werden die Impulse in gewissen Zeitabständen (Meßdauer 640 msec, Pause 1280 msec) außerdem auf einen 16stufigen Impulshöhenanalysator (PHA) geleitet. Da der PHA eine lineare Stufeneinteilung besitzt, müssen — im Sinne besserer prozentualer Energieauflösung im unteren Bereich — die Impulse vorher eine sublineare Verstärkung durchmachen. Die für Verstärker und Analysator gemeinsame Kennlinie ist in Abb. 2 dargestellt. Sie läßt einen Anstieg der Kanalbreite mit der Energie erkennen, der im unteren Bereich zu einer quasilogarithmischen Charakteristik führt.

Ein PCM-Telemetriesystem (siehe PASCHKE 1970) überträgt alle 20 msec eine Zählrate aus jedem der drei Digitalkanäle A 3, A 4, A 6 und, soweit vorhanden, ein Impulshöhenspektrum aus dem PHA.

## 2. Startkondition und Flugverlauf

Je ein Exemplar der beschriebenen Apparatur befand sich in insgesamt fünf instrumentellen Nutzlasten, von denen zwei für eine langsam variierende Absorption vorgesehen waren. Sie sollten von Andenes/Norwegen mit Raketen des kanadischen Typs Black Brant VA gestartet werden, sobald sich eines der im Programm vorgesehenen Ereignisse ankündigte.

Abb. 3 zeigt die Riometeraufzeichnung des langsam variierenden Absorptionsereignisses am Morgen des 14. Februar 1970 in Andenes. Um 4.00 Uhr MET begann die Absorption aus vorher ruhigem Verlauf stetig anzusteigen, erreichte nach einer halben Stunde ihr Maximum von ca. 2,6 db und fiel über weitere 1½ Stunden wieder ab. Im Zusammenhang mit diesem Ereignis wurden beide SVA-Raketen gestartet. Während der Flug der ersten (Nutzlast X2) zeitlich mit dem Maximum der Absorption

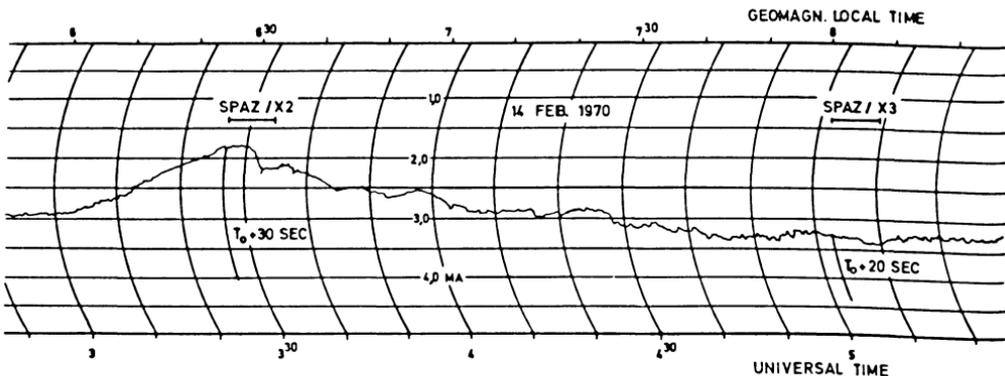


Abb. 3: Riometerdiagramm des SVA-Ereignisses am 14. Februar 1970 in Andenes/Norwegen. Die Raketenflüge sind eingetragen.

Riometer diagram of the Feb. 14, 1970 SVA event at Andenes/Norway. Rocket flights are indicated.

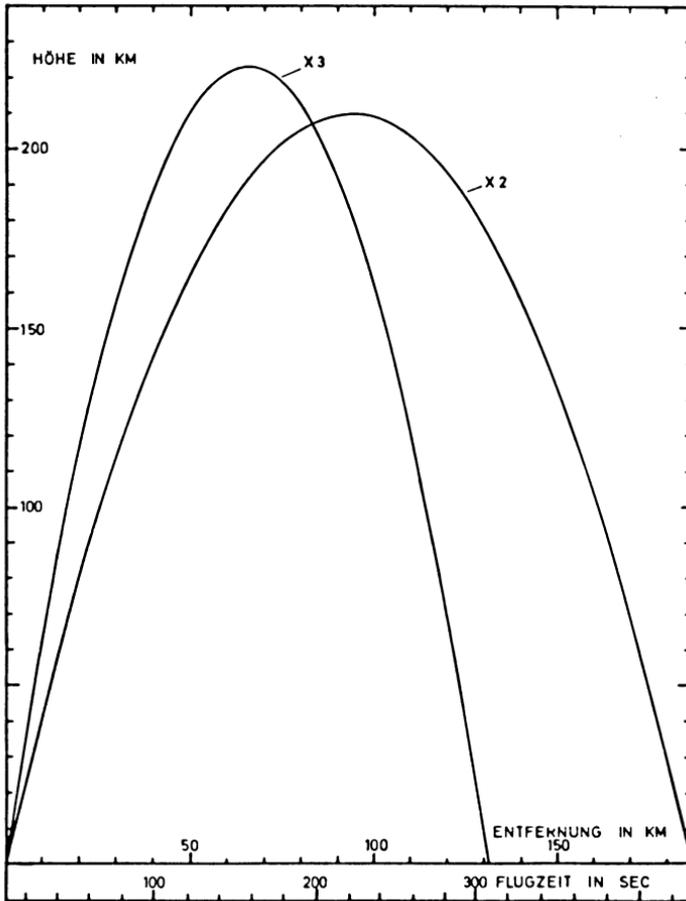


Abb. 4: Flugbahnen der Raketen X2 und X3. — Flight paths of the rockets X2 and X3.

zusammenfiel, konnte die zweite (Nutzlast X3) aus technischen Gründen erst gestartet werden, als die Absorption schon fast wieder auf ihren ungestörten Wert abgefallen war.

Die Flugbahnen der Raketen sind in Abb. 4 dargestellt. Daraus entnimmt man die erreichten Gipfelhöhen zu 210 km für X2 und 223 km für X3. Ein Spin von 4,0 (X2) bzw. 3,87 (X3) Hz sorgte für die Lagestabilisierung mit einem Winkel zwischen Erdmagnetfeldvektor und Raketenspinachse von  $18,7 \pm 0,4^\circ$  für X2 und  $22,5 \pm 2,5^\circ$  für X3.

Der Startort Andenes hat die geomagnetischen Koordinaten  $67,3^\circ$  Breite und  $114,0^\circ$  Länge. In 100 km Höhe hat dort der L-Parameter den Wert 6,2, was einer invarianten Breite von  $A = 66,2^\circ$  entspricht.

III. Meßergebnisse

1. Integrale Intensitäten

Die Abbildungen 5 (oberer Teil) und 6 zeigen die im Verlauf der Flüge von X2 bzw. X3 gemessenen Intensitäten der integralen Energiekanäle A3 und A4. Diese lassen sich gewinnen durch Multiplikation der Zählraten mit dem Faktor 834, der

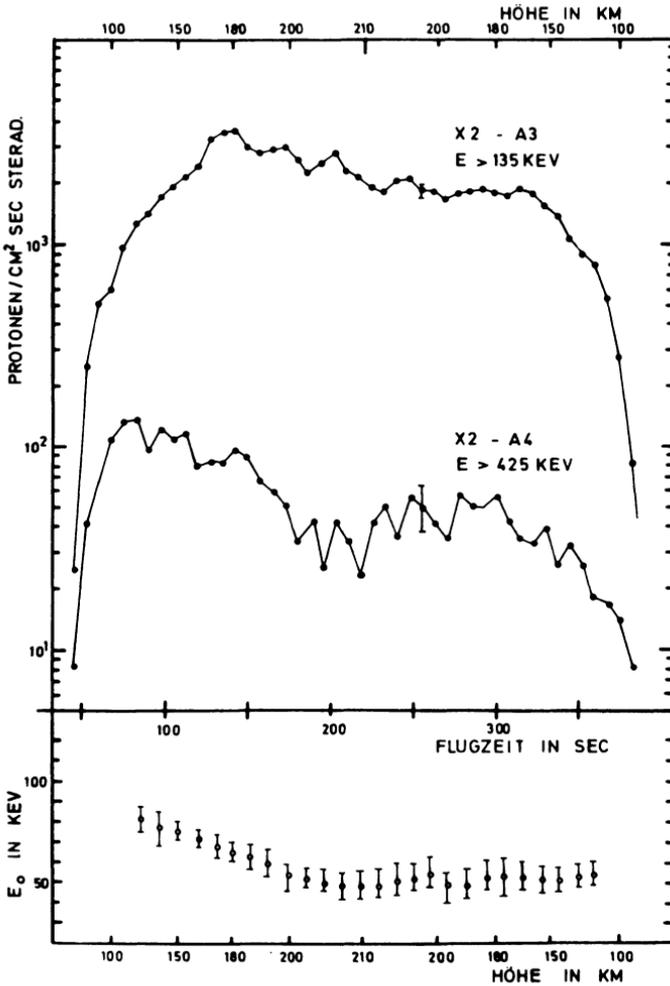


Abb. 5: Oben: integrale Protonenintensitäten für  $E > 135$  und  $E > 425$  keV; unten:  $E_0$  für exponentielle Energiespektren; beides über Flugzeit und -Höhe von X2.

Above: integral proton intensities for  $E > 135$  and  $E > 425$  keV; below:  $E_0$  for exponential energy spectra; both versus flight time and high of X2.

sich aus Sammelzeit und Geometriefaktor ergibt. Die Zählrate im Kanal A6 ( $E > 1,5$  MeV) war während beider Flüge praktisch gleich Null. Die in Abb. 5 und 6 eingezeichneten Meßpunkte stellen Mittelwerte dar, die über 7,5 sec (bzw. 10 sec für X3) gebildet wurden, somit 30 (bzw. 38,7) Spinperioden erfassen. Für jeden Kanal gibt ein senkrechter Fehlerbalken ein Beispiel der statistischen Abweichungen.

Die Absolutwerte der maximalen gemessenen Intensitäten sind bei X3 um mindestens den Faktor 10 geringer als bei X2. Die Intensitätsschwankungen sind über beide Flüge relativ schwach. Während aber die Kurven für X3 (Abb. 6) nahezu symmetrisch zum Apogäum verlaufen, zeigen die für X2 (Abb. 5) eine ausgeprägte Asymmetrie in der Weise, daß die Intensitäten im Verlaufe des Fluges um den Faktor 3 bis 4 abfielen. In derselben Zeit stieg der Riometerstrom in Andenes um 0,3 mA, was einer Abnahme in der Absorption um etwa 0,9 db entspricht (Abb. 3). Dabei ist

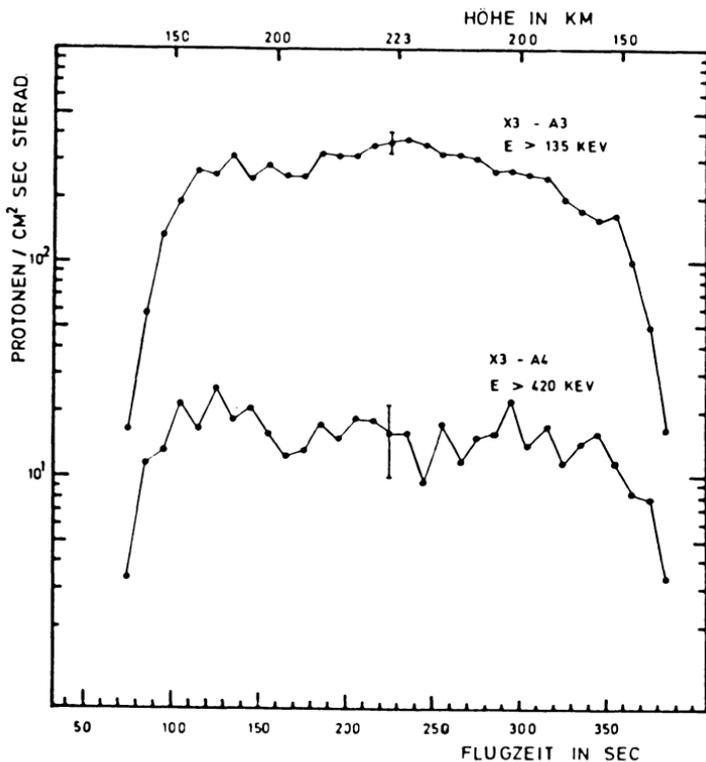


Abb. 6: Integrale Protonenintensitäten für  $E > 135$  und  $E > 420$  keV über Flugzeit und -Höhe von X3.

Integral proton intensities for  $E > 135$  and  $E > 420$  keV versus flight time and high of X3.

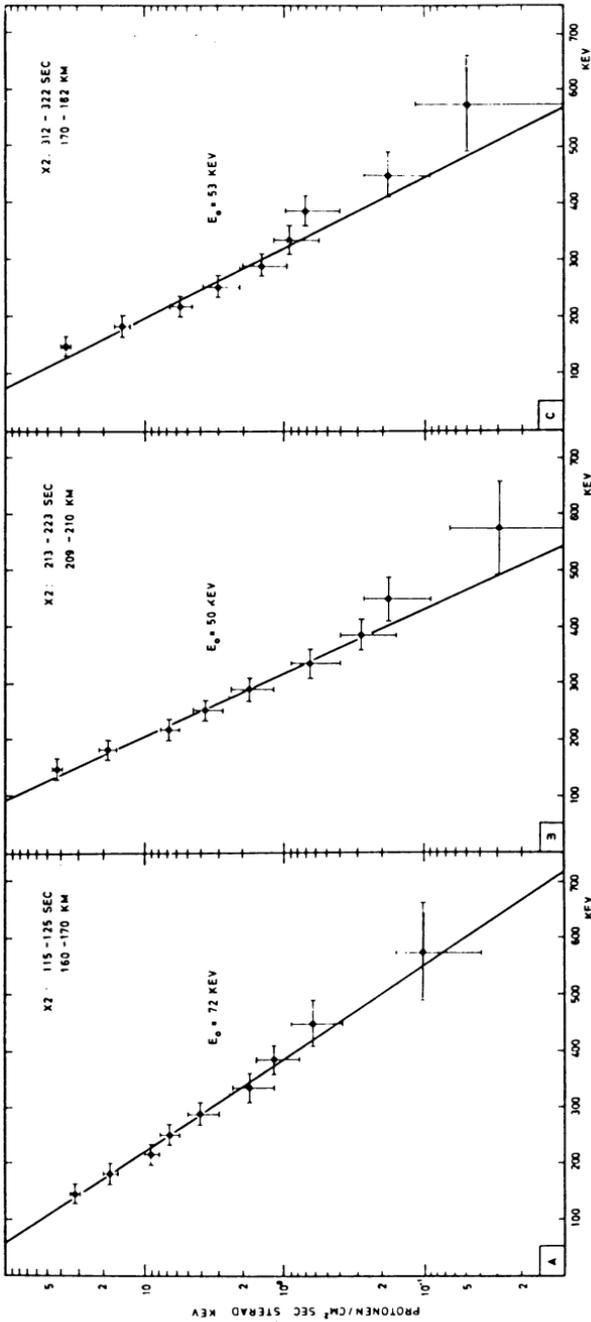


Abb. 7: Drei über 10 sec gemittelte differentielle Energiespektren zu ausgewählten Zeiten und Höhen von X2.

a) während des Aufstieges, b) im Apogäum, c) während des Abstieges.

Three 10 sec averaged differential energy spectra for selected times and heights of X2.

a) during ascent, b) at the apogee, c) during descent.

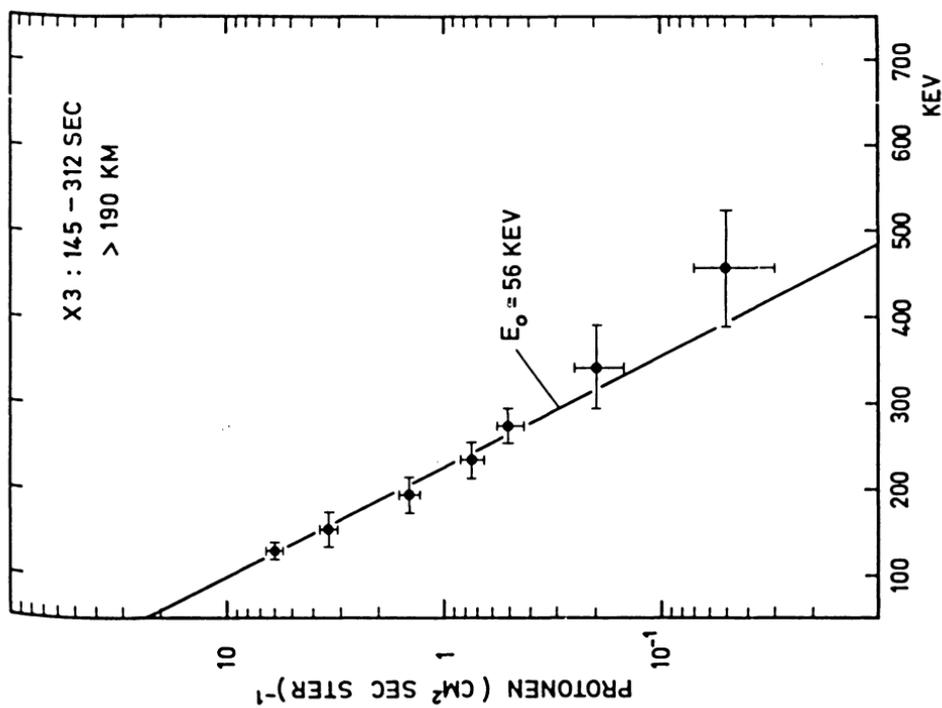


Abb. 8: Mittleres differentielles Energiespektrum für X3 oberhalb 190 km.

Medium differential energy spectrum for X3 above 190 km.

nicht klar, ob es sich hier um eine zeitliche oder örtliche Variation des Teilcheneinfalls handelte; denn oberhalb 100 km Höhe legte die Rakete eine Horizontalentfernung von 135 km in nordwestlicher Richtung zurück. Unter Berücksichtigung der mit der Höhe abnehmenden atmosphärischen Energieverluste scheint das Maximum der Teilchenintensität etwas außerhalb des von der Rakete erfaßten (räumlichen oder zeitlichen) Bereiches gelegen zu haben, so daß die Messungen bereits eine abfallende Flanke widerspiegeln.

## 2. Differentielle Energiespektren

Mittels Division der im Pulshöhenanalysator gemessenen Intensitäten durch die zugehörigen Kanalbreiten in keV (siehe Abb. 2) lassen sich differentielle Energiespektren angeben. Drei typische Vertreter so konstruierter Spektren für X2 zeigt Abb. 7: a) während des Aufstieges, b) im Apogäum, c) während des Abstiegs der Rakete. Die angegebenen Meßpunkte sind Mittelwerte über je 10 sec. Die senkrechten Balken geben die statistischen Fehler, die waagerechten die Kanalbreite an. Insgesamt wurden 26 solcher 10-sec-Spektren ausgewertet.

Zunächst zeigt sich, daß die Spektren flacher werden mit zunehmender Energie. Versucht man den Kurvenverlauf durch ein Exponentialgesetz der Form

$$d\Phi = \Phi_0 e^{-E/E_0} dE$$

anzugleichen — was im Energiebereich 130 bis 450 keV durchweg gelingt —, so erhält man Werte zwischen 50 und 80 keV für  $E_0$ . In Abb. 5 sind unter den integralen Intensitäten die  $E_0$ -Werte in Abhängigkeit von Flugzeit und -Höhe eingetragen. Diese Werte wurden bereits auf atmosphärische Energieverluste korrigiert, unter Anwendung des Atmosphärenmodells von ANDERSON and FRANCIS (1964) (siehe auch GOETZEL et al., 1965) und der Energieverlusttabelle für Protonen in Luft von JANNI (1966). Die Ähnlichkeit zwischen der Intensitätskurve für  $E > 425$  keV und dem Verlauf der  $E_0$ -Werte legt den Schluß nahe, daß das Spektrum mit zunehmender Intensität flacher wird.

Für X3 wurde wegen schlechterer Statistik bisher lediglich ein differentielles Energiespektrum erstellt, das über die Flugperiode oberhalb 190 km Höhe gemittelt ist (Abb. 8). Es ergibt sich ein mit der zweiten Hälfte des X2-Fluges vergleichbares Bild mit  $E_0 = 56$  keV.

## 3. Winkelverteilung

Die X2-Zählraten wurden ferner auf ihre Winkelabhängigkeit untersucht. Da die Sensorachse des Protonendetektors gegen die Spinachse der Rakete geneigt war, änderte sich die Blickrichtung des Detektors periodisch mit der Spinfrequenz. Der Winkel  $\vartheta$  zwischen Sensorachse und Erdmagnetfeldvektor ist gegeben durch

$$\cos \vartheta = \sin \alpha \sin \varepsilon \sin \omega t + \cos \alpha \cos \varepsilon,$$

wobei  $\alpha$  die Ablage der Spinachse gegenüber der Erdmagnetfeldlinie,  $\varepsilon$  den Einbauwinkel des Sensors relativ zur Raketenspinachse,  $\omega = 2\pi/T$  die Spinfrequenz ( $T =$  Spinperiode) und  $t$  die Zeit bedeuten. Während einer Spinperiode wanderte  $\vartheta$  zwischen den beiden Extremwerten  $\varepsilon + \alpha$  und  $\varepsilon - \alpha$  einmal hin und her. In der Instrumentierung der Rakete war ein Induktionsspulmagnetometer enthalten, mit dessen Hilfe Spinfrequenz und Phasenwinkel erfaßt werden konnten.

Die X2-Rakete zeichnete sich durch einen besonders stabilen Flug aus, während dessen der Ablagewinkel nahezu konstant den Wert  $\alpha = 18,5 \pm 0,5^\circ$  beibehielt. Dementsprechend war jeder Spinphase eindeutig ein Blickwinkel  $\vartheta$  zugeordnet. Während einer Spinperiode wurde insgesamt ein Bereich  $46,5^\circ \leq \vartheta \leq 83,5^\circ$  erfaßt. Durch Sortieren der gemessenen Zählraten nach der Spinphase läßt sich eine Aussage über die Winkelverteilung in diesem Bereich gewinnen.

In der folgenden Tabelle sind für vier gegeneinander um  $90^\circ$  versetzte Phasenwinkel mittlere Intensitäten der Kanäle A3 und A4 zusammengestellt, die durch Superposition über eine Reihe von Spinperioden oberhalb 200 km Höhe gewonnen wurden.

$\omega t$	Protonen / $\text{cm}^2 \text{ sec ster}$	
	$E > 135 \text{ keV}$	$E > 425 \text{ keV}$
$90^\circ$	2377	54
$180^\circ$	2235	50
$270^\circ$	2160	36
$360^\circ$	2377	54

Die Abweichungen der Werte eines Energie-Kanals untereinander sind von der Größenordnung des statistischen Fehlers, lassen also im überstrichenen Winkelbereich eine Anisotropie des Teilchenflusses nicht signifikant erkennen.

#### 4. Zusammenfassung der Ergebnisse

Die vorstehend mitgeteilten Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen:

Mit zwei in  $1\frac{1}{2}$  Stunden Abstand aufeinanderfolgenden Raketen wurden Protonenmessungen während eines SVA-Ereignisses durchgeführt. Der Vergleich zwischen dem zeitlichen Verlauf der Protonenintensitäten und der Riometerabsorption zeigt deutlich, daß beide miteinander im Zusammenhang stehen. Als maximale Intensität wurden bei 2,6 db Absorption 150 Protonen/ $\text{cm}^2 \text{ sec ster}$  für  $E > 425 \text{ keV}$  gemessen. Dieser Wert liegt um den Faktor 4 unter dem von McDIARMID et al. (1961) bei 3,8 db für  $E > 500 \text{ keV}$ .

Ferner wurde auch das Energiespektrum der Protonen während des SVA-Ereignisses gemessen. Bei starker Absorption ist dieses Spektrum vergleichbar mit dem in (oder kurz nach) der break up-Phase eines Polarlichtes auf der Nachtseite gemessenen Protonen-Spektrum. Die zu gleicher Energie gehörenden Intensitäten

liegen zwischen denen von SÖRAAS and TRUMPY (1966) und denen von McILWAIN (1960). Bei geringer Absorption ist das Spektrum ähnlich dem, das bereits in geomagnetisch ruhigen Zeiten vor der break up-Phase gemessen wurde. Im selben Energiebereich passen die gemessenen Intensitäten mit denen von WHALEN et al. (1967) zusammen.

Im Gegensatz zu den Angaben von MCDIARMID et al. (1961) konnte keine Anisotropie im Teilchenfluß festgestellt werden. Dieser Befund weicht ferner von der mit dem gleichen Gerät an Bord einer anderen Rakete während eines aufbrechenden Mitternacht-Polarlichtes gemessenen Winkelverteilung ab. Es ist aber zu bedenken, daß der erfaßte Winkelbereich mit seiner Ausdehnung von nur  $37^\circ$  zu klein sein könnte, um eine in ihm eventuell vorhandene schwache Anisotropie erkennen zu lassen.

Die beobachteten Intensitäten und Energiespektren reichen nach den Rechnungen von EATHER and BURROWS (1966) nicht aus, um die mit dem Riometer gemessene Absorption oder einen wesentlichen Anteil davon zu verursachen. Von experimenteller Seite ist eine Aussage über die Rolle der Protonen für die langsam variierende Absorption nicht zu erwarten, bevor auch die Ergebnisse der gleichzeitig an Bord derselben Raketen durchgeführten Elektronenmessungen vorliegen (SCHÜTZ 1970, STÜDEMANN 1970).

Die berichteten Messungen erfassen die Maximumsphase am Anfang und die Ausklingphase am Ende eines und desselben SVA-Ereignisses, geben aber keine Auskunft über den mittleren Bereich. Sie stellen den Anfang dar, eine im Beobachtungsmaterial über Polarlichtzonenphänomene klaffende Lücke zu schließen, lassen aber aufgrund des Einzelereignisses keine allgemeingültigen Schlüsse zu. Vorher werden noch weitere Ereignisse desselben Typs auf den mit ihnen korrelierten Teilcheneinfall zu untersuchen sein<sup>1</sup>).

Die beschriebenen Messungen waren Teil des Zusatzraketenprojektes SPAZ zum Satelliten AZUR, an dem fünf deutsche Forschungsinstitute mit acht Experimenten beteiligt waren. Herrn Professor Dr. E. BAGGE, Direktor des Instituts für Reine und Angewandte Kernphysik, Kiel, danke ich für die Betrauung mit der verantwortlichen Durchführung des Protonenexperimentes Z1. Ebenso gilt mein Dank dem Projektwissenschaftler, Herrn Dr. E. KEPPLER, Max-Planck-Institut für Aeronomie, Lindau/Harz, und allen am Projekt beteiligten Mitarbeitern für ihren Beitrag zum Gelingen des Experimentes. Die finanziellen Mittel, ohne die das Experiment nicht möglich gewesen wäre, wurden vom Bundesministerium für Bildung und Wissenschaft bereitgestellt.

---

<sup>1</sup>) Die Frage, inwieweit die vorliegenden Beobachtungen für SVA charakteristisch sind und ob evtl. am Anfang des Ereignisses in Andenes ein für den Nachtsektor typischer Prozeß mitgewirkt hat, wird in einer weitergehenden Untersuchung diskutiert werden.

**Literatur**

- AKASOFU, S.-I.: "Polar and magnetic substorms", Reidel Publ. Co., Holland 1968
- ANDERSON, A. D. and W. E. FRANCIS: "A semi-theoretical model for atmospheric properties from 90 to 10000 km", Lockheed Missiles and Space Comp., Sunnyvale, California, USA, 1964
- ANSARI, Z. A.: "The spatial and temporal variations in high latitude cosmic noise absorption and their relation to luminous aurora. Geophys. Inst., College, Scientific Report No. 4 NSF, May 1963
- : "A peculiar type of daytime absorption in the auroral zone", J. Geophys. Res. 70, 3117—3122, 1965
- BEWERSDORFF, A., G. KREMSEK, W. RIEDLER and J. P. LEGRAND: "Some properties of the slowly varying ionospheric absorption events in the auroral zone", Ark. Geophys. 5, 115—127, 1966
- BEWERSDORFF, A., G. KREMSEK, J. STADNES, H. TREFALL and S. ULLALAND: "Simultaneous balloon measurements of auroral X-rays during slowly varying ionospheric absorption events", J. Atmosph. Terr. Phys. 30, 591—607, 1968
- BROWN, R. R.: "A study of slowly varying and pulsating ionospheric absorption events in the auroral zone", J. Geophys. Res. 69, 2315—2321, 1964
- CHASE, L. M.: "Spectral measurements of auroral-zone particles", J. Geophys. Res., 73, 3469—3476, 1968
- EATHER, R. H. and F. JACKA: "Auroral absorption of cosmic radio noise", Aust. J. Phys. 19, 215—239, 1966a  
dazu "corrigenda", Aust. J. Phys. 19, 717, 1966b
- EATHER, R. H. and K. M. BURROWS: "Excitation and ionisation by auroral protons", Aust. J. Phys. 19, 309—322, 1966  
dazu "corrigenda", Aust. J. Phys. 19, 717, 1966
- GOETZEL, C. G., J. B. RITTENHOUSE and J. B. SINGLETARY: "Space Materials Handbook", Addison-Wesley Publishing Comp. Reading, Massachusetts, USA, 1965
- HOLT, O.: "Some experimental studies of the ionospheric D-region at high latitudes", Techn. Note No. 3, Contract AF 61 (052)—599, 1963
- HULTQUIST, B.: "Studies of ionospheric absorption of radio waves by the cosmic noise method", in Radio Astronomical and Satellite Studies of the Atmosphere (ed. J. Aarons), North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1963
- JANNI, J. F.: "Calculations of loss, range etc for 0,1 to 100 MeV protons", Technical Report Nr. AFWL-TR-65-150, Air Force Weapons Lab. Research and Technology Division, Kirtland, Air Force Base, New Mexico, USA, 1966
- KEPPLER, E., D. BERAN, J. BÖHM, H. FISCHER, H. HEINRICH, W. LANDENSBERGER, H. RAETHJEN, M. SCHNELL, H. SCHÜTZ, W. STÜDEMANN, G. WIBBERENZ und K. WILHELM: „Das Zusatzraketenprogramm SPAZ zum Satelliten AZUR“, Forschungsbericht des Bundesministeriums für Bildung und Wissenschaft, W 70—59, 1970
- KEPPLER, E.: „Der Forschungssatellit AZUR“, Z. Geophys. 36, 457—476, 1970

- LAMPTON, M.: "Daytime observations of energetic auroral-zone electrons", *J. Geophys. Res.* 72, 5817—5824, 1967
- LITTLE, C. G. and H. LEINBACH, "The riometer — a device for continuous observation of ionospheric absorption", *Proc. I. R. E.* 47, 315—320, 1959
- MCDIARMID, I. B., D. C. ROSE and E. BUDZINSKI: "Direct measurements of charged particles associated with auroral zone radio absorption", *Can. J. Phys.* 39, 1888—1900, 1961
- MCILWAIN, C. E.: "Direct measurements of particles producing visible auroras", *J. Geophys. Res.* 65, 2727—2747, 1960
- ORTNER, J. and W. RIEDLER: "A smooth type of cosmic noise absorption", *Nature* 205, 1181—1182, 1964
- PASCHKE, J.: "PCM-Telemetriesystem und Pulshöhenanalysator für Höhenforschungsraketen", Interner Bericht der Deutschen Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt, Oberpfaffenhofen 1970
- POTZER, G.: „Röntgenstrahlungseinbrüche in die Polarlichtzone — Ein Teilaspekt der Auswirkung magnetosphärischer Dynamik“, *Naturwissenschaften* 56, 477—485, 1969
- RAETHJEN, H. und R. ULMANN: „Ein Raketexperiment zur Messung des Energiespektrums und der Richtungsverteilung von Protonen mittlerer Energie in der Polarlichtzone“, *Atompraxis* 16, 396—402, 1970
- SCHÜTZ, H.: „Das Elektronenspektrometer Z2 im Zusatzraketenprogramm SPAZ zum Satelliten AZUR“, in *Kepler et. al.* 1970
- SÖRAAS, F. and B. TRUMPY: "Rocket measurements of proton energy spectra and pitch angle distribution in the auroral zone", *J. Atm. Terr. Phys.* 28, 1081—1091, 1966
- STÜDEMANN, W.: „Das Elektron-Proton-Experiment Z3 im Zusatzraketenprogramm SPAZ zum Satelliten AZUR“, in *Kepler et. al.* 1970
- WHALEN, B. A. and I. B. MCDIARMID: "Summary of rocket measurements of auroral particle precipitation" in "Atmospheric Emissions" (ed. B. M. McCormac and A. Omholt), Van Nostrand Reinhold Comp., New York 1969
- WHALEN, B. A., I. B. MCDIARMID and E. E. BUDZINSKI: "Rocket measurements in proton aurora", *Can. J. Phys.* 45, 3247—3255, 1967

# **The Solar Particle Event of March 1970 as Observed over the Polar Cap and in the Radiation Belt with the Satellite GRS-A / AZUR**

E. ACHTERMANN, B. HÄUSLER, D. HOVESTADT and M. SCHOLER, Garching<sup>1)</sup>

Eingegangen am 20. Januar 1971

*Summary:* Experimental results on energetic electrons, protons and alpha-particles are presented for the time of the March 1970 Solar Particle Events. The data are obtained on board the polar orbiting satellite GRS-A/AZUR by means of two particle telescopes for protons and alphaparticles and two omnidirectional detectors for electrons and protons. The energy ranges are 1.5 to 104 MeV for protons, 6–19 MeV alpha-particles and  $E > 1.5$  MeV and  $E > 4$  MeV for electrons.

The paper discusses (1) the time history of the solar particle event, (2) the proton to alpha ratio and its variation during the event, (3) the occurrence of delayed penetration of particles into the central polar cap region, (4) the apparent inward motion of outer belt electrons associated with the event.

*Zusammenfassung:* Es werden experimentelle Resultate über energetische Elektronen, Protonen und Alphateilchen für die Zeit während der solaren Ereignisse vom März 1970 dargestellt. Die Messungen wurden mit Hilfe zweier Teilchenteleskope für Protonen und Alphateilchen und zweier omnidirektionaler Detektoren für Elektronen und Protonen an Bord des polaren Satelliten GRS-A/AZUR durchgeführt. Die Energiebereiche sind: 1,5 bis 104 MeV für Protonen, 6–19 MeV für Alphateilchen,  $E > 1,5$  MeV und  $E > 4$  MeV für Elektronen.

Die Arbeit diskutiert (1) den Zeitverlauf des solaren Ereignisses, (2) das Verhältnis von Protonen zu Alphateilchen und dessen Variation während des Ereignisses, (3) das Auftreten von Verzögerungen beim Eindringen der Teilchen in die zentrale Polkappe, (4) die mit dem Ereignis verbundene Einwärtsbewegung von Elektronen im äußeren Strahlungsgürtel.

## **1. Introduction**

It is the purpose of this paper to present a collection of experimental data which has been obtained during the March 1970 solar proton events. The events were associated with one of the largest geomagnetic storms which occurred to date of this solar cycle. The data we report has been obtained between March 6 and March 18, 1970.

---

<sup>1)</sup> Dr. EBRHARD ACHTERMANN, Dipl.-Phys. BERND HÄUSLER, Dr. DIETER HOVESTADT and Dr. MANFRED SCHOLER, Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, Institut für extraterrestrische Physik, 8046 Garching, W-Germany.

The instruments were carried by the polar orbiting satellite GRS-A/AZUR (inclination 102.94, perigee 383 km, apogee 3145 km, period = 122 min.). The satellite is magnetically stabilized. Two proton alpha-particle telescopes (88/1 and 88/2) are oriented perpendicularly (88/1) and at an angle of 45 degrees (88/2) with respect to the geomagnetic field vector. In the northern hemisphere telescope 88/2 is pointing upwards. The telescopes cover the energy range from 1.5 to 104 MeV for protons in six energy channels, and 6 to 19 MeV for alphaparticles in one energy channel. In addition, two omnidirectional proton-electron detectors are employed, which cover the energy range from 20 to 72 MeV for protons and > 1.5 MeV for electrons.

## 2. Instrumentation

The telescopes 88/1 and 88/2 are particle range devices consisting of a stack of seven fully depleted silicon detectors. The energy channels are defined by the thickness of the detectors and of the absorbers placed in-between.

The stacks are surrounded by a plastic anti-coincidence scintillator and a heavy shielding (only protons with energies > 75 MeV are able to penetrate).

Table 1 shows the energy ranges and the logical condition of the different channels K1 to K7.

Table 1: Response of the telescopes 88/1 and 88/2 of the satellite AZUR. A to G = Silicon detectors, S = Anti-coincidence scintillator.

Channel	Logic	Particle	Energy
K1	A B $\bar{C}$ $\bar{S}$	protons	1.5— 2.7 MeV
K2	A B $\bar{D}$ $\bar{S}$	alpha	6— 19 MeV
K3	B C $\bar{D}$ $\bar{S}$	protons	2.7— 5.2 MeV
K4	C D $\bar{E}$ $\bar{S}$	protons	5.2— 10.4 MeV
K5	D E $\bar{F}$ $\bar{S}$	protons	10.4— 22 MeV
K6	E F $\bar{G}$ $\bar{S}$	protons	22 — 49 MeV
K7	F G $\bar{S}$	protons	49 —104 MeV

Geometrical factor:  $5.80 \times 10^{-2}$  cm<sup>2</sup> ster (telescope 88/1; 90°)

$5.95 \times 10^{-2}$  cm<sup>2</sup> ster (telescope 88/2; 45°)

Table 2: Response of the Omnidirectional Particle Counters of Satellite AZUR.

Channel	Shielding	Threshold	Particles	Energy	Geometrical Factor
K1	0.53 g/cm <sup>2</sup> Al	0.3 MeV	$e^-$	> 1.5 MeV	energy dependent
	0.53 g/cm <sup>2</sup> Al	0.3 MeV	$p$	> 20 MeV	$2.7 \times 10^{-2}$ cm <sup>2</sup>
K2	0.53 g/cm <sup>2</sup> Al	5.0 MeV	$p$	20—45 MeV	$1.95 \times 10^{-2}$ cm <sup>2</sup>
	2.34 g/cm <sup>2</sup> Cu	0.3 MeV	$e^-$	> 4 MeV	energy dependent
K3	2.34 g/cm <sup>2</sup> Cu	0.3 MeV	$p$	> 40 MeV	$4.7 \times 10^{-2}$ cm <sup>2</sup>
	2.34 g/cm <sup>2</sup> Cu	5.0 MeV	$p$	40—72 MeV	$3.4 \times 10^{-2}$ cm <sup>2</sup>

The geometrical factor of the instruments are  $5.80 \times 10^{-2} \text{ cm}^2 \text{ ster}$  for telescope 88/1 and  $5.95 \times 10^{-2} \text{ cm}^2 \text{ ster}$  for telescope 88/2.

As calibration measurements show [ACHTERMANN, HÄUSLER, HOVESTADT, KÜNNETH, LAEVERENZ and PASCHMANN 1970], the sensitivity of the instruments to energetic electrons is less than  $10^{-6}$  for all coincidence channels as long as pile-up effects can be neglected. This is true for all measurements reported here.

The omnidirectional counters 93/1 and 93/2 consist of cubical lithium-drifted silicon detectors, heavily shielded on one side and covered by a hemispherical shield over a  $2\pi$  solid angle on the other side. The thickness of the hemispherical shield determines the lower energy threshold for protons and electrons. The upper energy limit for protons is determined by the energy loss in the silicon cube in relation to the electronical threshold. Electrons and protons are separated by the electronical threshold (300 keV for the electron channels and 5.0 MeV for the proton channels).

Table 2 shows the relevant parameters of the devices. The geometrical factor for electrons was determined in calibration measurements.

A detailed description of the experiments and an analysis of the calibration measurements are published elsewhere [ACHTERMANN et al., 1970].

### 3. History of the March 7 Solar Particle Event

The time history of the solar particle influx into the polar cap for different proton energy channels is given in fig. 1. The lower curves show the results of the  $45^\circ$  AZUR telescope (88/2) as obtained at a geomagnetic invariant latitude of  $\Lambda = 70^\circ \pm 0.5$ . At the time of measurement the apogee (3100 km) of the orbit was near the polar region. Therefore most of the measurements were obtained above 2900 km altitude.

A region of observation at an invariant latitude of  $\Lambda = 70^\circ$  has been chosen because of an apparently easy access of solar flare particles from interplanetary space into this region [WILLIAMS and BOSTROM 1969, EVANS and STONE 1969, see also section 4 of this paper].

The top curves of fig. 1 give the proton flux above 13.9 MeV (Pioneer 8 data, Solar Geophysical Data [1970]) as observed at a heliocentric longitude of about  $45^\circ$  E and the proton flux above 10 MeV as observed in the vicinity of the earth inside the magnetosphere (Explorer 41, Solar Geophysical Data [1970]).

In addition the time history of the proton/alpha-particle ratio:

$$\frac{\text{Protons } (5.2 < E < 22 \text{ MeV})}{\text{Alpha-particles } (6 < E < 19 \text{ MeV})} \text{ is given.}$$

In the lower part of figure 1 we plotted the major flares, their solar longitudes (SOLAR Geophysical Data [1970]), and the sudden commencement which occurred in the time considered here. In figure 2 the solar proton energy spectra are given at the times indicated in figure 1.

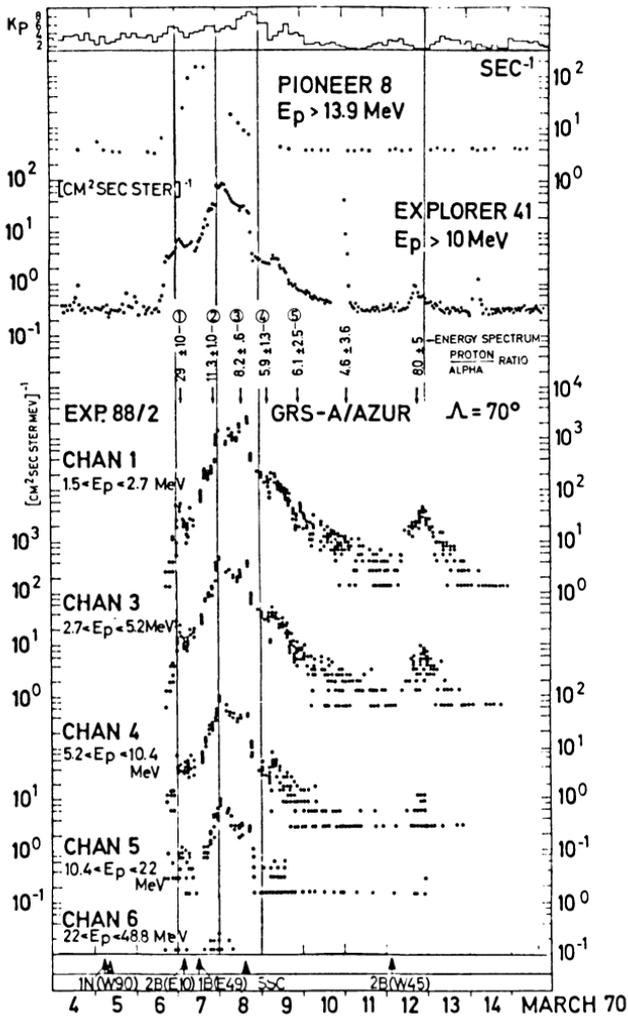


Fig. 1: Time history of the proton flux measured with telescope 88/2 at an invariant latitude of  $70^\circ \pm 0.5^\circ$ . The proton to alpha-particle ratio and the times, when energy spectra are obtained are indicated (see figure 2). In addition Pioneer 8 and Explorer 41 data on protons are included.

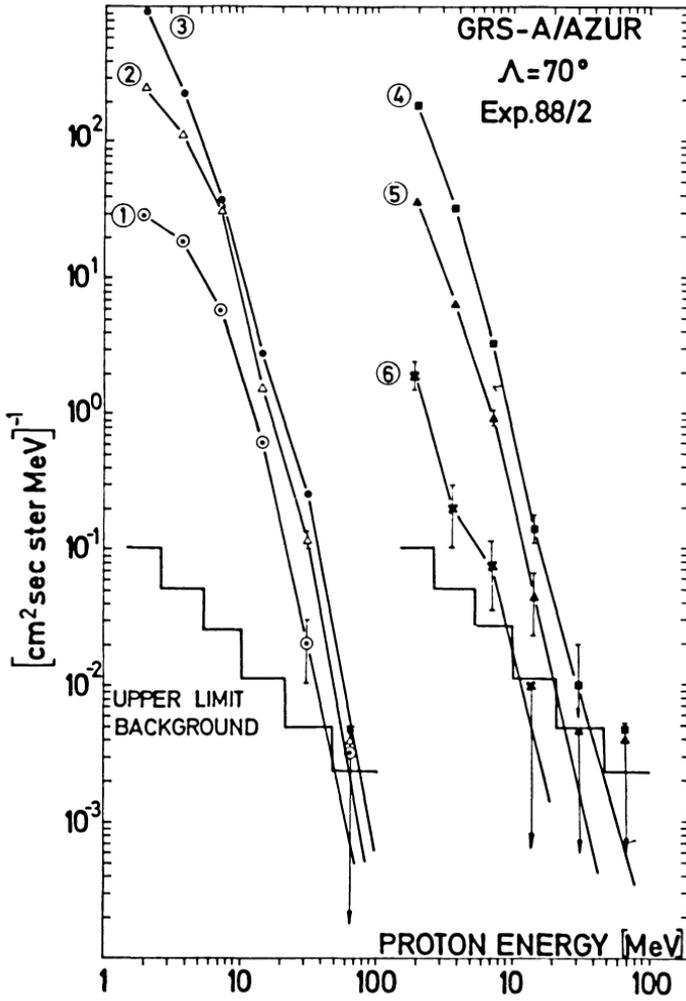


Fig. 2: Energy spectra of solar protons at the times indicated in figure 1.

Early on March 7, we see in nearly all energy channels a sudden flux increase. Since the 2B flare started at a later time, this increase may be due to the 1N flare which occurred at the western limb of the sun more than one day earlier. At the same time an enhancement in the  $E > 10$  MeV proton flux at Explorer 41 can be seen. For several hours (8h) the proton flux roughly remains constant with some fluctuations. During this period the proton/alpha ratio stays also constant at a value of about  $30 \pm 10$ .

On March 7 at about 22.30 U.T. a second fast flux increase by about one order of magnitude occurred in all energy channels. In the following time span, until the sudden commencement on March 8, all proton channels reach their maximum flux values. During this period the proton/alpha ratio is roughly constant at a value of about 8 to 10.

Associated with the sudden commencement a sudden decrease in the counting rates occurs in all energy channels, which slowly continues for several days until nearly background level is reached. Also, the proton/alpha ratio drops to a value of about 5.

Later, on March 12, another flux increase occurs which probably is associated with a 2B flare at west  $45^\circ$  solar longitude, since no flux increase has been observed on Pioneer 8 at a position of  $45^\circ$  east solar longitude.

The second flux increase of the March 6/7 event appears about half a day earlier at Pioneer 8 than at AZUR and Explorer 41. Because of the spiral structure of the interplanetary magnetic field the lines of forces at the position of Pioneer 8 are rooted about  $0^\circ$  heliocentric longitude. Therefore it is very likely that this flux increase is associated with the 2B flare at  $10^\circ$  east solar longitude, which occurred on March 7, 01.50 U.T.

#### 4. Entry of Solar Particles into the Polar Region

Fig. 3 shows a sequence of 3 polar passes (Orbit 1415, 16, 18) at a time before, during and after a strong increase in the interplanetary proton flux (1–13 MeV) on March 7, 22.30 U.T. [BALOGH 1971]. Within a delay of a few minutes the observed increase at an invariant latitude of  $70^\circ$  roughly represents the increase observed on HEOS A 1 outside the magnetosphere. In the second pass (Orbit 1416) the flux of low energy protons at high latitudes  $\lambda > 75^\circ$  remains on the level of orbit 1415. Four hours later (Orbit 1418) the polar region uniformly shows the higher flux level. The short time delay at low latitudes and the longer delay at higher latitudes as well as the energy dependence suggest that for these particles diffusion across the magnetospheric tail might play an important role [MICHEL and DESSLER 1965, WILLIAMS and BOSTROM 1969].

During the period of non-uniform flux distribution over the polar cap (March 7, 22.50 U.T.) the proton/alpha-particle ratio has been investigated. An attempt has been made to correlate the proton flux of various energy channels with the flux of alpha-particles. In fig. 4 the counting rates of the proton channels of telescope 88/2

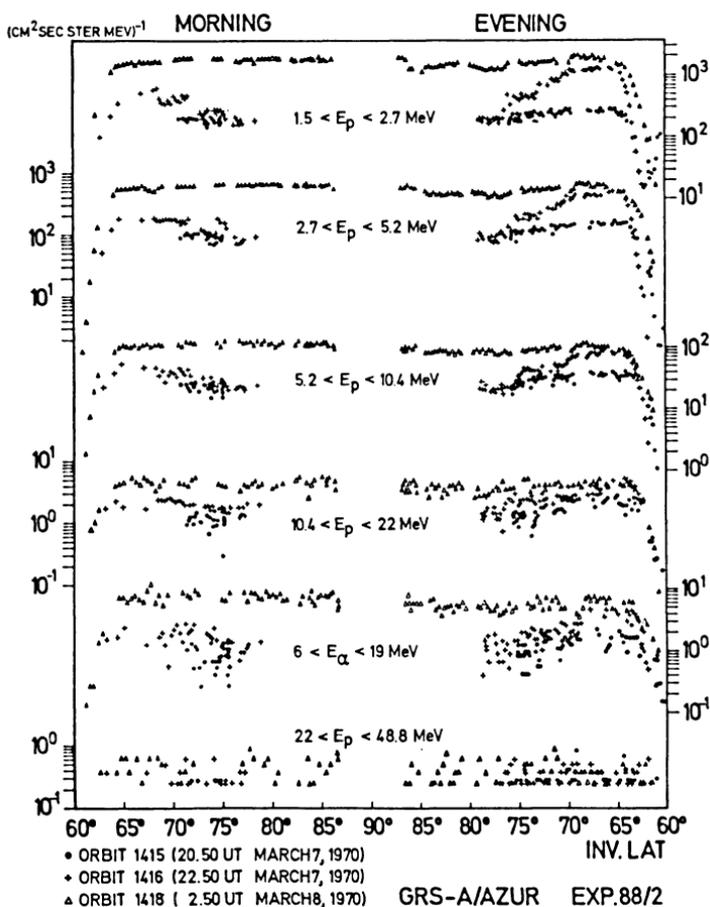


Fig. 3: Proton and alpha-particle flux as a function of the invariant latitude  $\lambda$  for three polar cap passes before (orbit 1415), during (orbit 1416), and after (orbit 1418) a fast flux increase in the interplanetary space.

between 1.5 MeV and 49 MeV are plotted versus the counting rate of the 6 to 19 MeV alpha-particle channel. The best correlation, a line with the slope of about 1.06 is obtained for channel 4 (5.2—10.4 MeV) and for the sum of channel 4 and 5 (5.2—22 MeV).

The correlation for lower and higher energy channels deviate considerably from a slope equal to one. Assuming a proton/alpha ratio outside the magnetosphere which is constant over the period of measurement we conclude that during this period the conditions for propagation into the polar cap of protons and alpha-

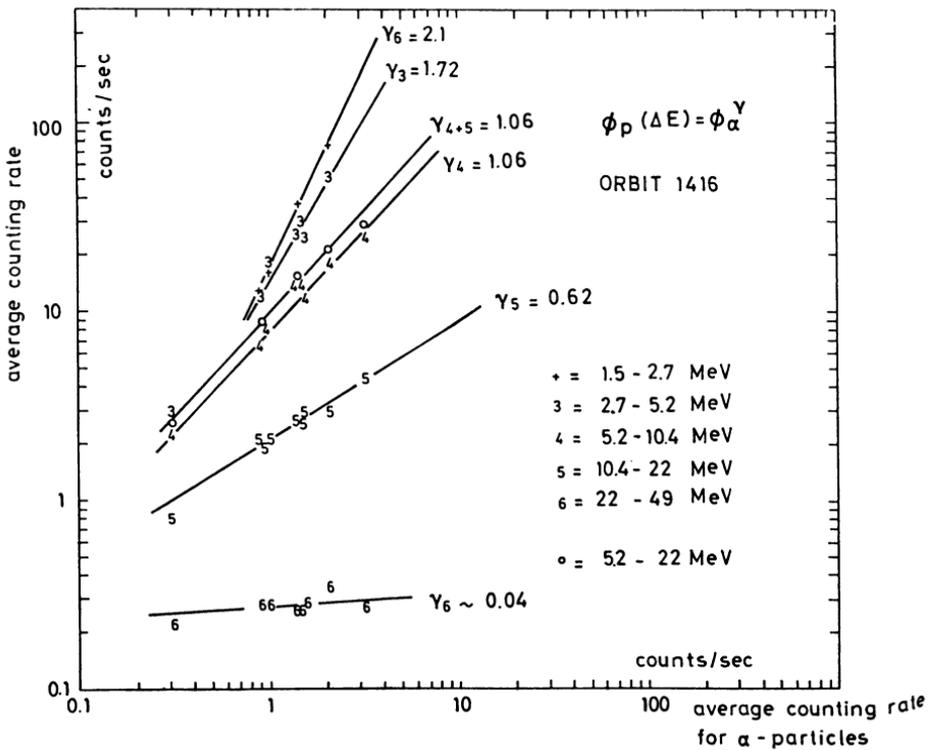


Fig. 4: Correlation of the counting rates in various proton energy channels of telescope 88/2 with the counting rate in the 6 to 19 MeV alpha-particle channel. Best correlation is given by a line with the slope equal one.

particles of the same energy are the same. Since protons and alpha-particles of the same energy carry the same magnetic rigidity, it follows that the entry of the particles was mainly ruled by effects dependent on rigidity and not on velocity.

### 5. Variations of the Outer Zone Electron Flux

Figure 5 and Figure 6 shows a sequence of polar cap passes with the time flux profiles of electrons with energies  $> 1.5$  MeV and  $> 4$  MeV as measured with the omnidirectional detectors 93/1 and 93/2. During all passes the satellite had a minimum altitude of 2900 km.

Fig. 5 shows the long time behaviour of the outer zone electron fluxes over a period of eight days including the time before arrival of flare particles. Fig. 6 shows the short time sequence after the sudden commencement (SSC) on March 8, 14.18 U.T.

The main features of the passes are:

- 1) Before the sudden commencement (Orbit 1401 to 1413):
  - a) A strong peak for electrons ( $E > 1.5$  MeV) at about  $L = 4.2$  with a hump at  $L \sim 3.4$ .
  - b) A double peak for electrons ( $E > 4$  MeV) at  $L \sim 4.2$  and  $L \sim 3.4$  with a remarkable slot in-between at about  $L = 3.8$ .
- 2) In connection with the magnetic disturbances of the SSC event (several hours before and after SSC):
  - a) Initially a short increase and then a fast decrease of the peak intensities for electrons ( $E > 1.5$  MeV).
  - b) A simultaneous shift in  $L$  to lower  $L$ -values.
  - c) Few ( $\sim 4$ h) hours after the SSC there remains only *one* electron peak at  $L \sim 2.9$  for both energies. The flux peak is lowered by a factor of about 10 for  $E > 1.5$  MeV and of about 10 for high energy electrons ( $E > 4$  MeV).
- 3) Several hours after SSC:
  - a) Gradual recovery of low energy and high energy electron flux at  $L \sim 2.9$ .
  - b) Appearance of an additional peak for both electron energies at about  $L \sim 4.2$  one day after SSC.
- 4) Until March 14 the second peak slowly shifts to lower  $L$ -values and finally merges with the peak at  $L \sim 3.0$  to form a broad peak with a high electron flux (the peak flux is about a factor of 2 higher than before the event). This structure remains present over a long period (at least until March 18, 1970).

These experimental results are summarized in fig. 7, which shows the peak intensity of the  $E > 1.5$  MeV electron flux and the peak position in  $L$ -values as a function of time.

A comparison with the two onboard proton telescopes 88/1 and 88/2 leads to the conclusion that this time characteristic is really due to electrons. Beside this the proton channels of both omnidirectional counters do not respond at all in this region of space.

For electrons comparable with the lower energy range similar results were obtained for previous magnetic disturbances by other authors [FRANK 1965, WILLIAMS 1966, 1967; CRAVEN 1966, WILLIAMS, ARENS and LANZEROTTI 1968].

An interpretation of the rather complex phenomenon is difficult and should await additional information from other experiments on electrons of lower energy. Nevertheless, the rapid shift (within  $\sim 1$  day) of the outer electron belt from  $L = 4.2$  to  $L = 2.9$  during the first part of the event and the slower shift (within 4 days) of the secondary electron peak one day after the SSC from  $L = 4.2$  to  $L = 3.0$  probably can be attributed to radial  $L$ -shell diffusion under violation of the third adiabatic invariant.



OUTER ZONE ELECTRON FLUXES (MARCH 9 - 10, 1970)  
EXP.93 GRS-A/AZUR

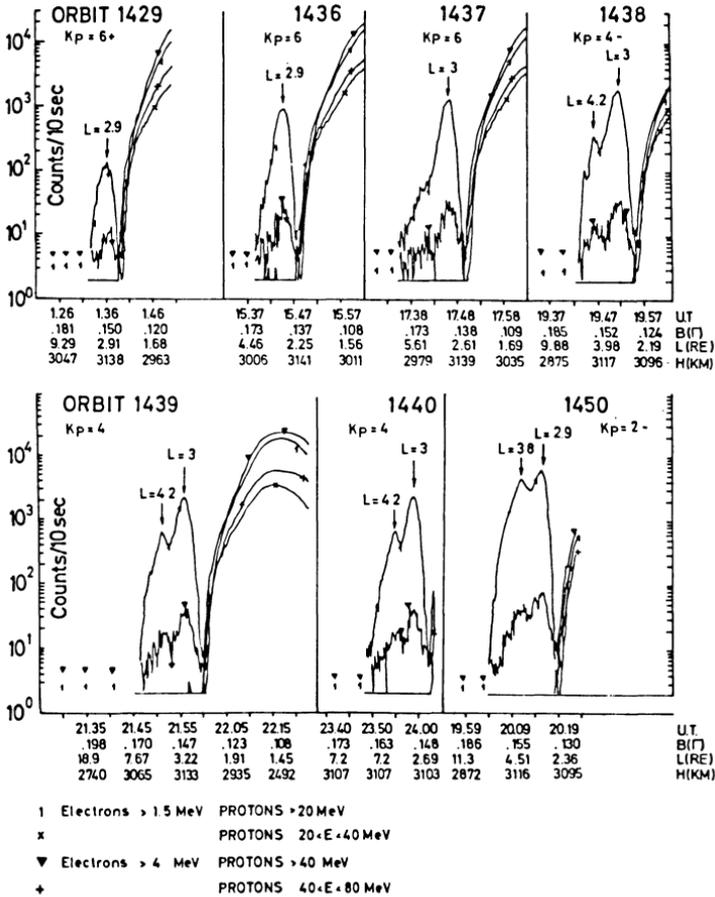


Fig. 6: Development phase of the secondary electron peak at L = 4.2 after the SSC.

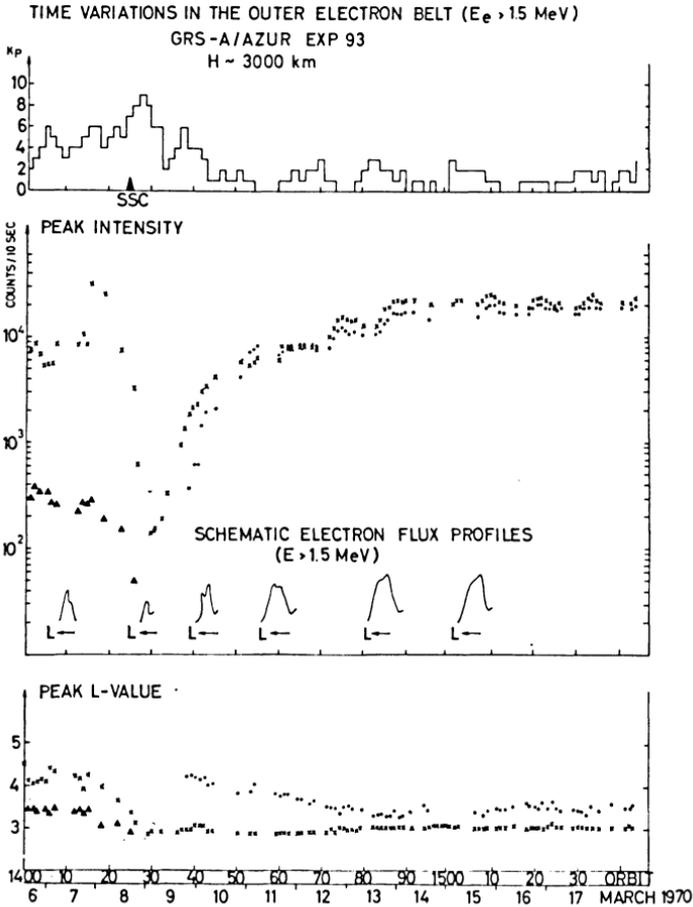


Fig. 7: Time history of the  $> 1.5$  MeV electron channel from March 6 to March 18, 1970. Lower part of the graph shows peak position in L. The middle part shows peak flux values of both  $E > 1.5$  MeV peaks as a function of time.

Another question is the fact of appearance of energetic electrons well within the trapping region at  $L = 4.2$  one day after the SSC and its slow increase in the intensity which occurs simultaneously with the inward  $L$ -diffusion. Correlated measurement at lower energies should show whether the slow flux increase for electrons  $E > 1.5$  MeV and  $E > 4$  MeV is due to the energetization of lower energy electrons (with a steep energy spectrum) by the inward  $L$ -shell motion.

### Acknowledgements

The authors would like to thank the technical staff of the Max-Planck-Institut for the development and testing of the instrument. We acknowledge the help of the data group, especially the work of Dipl.-Math. B. EBEL.

We are grateful to Dr. G. HAERENDEL and Dipl.-Phys. G. PASCHMANN for fruitful discussions.

The work was prepared with the support of the Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung under grant WRK 98.

### References

- ACHTERMANN, E., B. HÄUSLER, D. HOVESTADT, E. KÜNNETH, P. LAEVERENZ und G. PASCHMANN, Die Experimente EI88 und EI93 zur Messung von energiereichen Elektronen, Protonen und Alphateilchen im Satelliten AZUR, BMBW-Bericht, 1970
- BALOGH, A.: Private communication, 1971
- CRAVEN, J. D.: Temporal variations of electron intensities at low altitudes in the outer radiation zone as observed with satellite Injun 3, *J. Geophys. Res.* 71, 5643—5663, 1966
- EVANS, L. C. and E. C. STONE: Access of solar protons into the polar cap. A persistent north-south asymmetry, *J. Geophys. Res.* 74, 5127—5131, 1969
- FRANK, L. A.: Inward diffusion of electrons of greater than 1.6 million electron volts in the outer radiation zone, *J. Geophys. Res.* 70, 3533—3540, 1965
- MICHEL, F. C. and A. J. DESSLER: Physical significance of inhomogeneities in polar cap absorption events, *J. Geophys. Res.* 70, 4305—4311, 1965
- Solar Geophysical Data: ESSA Research Laboratories, 309 Part I and 313 Part II, May and September 1970
- WILLIAMS, D. J. and C. O. BOSTROM: Proton entry into the magnetosphere on May 26, 1967, *J. Geophys. Res.* 74, 3019—3026, 1969
- WILLIAMS, D. J., J. F. ARENS and L. J. LANZEROTTI: Observation of trapped electrons, *J. Geophys. Res.* 73, 5673—5696, 1968
- WILLIAMS, D. J.: On the low altitude trapped electron boundary collapse during magnetic storm, *J. Geophys. Res.* 72, 1644—1646, 1967
- : Outer zone electrons. In "Radiation trapped in the earth's magnetic field", Billy M. McCormac, D. Reidel Publishing Co., 263—283, 1966



## Direct Inversion of Seismic Observations<sup>1)</sup>

G. MÜLLER, Karlsruhe<sup>2)</sup>

Eingegangen am 10. Dezember 1970

*Summary:* The direct inversion of the reflection response of a layered medium due to point source excitation is investigated. Its aim is to recover the depth-dependent elastic properties of this medium. An inversion procedure is derived which consists of two steps: the reduction to plane waves and the inversion of the plane wave seismograms. Since the aim of this paper is to find out whether or not this formalism is of practical importance, only the reduction to plane waves is discussed in detail. With respect to the inversion of the plane wave seismograms, reference is made to the literature.

For applications in seismic prospecting, an exact reduction to plane waves would require drastic changes in field techniques, namely observations on long profiles. On the other hand, no essential improvement can be expected from this modification. In the light of this result, an approximate method for the reduction to plane waves is derived in the Appendix which should be useful for the inversion of observations of vertical reflections. In the case of explosion seismological (or refraction) studies, the exact reduction to plane waves can be performed without changes in field techniques.

At present, the seismograms resulting from the reduction to plane waves can be inverted only for vertical incidence. In this case, the inversion yields information about the impedance of the reflecting medium. In general, the proposed inversion procedure is not an alternative to more conventional ones, especially if theoretical seismograms are used in the interpretation. However, some additional and independent information about the reflecting medium can be found by its use.

*Zusammenfassung:* Die direkte Inversion der Reflexion von einem geschichteten Medium bei Anregung durch eine Punktquelle wird untersucht. Das Ziel dabei ist, die tiefenabhängigen elastischen Eigenschaften dieses Mediums abzuleiten. Eine Inversionsmethode, die aus zwei Schritten besteht, wird angegeben. Der erste Schritt ist die Reduktion auf ebene Wellen, der zweite die Inversion der Seismogramme für ebene Wellen. Das Ziel dieser Arbeit ist es, diesen Formalismus auf seine praktische Bedeutung hin zu untersuchen. Daher wird nur die Reduktion auf ebene Wellen im einzelnen diskutiert, während bei der Inversion der Seismogramme für ebene Wellen auf die Ergebnisse anderer Autoren zurückgegriffen wird.

Bei Anwendungen in der Prospektionsseismik würde eine exakte Reduktion auf ebene Wellen drastische Änderungen der Beobachtungstechnik erfordern, nämlich Registrierungen auf langen Profilen. Andererseits kann man hiervon keine Verbesserungen der Interpretation

<sup>1)</sup> Contribution No. 146 within a joint research program of the Geophysical Institutes in West-Germany sponsored by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (German Research Association). — Contribution No. 63, Geophysical Institute, University of Karlsruhe.

<sup>2)</sup> Dr. GERHARD MÜLLER, Geophysikalisches Institut, Universität Karlsruhe, 75 Karlsruhe, Hertzstr. 16.

erwarten. Auf dem Hintergrund dieses Resultats wird im Anhang eine genäherte Methode zur Reduktion auf ebene Wellen abgeleitet, die für die Inversion von Beobachtungen an Vertikalreflexionen nützlich ist. Bei explosionsseismologischen (oder Refraktions-) Untersuchungen kann die exakte Reduktion auf ebene Wellen ohne Änderungen der Beobachtungstechnik durchgeführt werden.

Zur Zeit können die Seismogramme, die bei der Reduktion auf ebene Wellen entstehen, nur für senkrechten Einfall invertiert werden. In diesem Fall ergibt die Inversion Informationen über die Impedanz des reflektierenden Mediums. Im allgemeinen ist die vorgeschlagene Inversionsmethode keine Alternative zu konventionelleren Verfahren, besonders wenn man theoretische Seismogramme bei der Interpretation benutzt. Sie kann jedoch zusätzliche und unabhängige Information über das reflektierende Medium vermitteln.

## 1. Introduction

The main problem both in explosion seismology and seismic prospecting is to derive the structure of the earth or part of it from observations at the surface. Numerous methods have been devised for this purpose. We do not want to classify them in detail. However, two important groups can be distinguished. The first consists of methods or, in more advanced form, strategies in *searching* for models compatible with the observations. We mention travel time and amplitude studies where the observer tries to reproduce the travel times and amplitudes of wavegroups in the seismograms. A further example is the inversion of ray parameters or apparent velocities of body waves with the aid of Monte Carlo techniques. These or other searching techniques can also be applied to the inversion of dispersion data of surface waves.

The second group consists of inversion methods which *directly* invert the observations (the input) into a model of the earth (the output). Probably the best-known example is the Wiechert-Herglotz method for the inversion of ray parameters or apparent velocities. In some cases, such direct methods do not exist because of a basic non-uniqueness of the inversion problem, as for instance in the case of gravity observations. In other cases, the question of uniqueness is not yet solved. Although methods of this sort look more attractive than those of the first group, they actually are not superior to them. This is mainly due to the greater difficulty in getting an idea about the variety of models compatible with the observations, if the finite number of the latter and the observational errors are taken into account. However, in cases where such methods exist they can give an additional and independent interpretation, and therefore it is useful to investigate them.

In this paper, we want to find a solution to the inversion problem of seismic prospecting and explosion seismology which corresponds to the second group of methods. We consider the seismograms along the surface of the earth to be the input to the inversion scheme from which we try to derive the velocities of elastic waves and the density as functions of depth, thereby neglecting lateral variations. We shall not present a complete solution of this problem, but develop it to a stage where we can estimate its usefulness for practical applications. In the Appendix and on the back-

ground of the exact theory, an approximate method is derived for the reduction to plane waves of vertical reflections excited by point sources in layered media. This method should be useful for inversions in seismic prospecting.

Before discussing the details, a recent paper by EISNER [1970] on the same subject should be mentioned. A comparison of his results and ours is not easy since the two papers have completely different starting points. Whereas we are starting with the solution of the direct problem for well-defined source conditions and try to invert it, EISNER begins with the equations of motion assuming no further source properties than cylindrical symmetry. He discusses certain integrals of displacements and stresses and derives differential equations for these quantities. It seems to be difficult to relate these equations to simpler wave propagation problems except for one case. In this case, EISNER's conclusions agree with our results.

### 2. Inversion procedure

The model which is the basis of the inversion procedure is a half-space with an explosive point source on top of a medium consisting of plane layers as shown in Fig. 1. The  $i$ -th layer is characterized by the  $P$  velocity  $\alpha_i$ , the  $S$  velocity  $\beta_i$ , the density  $\rho_i$  and the thickness  $h_i$ . The half-space quantities are  $\alpha_0, \beta_0$  and  $\rho_0$ . The explosive point source is situated at the distance  $h$  above the layered medium, and the

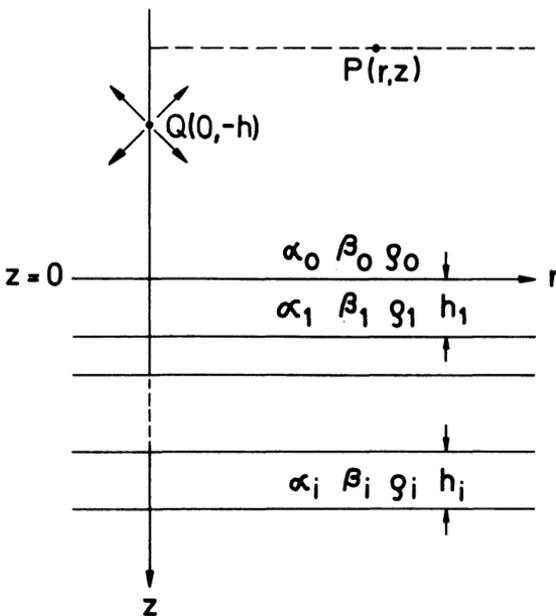


Fig. 1: The layered medium with the explosive point source  $Q(0, -h)$  and the point of observation  $P(r, z)$ .

points of observation  $P(r, z)$  form a profile with constant  $z$ . The free surface has been neglected for the sake of simplicity. The inversion procedure can easily be modified to include it, provided that its effect is only to change the amplitudes of the reflections from the stack of layers. If waves, multiply reflected between the surface and the layers, are important, the inversion procedure probably is more complicated. We assume that the compressional potential of the incident spherical wave is

$$\Phi_{is}(R_0, t) = \frac{1}{R_0} F\left(t - \frac{R_0}{\alpha_0}\right), \quad (1)$$

where  $R_0 = (r^2 + (h + z)^2)^{1/2}$  is the distance from the source, and  $F(t - R_0/\alpha_0)$  is the excitation function. Denoting the Fourier transform of the excitation function by  $\bar{F}(\omega)$ , we can write down the Fourier transform of the vertical displacement  $w(r, z, t)$  at  $P(r, z)$  due to the compressional reflection from the stack of layers [FUCHS 1968]:

$$\bar{w}(r, z, \omega) = \bar{F}(\omega) \int_0^{\infty} R_{pp}(\omega, k) e^{-i(h-z)v_0} J_0(kr) k dk \quad (2)$$

$$v_0 = (\omega^2/\alpha_0^2 - k^2)^{1/2}$$

Here,  $k$  is the horizontal wavenumber,  $\omega$  is the circular frequency,  $J_0(kr)$  the Bessel function of the first kind and zero order, and  $R_{pp}(\omega, k)$  the reflectivity of the stack of layers. The physical meaning of the reflectivity is the following. If a plane harmonic  $P$  wave of unit amplitude and angle of incidence  $\gamma$  is reflected at this stack of layers, the amplitude of the reflected  $P$  wave is  $R_{pp}(\omega, \omega \sin \gamma/\alpha_0)$  which normally includes a phase term. All information about the reflecting medium is contained in the reflectivity. Therefore, it is useful to try an inversion of (2). This can easily be performed with the aid of the Fourier-Bessel transformation which relates a function  $g(r)$  and its transform  $\tilde{g}(k)$ :

$$g(r) = \int_0^{\infty} \tilde{g}(k) J_0(kr) k dk \quad (3)$$

$$\tilde{g}(k) = \int_0^{\infty} g(r) J_0(kr) r dr \quad (4)$$

Equation (2) has the same form as (3). Therefore, we can use (4) to solve for the reflectivity:

$$R_{pp}(\omega, k) = \frac{1}{\bar{F}(\omega)} e^{i(h-z)v_0} \int_0^{\infty} \bar{w}(r, z, \omega) J_0(kr) r dr \quad (5)$$

Hence, if we know the Fourier transform of the vertical displacement along a profile from  $r = 0$  to infinity, the source function  $F(\omega)$  and the quantities  $h$  and  $\alpha_0$ , we can derive the reflectivity of the layered medium below the half-space. Because of the relation between  $R_{pp}(\omega, k)$  and the reflection coefficient for plane waves, (5) can be interpreted as a *reduction to plane waves*. This step means, at least theoretically, a simplification of the inversion problem.

This reduction to plane waves can be made more obvious, if we write (5) in the form

$$\frac{1}{l} \bar{F}(\omega) R_{pp} \left( \omega, \frac{\omega}{\alpha_0} \sin \gamma \right) e^{-t \frac{\omega}{\alpha_0} (h-z) \cos \gamma} = \frac{1}{l} \int_0^{\infty} \bar{w}(r, z, \omega) J_0 \left( \frac{\omega r}{\alpha_0} \sin \gamma \right) r dr \quad (6)$$

and consider only real angles of incidence  $\gamma$ . Then, the left side of this equation can be interpreted as the Fourier transform of the reflected compressional potential at the point  $(0, z)$  due to an incident plane  $P$  wave with the potential

$$\Phi_{ip}(r, z, t; \gamma) = \frac{1}{l} F \left( t - \frac{(z+h) \cos \gamma + r \sin \gamma}{\alpha_0} \right). \quad (7)$$

The angle of incidence is  $\gamma$ , and  $l$  is an arbitrary length which is included for dimensional reasons.

Denoting the reflected potential by  $\Phi_{rp}(r, z, t; \gamma)$  and considering that the inverse Fourier transform of  $J_0(r\omega \sin \gamma / \alpha_0)$  is the window function (Fig. 2)

$$f(r, t; \gamma) = \begin{cases} 2(t_0^2 - t^2)^{-1/2} & \text{for } |t| < t_0 = \frac{r \sin \gamma}{\alpha_0} \\ 0 & \text{for } |t| > t_0, \end{cases} \quad (8)$$

we get the inverse Fourier transform of (6)

$$\Phi_{rp}(0, z, t; \gamma) = \frac{1}{l} \int_0^{\infty} r [w(r, z, t) * f(r, t; \gamma)] dr, \quad (9)$$

where we have interchanged the  $\omega$ - and the  $r$ -integration. Equation (9) means that each seismogram  $w(r, z, t)$  has to be *convolved* with the window function (8), corresponding to the distance under consideration, before the  $r$ -integration is performed. For  $\gamma = 0$ , we have  $f(r, t; 0) = 2\pi\delta(t)$ , and the seismograms remain unchanged. In this case, (9) agrees with a result of EISNER's paper.

Summarizing, we can say: if  $w(r, z, t)$  is the *displacement* response along a profile due to *spherical* wave excitation according to (1), the *potential* response due to *plane* wave excitation according to (7) is found from (9). What remains is the inversion of the plane wave seismograms  $\Phi_{rp}(0, z, t; \gamma)$ .

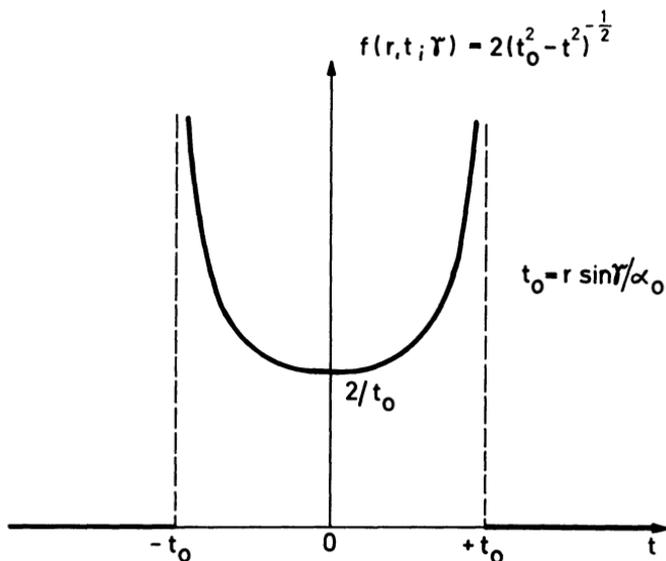


Fig. 2: The window function  $f(r, t; \Upsilon)$  for the convolution with the seismogram at the distance  $r$  (cf. Equation (9)).

Our discussion of this inversion is only a schematic one since our primary aim is to find out whether or not the complete inversion procedure is of practical importance. This requires in the first place a discussion of the reduction to plane waves by (9).

The first step in the inversion of  $\Phi_{rp}(0, z, t; \gamma)$  is the deconvolution, i.e. the elimination of the source function  $F(t)$ . The resulting seismogram which corresponds to  $F(t) = \delta(t)$  is the impulse response of the layered half-space  $z \geq 0$ . Its Fourier transform is, apart from the factor  $1/l$ , the reflectivity  $R_{pp}(\omega, \omega \sin \gamma / \alpha_0)$ .

Up to now, the inversion of the impulse seismogram has been achieved only for the case of vertical incidence ( $\gamma = 0$ ). This problem has received considerable attention from various authors mainly because of its importance for interpretations in seismic prospecting [GOUPIILLAUD 1961, KUNETZ 1963, CLAERBOUT 1968, WARE and AKI 1969]. The practical procedure in this case is to approximate the impulse seismograms by a series of equally spaced delta functions. This corresponds to a medium consisting of homogeneous layers with equal travel times in vertical direction. The quantity which can be recovered in this case is the reflection coefficient of each interface as a function of the travel time of the corresponding primary reflection. Since it can be assumed that  $\rho_0$  and  $\alpha_0$  are known, the impedance  $\rho\alpha$  as a function of travel time can be derived from the series of reflection coefficients. Only with additional assumptions about the relation between the  $P$  velocity and the density, these two quantities as functions of depth are found separately.

The inversion problem for the impulse seismogram for oblique incidence ( $\gamma > 0$ ) is not yet solved at all, as far as the author is aware. Such a solution could possibly give independent results for the  $P$  velocity, the  $S$  velocity and the density although a connection of these quantities as for  $\gamma = 0$  cannot be excluded.

At the end of this section, we want to indicate briefly the generalization of the reduction to plane waves which so far has been explained only for reflected compressional waves. For the vertical displacement of reflected shear waves, a similar result like (6) is found, including the reflectivity  $R_{ps}$ . Adding both equations leads to an equation which contains on its right side the *complete* vertical displacement and on its left side a linear combination of  $R_{pp}$  and  $R_{ps}$ . The same procedure can be performed for the horizontal component of displacement. Thus, two equations for the two unknowns,  $R_{pp}$  and  $R_{ps}$ , need to be solved with  $\omega$  and  $\gamma$  as parameters. Then, reflected compressional and shear waves are treated separately.

### 3. An example

The following example is a check of the proposed inversion procedure and demonstrates its steps in a very simple way. We assume a liquid half-space bounded at  $z = 0$  by a rigid plane. In this model, only  $P$  waves occur. The explosive point source is described by its compressional potential (1). It is well known that the reflection from the boundary  $z = 0$  has the potential

$$\Phi_{rs}(R, t) = \frac{1}{R_1} F\left(t - \frac{R}{\alpha_0}\right);$$

where  $R = (r^2 + (h - z)^2)^{1/2}$  is the distance from the image of the source. The vertical displacement is

$$w(r, z, t) = \frac{\partial \Phi_{rs}}{\partial z} = \frac{z - h}{R} \frac{\partial \Phi_{rs}}{\partial R}.$$

Inserting this into (9) for vertical incidence ( $\gamma = 0$ ), we have

$$\Phi_{rp}(0, z, t; 0) = \frac{z - h}{l} \int_0^\infty \frac{r}{R} \frac{\partial \Phi_{rs}}{\partial R_1} dr = \frac{z - h}{l} \int_{h-z}^\infty \frac{\partial \Phi_{rs}}{\partial R} dR = \frac{1}{l} F\left(t - \frac{h - z}{\alpha_0}\right). \quad (10)$$

This result is also valid for  $r > 0$ . The potential (10) corresponds to the potential (7) of the incident wave:

$$\Phi_{ip}(r, z, t; 0) = \frac{1}{l} F\left(t - \frac{h + z}{\alpha_0}\right)$$

A deconvolution procedure gives  $\delta(t - (h + z)/\alpha_0)/l$  for the incident wave and  $\delta(t - (h - z)/\alpha_0)/l$  for the reflection. The inversion of this reflection response is very simple. Since there is only one delta pulse, there can only be one interface. Since its amplitude and sign are identical with those of the incident wave, the reflection coefficient of this interface must be +1. Therefore, the impedance of the reflecting medium must be infinite. Hence, the properties of this medium are recovered.

#### 4. Practical considerations and conclusions

The most important question in connection with applications of the proposed inversion procedure is: which distances along the profile under consideration must be included in the integration in (5), (6) or (9)? If we terminate the integration at  $r_1$  in our example of the previous section, we get instead of (10)

$$\Phi_{rp}(0, z, t; 0) = \frac{1}{l} \left[ F\left(t - \frac{h-z}{\alpha_0}\right) + \frac{z-h}{R_1} F\left(t - \frac{R_1}{\alpha_0}\right) \right],$$

where  $R_1 = (r_1^2 + (h - z)^2)^{1/2}$ . Therefore, by terminating the integration at a finite distance a second reflection is simulated. In order to avoid it, we must choose  $R_1$  or  $r_1$  sufficiently large compared with  $h - z$ . In cases of practical interest, this quantity would be twice the depth to the reflecting medium. Hence,  $r_1$  should be 10 to 20 times this depth or even more. Certainly, this will also be true for more complicated models.

In the light of these results, we want to discuss whether or not the above inversion procedure is of importance for inversions in seismic prospecting and explosion seismology. In the case of seismic prospecting, observations of vertical and near vertical reflections are made along short profiles in the vicinity of explosions. One step in the inversion of these observations is the reduction to plane waves. Up to now, it is mostly performed by amplifying, in some heuristic way or other, the amplitudes in the reflection seismograms with increasing arrival time. The above inversion procedure provides the *exact* method for this step ( $\gamma = 0$  in Equation (9)). However, it seems improbable that this method is of practical importance since it requires profile lengths comparable with those in refraction studies. Therefore, all we can do is to improve the *approximate* methods for the reduction to plane waves. In the Appendix, a method is given which should be superior to the conventional ones.

With respect to applications for explosion seismological (or refraction) studies, we are not as pessimistic as in the foregoing case since it is not necessary to change the observational techniques. However, there are some problems which are new compared with currently used interpretational methods. For instance, the inversion procedure does not take into account the attenuation of elastic waves. This will influence the results. Probably, this influence is greater than in inversions with the aid of theoretical seismograms which also neglect the attenuation. Secondly, since the whole seismograms enter into the procedure the results will be influenced by

those parts which are not at all interpreted when more conventional methods are used, including those based on theoretical seismograms. Then, the plane wave seismograms, according to (9), will contain corresponding parts, and the resulting model can have a *fine structure* which has nothing to do with reality. Thirdly, because of the deconvolution process in the inversion, the source signal must be known. This is more than is necessary for inversions based on theoretical seismograms where some general information, especially about the frequencies, is sufficient. Because of these difficulties, we cannot expect that the above inversion procedure will be superior to a combined travel time and amplitude study with the aid of theoretical seismograms [FUCHS 1968, 1970, FUCHS and MÜLLER 1971, HELMBERGER 1968, HELMBERGER and MORRIS 1969, 1970, MÜLLER 1968, 1970, 1971]. At the most, it can provide some independent and additional information about the medium. At present, this information is restricted to the impedance since we can invert the plane wave seismograms only for vertical incidence.

## 5. Acknowledgments

I am grateful to Dr. KARL FUCHS and Prof. STEPHAN MÜLLER, Geophysical Institute, University of Karlsruhe, for discussions on the subject of this paper and for reading the manuscript.

## Appendix

### Approximate reduction to plane waves

An approximate reduction to plane waves for vertical reflections from a layered medium is found as follows. Using an exact ray representation of the reflected wave field along the  $z$ -axis of Fig. 1, we get the following wave front approximation for the contribution of an arbitrary ray to the vertical displacement at the location of the source [MÜLLER 1970]:

$$w_s(t) = \frac{2R_0\alpha_0P}{\sum_{k=1}^n \bar{h}_k \bar{\alpha}_k} \delta(t - t_0), \quad (\text{A-1})$$

where

$$t_0 = \sum_{k=1}^n \bar{h}_k / \bar{\alpha}_k. \quad (\text{A-2})$$

Here, we assume that the ray under consideration consists of  $n$  segments, and that  $\bar{h}_k$  and  $\bar{\alpha}_k$  are thickness and  $P$  velocity, respectively, of the layer which contains the

$k$ -th segment.  $P$  is the product of the plane wave reflection and transmission coefficients of the ray. The reflection coefficient of an interface is

$$R_{pp} = \frac{\varrho_{i+1}\alpha_{i+1} - \varrho_i\alpha_i}{\varrho_{i+1}\alpha_{i+1} + \varrho_i\alpha_i},$$

where it is assumed that the incident and the reflected wave travel in the  $i$ -th layer. The product of the transmission coefficients of this interface for a downgoing and an upgoing wave is  $1 - R_{pp}^2$ . The factor 2 in (A-1) takes into account the influence of the free surface. Positive displacements are directed upwards. Furthermore, it is assumed that the explosive point source radiates a spherical wave whose radial displacement in the farfield behaves like a delta function. The arrival time of the ray under consideration is  $t_0$ .

For plane wave excitation, the displacement corresponding to (A-1) is

$$w_p(t) = 2P \delta(t - t_0). \quad (\text{A-3})$$

The formulas (A-1) to (A-3) can easily be used for the construction of synthetic seismograms with and without amplitude losses due to the spreading of the wavefronts. However, the point which we want to make is somewhat different. Comparing (A-1) and (A-3), we see that for one ray the reduction to plane waves consists essentially in multiplying (A-1) by the sum in the denominator. For primary reflections from interfaces with increasing depth, this sum is a unique function of the travel time. If the seismogram is multiplied by this function or by its continuous analogue

$$A(t) = 2 \int_{-h}^z \alpha(\zeta) d\zeta$$

$$t = 2 \int_{-h}^z \frac{d\zeta}{\alpha(\zeta)}, \quad (\text{A-4})$$

where  $z$  is the depth and  $t$  twice the travel time to this depth, the reduction to plane waves will be correct for primary reflections, but only approximate for multiples. However, only those multiples are of importance which are due to interfaces with reflection coefficients greater than about 0.3, since only then the amplitude of a multiple ray with three reflection points is greater than about 10% of the amplitude of a primary ray. Therefore, (A-4) should yield in general a useful reduction to plane waves, provided that some initial knowledge about the velocity-depth function is available.

## References

- CLAERBOUT, J. F.: Synthesis of a layered medium from its acoustic transmission response. *Geophysics* 33, 264—269, 1968
- EISNER, E.: Inversion of seismograms. *Geophysics* 35, 404—406, 1970
- FUCHS, K.: The reflection of spherical waves from transition zones with arbitrary depth-dependent elastic moduli and density. *J. Phys. Earth* 16, Special Issue, 27—41, 1968
- : On the determination of velocity depth distributions of elastic waves from the dynamic characteristics of the reflected wave field. *Z. Geophys.* 36, 531—548, 1970
- FUCHS, K., and G. MÜLLER: Computation of synthetic seismograms with the reflectivity method and comparison with observations. *Geophys. J.*, 1971 (in press)
- GOUPILLAUD, P. L.: An approach to inverse filtering of near surface layer effects from seismic records. *Geophysics* 26, 754—760, 1961
- HELMBERGER, D. V.: Head waves from the oceanic Mohorovicic discontinuity. *Bull. Seism. Soc. Am.* 58, 179—214, 1968
- HELMBERGER, D. V., and G. B. MORRIS: A travel time and amplitude interpretation of a marine refraction profile: primary waves. *J. Geophys. Res.* 74, 483—494, 1969
- , —: A travel time and amplitude interpretation of a marine refraction profile: transformed shear waves. *Bull. Seism. Soc. Am.* 60, 593—600, 1970
- KUNETZ, G.: Quelques exemples d'analyse d'enregistrements sismiques. *Geoph. Prospect.* 11, 409—422, 1963
- MÜLLER, G.: Theoretical seismograms for some types of point-sources in layered media, Part II: Numerical calculations. *Z. Geophys.* 34, 147—162, 1968
- : Exact ray theory and its application to the reflection of elastic waves from vertically inhomogeneous media. *Geophys. J.* 21, 261—283, 1970
- : Approximate treatment of elastic body waves in media with spherical symmetry. *Geophys. J.*, 1971 (in press)
- WARE, J. A., and K. AKI: Continuous and discrete inverse-scattering problems in a stratified elastic medium. I. Plane waves at normal incidence. *J. Acoust. Soc. Am.* 45, 911—921, 1969



## **Versuch einer einheitlichen Auswertung tiefenseismischer Messungen aus dem Bereich zwischen der Nordsee und den Alpen<sup>1) 2)</sup>**

### **An Attempt of a Generalized Interpretation of Deep-Seismic-Sounding Measurements in the Area between the North Sea and the Alps**

P. GIESE<sup>3)</sup> und A. STEIN<sup>4)</sup>

Eingegangen am 24. Dezember 1970

*Zusammenfassung:* Im letzten Jahrzehnt sind im Rahmen einer Gemeinschaftsarbeit der geophysikalischen Forschungsinstitute der Bundesrepublik Deutschland umfangreiche Refraktionsmessungen zwischen der Nordsee und den Alpen zur Erforschung der Erdkruste und des obersten Bereiches des oberen Erdmantels durchgeführt worden. Die zunehmende Fülle der Messungen hat gezeigt, daß das einfache Krustenmodell, bestehend aus einer Granit- und Basaltschicht, zu einfach ist, um alle Beobachtungen erklären zu können. In dieser Arbeit wird daher der Versuch unternommen, Methoden der Interpretation anzuwenden, die unabhängig von bestimmten Modellvorstellungen Informationen über die Krustenstruktur geben.

Die Auswertung gründet sich auf Seismogramm-Montagen mit reduziertem Zeitmaßstab. In fast allen Profilen lassen sich die Laufzeitkurven der Wellen  $P_g$ ,  $P_M$  und  $P_n$  über eine mehr oder minder lange Strecke erkennen. Einige charakteristische Daten wie z. B. die kritische Entfernung für die  $P_M$ -Welle, die entsprechende reduzierte Zeit und die Überholentfernung zwischen der  $P_n$ -Welle und  $v = 6$  km/s geben bereits qualitative Auskünfte über die Struktur der Kruste und an Hand von Iso-Karten lassen sich laterale Änderungen erkennen. Die Kruste/Mantel-Grenze ist definiert als die Tiefe, in der die Geschwindigkeit sehr stark bzw. diskontinuierlich auf einen Wert zwischen 7,5 und 8,5 km/s zunimmt. Aus der retrograden Laufzeitkurve  $P_M$  läßt sich diese Tiefe innerhalb eines Fehlers von ungefähr 3% unabhängig von der speziellen Berechnungsmethode gewinnen und daher empfiehlt sich an erster Stelle diese Größe für die Zwecke der Data Generalization.

Im zweiten Teil der Arbeit wird ein Vergleich zwischen der Krustenstruktur und der tektonischen Gliederung Mitteleuropas gezogen. Der Tiefenlinienplan der Kruste/Mantel-Grenze zeigt enge Beziehung zur Blockstruktur. Die Depression des Rheinalgrabens als zentrales Bauelement setzt sich sehr deutlich nach Norden in die Hessische Straße hinein fort. Auch

1) Ein Teil dieser Arbeit wurde auf der CSE-Tagung 1968 in Leningrad unter dem Titel "The Structure of the Earth's Crust in Central Europe, German Research Group for Explosion Seismology, an Attempt of Data Generalization" von GIESE vorgelegt.

2) Gemeinschaftsarbeiten der deutschen geophysikalischen Institute im Rahmen der Schwerpunktprogramme der Deutschen Forschungsgemeinschaft „Geophysikalische Erforschung des tieferen Untergrundes in Mitteleuropa“ und „Unternehmen Erdmantel“, Beitrag Nr. 153.

3) Prof. Dr. P. GIESE, Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin, 1 Berlin 33, Podbielskiallee 62.

4) Dr. A. STEIN, Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung, 3 Hannover-Buchholz, Alfred-Bentz-Haus, Postfach 54.

andere Einzelheiten der Krustenstruktur sind für die geologische Entwicklung Mitteleuropas von Bedeutung.

*Summary:* Within the last decade there were deep seismic sounding measurements carried out between the North Sea and the Alps in the scope of a cooperation between the geophysical research institutions in the Federal Republic of Germany. The increasing volume of field data shows that a crustal model consisting of a granitic and basaltic layer is too simple to explain the observations. In this paper an attempt is started to develop methods of interpretation which give informations about the main features of crustal structures independently from the method of calculation.

The interpretation of the field data is based on record sections in reduced time scale. The travel-time curves of the  $P_g$ -,  $P_M$ -, and  $P_n$ -wave are visible over more or less long ranges in the record sections of nearly all profiles. Some typical quantities like the critical distance of the  $P_M$ -wave and the corresponding reduced time and the cross-over-distance between the  $P_n$ -wave and  $v = 6$  km/s give some qualitative information on crustal structure. Corresponding contour maps show lateral variations of crustal thickness and the velocity in the upper mantle. The crust/mantle boundary is defined as the depth where the wave velocity increases rapidly or discontinuously to a value between 7,5 and 8,5 km/s. From the retrograde curve  $P_M$  this quantity can be estimated within an error of about 3% independently from the method of calculation. Therefore this parameter is most suitable for the purpose of Data Generalization.

In the second part a comparison is presented between the crustal structure and the tectonic pattern of Central Europe. The contour map of the depth of the crust/mantle boundary shows strong relations to the tectonic structure. The main structural element is the Rhinegraben depression which continues clearly to north into the "Hessische Straße". Other details of crustal structure are of importance for the geological development of Central Europe.

## 1. Einleitung

Seit 1958 wird die Erdkruste in Westdeutschland zwischen der Nordsee und den Alpen in Gemeinschaftsarbeit der deutschen geophysikalischen Institute sprengseismisch untersucht. Eine erste zusammenfassende Darstellung von Zwischenergebnissen wurde von der *German Research Group for Explosion Seismology* [1964] publiziert, wobei sowohl veröffentlichte Ergebnisse als auch unveröffentlichte Resultate benutzt wurden. Dabei erwies es sich als schwierig, heterogene Interpretationsergebnisse zu einer homogenen Darstellung zu vereinigen.

In den letzten Jahren wurden die Refraktionsmessungen zur Erforschung der Erdkruste fortgesetzt und verfeinert. Die zunehmende Menge und Qualität der Meßdaten zeigte, daß das Krustenmodell: Granit-Schicht/Conrad-Diskontinuität/Basalt (oder Gabbro)-Schicht/Mohorovičić-Diskontinuität nur als erste Näherung angesehen werden darf. Das heute vorliegende Meßmaterial, sowohl der Reflexions- als auch der Refraktionsseismik, verlangt verfeinerte Modellvorstellungen. Vorschläge in dieser Richtung wurden von GIESE [1963], MÜLLER und LANDISMAN [1965], GIESE [1966] und MEISSNER [1966] gemacht.

Abgesehen von Detailfragen sind sich die genannten Autoren darin einig, daß man sowohl Zonen geringerer Geschwindigkeit als auch Übergangszonen (stufenförmig oder kontinuierlich) mit in die Interpretationsmöglichkeiten einbeziehen muß. Aber

gerade durch diese komplexe Struktur wird es immer schwieriger, die Interpretationsergebnisse verschiedener Auswerter zu vergleichen. Mit der zunehmenden Zahl der zu bestimmenden Krusten-Parameter steigt auch gleichzeitig die Unsicherheit. Ähnliche Probleme ergaben sich bereits bei einer zusammenfassenden Interpretation der Refraktionsbeobachtungen in den Alpen. Der Versuch, ein allgemeines Strukturbild der Geschwindigkeitsverteilung der Erdkruste im Alpenraum zu erarbeiten, wurde von CHOUDHURY, GIESE und DE VISINTINI [1967] unternommen.

## 2. Untersuchungsgebiet

Auf Anregung von Herrn Professor CLOSS, Hannover, beschloß das Forschungskollegium Physik des Erdkörpers e.V., eine Vereinigung aller geophysikalischen Institute der Bundesrepublik Deutschlands einschließlich West-Berlins, für den Bereich zwischen Nordsee und Alpen ein Krustenmodell auf ähnlicher Grundlage wie für den Alpenbereich erarbeiten zu lassen. Das von den Messungen umfaßte Gebiet zeigt die Abb. 1. Größtenteils wurden Steinbruchsprengungen als Anregungsquelle benutzt, deren Lage durch Punkte in Abb. 1 markiert ist. Die Refraktionslinien und die Fächer sind zur Unterscheidung von sich überdeckenden Linien (Gegenprofile, gestaffelte Profile) durch unterschiedliche Signaturen gekennzeichnet. Die Bearbeiter der einzelnen Profile sind im Literaturverzeichnis aufgeführt. Zur Ergänzung dieser Daten wurden sowohl ältere als einige am Rande des Untersuchungsgebietes liegende Profile mit aufgenommen. — Dieser Bericht gründet sich nur auf die Ergebnisse von Refraktionsbeobachtungen, solche von Steilwinkel-Reflexionsmessungen wurden nicht berücksichtigt.

Abb. 1: Übersichtsplan der Schußpunkte und Refraktionsprofile; starke Linien: Profile, deren Ergebnisse für diesen Bericht verwendet werden konnten.

Position of shotpoints and refraction profiles; thick lines: profiles available for this report.

1: Eschenlohe (Süd-Bayern)	13: Dohrheim (bei Marburg)
2: Hilders (Rhön)	14: Mehrberg (bei Bonn)
3: Gersfeld, Schwarzer Acker (Rhön)	15: Budingen (bei Frankfurt)
4: Grossenrite (bei Kassel)	16: Taben-Rodt (Saar)
5: Birkenau (Odenwald)	17: Bransrode (bei Kassel)
6: Adelebsen (bei Göttingen)	19: Merlebach (bei Saarbrücken)
7: Gersfeld, Nallenberg (Rhön)	20: Birresborn (Eifel)
8: Kirchhainbolanden (Nordpfalz)	CB: Col de Bagnelle (Vogesen)
9: Böhmischbruck (Oberpfälzer Wald)	FR: Friedberg (bei Augsburg), feste Meßstrecke u. Weitwinkelmessung
10: Voggendorf (Oberpfälzer Wald)	HA: Haslach (Schwarzwald)
11: Bischofsheim (Rhön)	HE: Helgoland
12: Romsthal (Rhön)	HÖ: Höxter (Weser), feste Meßstrecke
	LO: Lorelei (Rhein), Weitwinkelmessung
	SN: Saint Nabor (Vogesen)
	Vš: Všetaty/CSSR

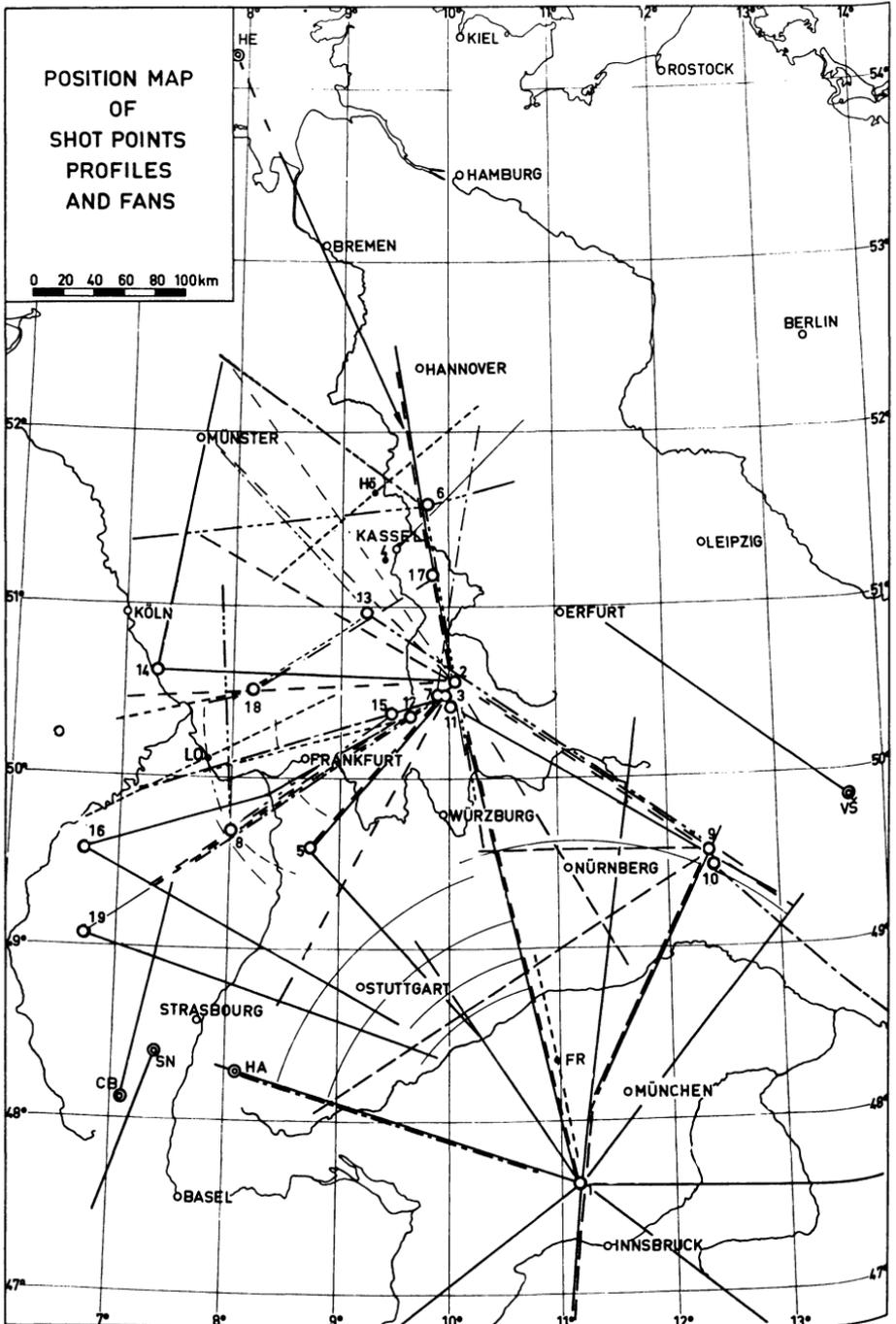


Abb. 1.

Tabelle 1.

Profil Schußpunkt Nr.- Azimut- Gegen-Schußpunkt Nr.	$x_c$ [km]	$\bar{t}_c$ [s]	$\bar{t}_c - \bar{t}_{a, x_c}$ [s]	$x_d$ [km]	$v_d$ [km/s]	$z(x_c)$ [km]	$v(x_c)$ [km/s]	$I$ [ms]	Profilbearbeiter (die angeführten Nummern sind im Li- teraturverz. zu finden)
Eschenlohe 01									
01-005	60	5,0	3,0	157	8,7	32,5	7,8-8,2	0	45, 46
01-020-09	80	4,2	2,5	160	8,7	33,5	7,8-8,2	70	17, 45, 46
01-040-	82	4,5	2,5	170	8,6	34,0	?	?	28, 45, 46
01-090-	80	5,6	5,6	190	9,6?	42,5	8,4	105	19, 32
01-290-	80	4,4	2,6	170	8,5	37,0	8,0-8,2	12	4, 44, 45, 46
01-315-05	≤ 88	≥ 5,0	≥ 3,1	?	?	?	?	0	4, 11, 45, 46
01-345-02	70	4,5	2,6	160	8,6	33,0	8,0-8,2	0	14, 44, 45
Hilders 02									
02-125-09	85	2,3	1,3	164	7,2	26,0	7,1	28	29
02-140-	?	?	?	152	8,0	?	?	?	2
02-165-01	70	2,7	2,1	142	7,9	28,5	~7,0	27	15
02-215-	66	3,2	2,6	130	8,6	28,0	~8,0	16	37, 38
02-220-05	≤ 77	≥ 2,6	≥ 2,6	130	8,5	27,8	7,9	93	15, 53
02-240-19	≤ 72	≥ 3,3	≥ 2,3	140?	8,5	30,0	?	?	37, 38
02-265-	90?	2,2?	2,4	143	8,0	30,0	7,9	?	25
02-350-06	70	2,9	2,4	145	7,8	23,0	6,6-6,9	83	14
Gersfeld 03									
03-250-	65	3,0	2,6	143	7,8	26,1	7,3-7,5	177	25
Birkenau 05									
05-040-02	≤ 63	≥ 2,7	≥ 2,5	125	8,1	25,4	7,4-7,8	105	15, 53
Adelebsen 06									
06-170-02	72	2,9	2,0	146	7,9	24,0	~7,0	17	14
06-260-	77	2,9	2,1	?	?	29,6	7,0-7,5	28	24
06-300-	70	3,8	2,0	177	7,6	27,4	7,5	0	11

Tabelle I (Fortsetzung).

Profil Schußpunkt-Nr.- Azimut- Gegen-Schußpunkt Nr.	$x_c$ [km]	$\bar{t}_c$ [s]	$\bar{t}_c - \bar{t}_a, x_c$ [s]	$x_d$ [km]	$v_d$ [km/s]	$z(x_c)$ [km]	$v(x_c)$ [km/s]	$I$ [ms]	Profilbearbeiter (die angeführten Nummern sind im Li- teraturverz. zu finden)
Kirchhainbolanden 08	59	3,2	2,2			26,0	7,0—7,7	21	24
Böhmschbruck 09									
09-200-01	60	3,3	2,6	146	7,6	30	7,8—8,0	40	17
09-240—	75	2,7	2,2	144	8,3	30	~8,0	89	12, 17
09-275-08	75	2,7	2,2	?	?	?	?	?	1
09-300-13	90	2,7	2,4	144?	8,6	28	7,1—7,4	169	6
Voggendorf 10									
10-135—	80	3,7	3,5	166	8,1	33,5	8,0	128	17, 55
Bischofsheim 11									
11-120-09	≤ 58	≥ 2,7	≥ 1,6	136	7,8	26	?	56	29
Romsthal 12									
12-260—	≤ 90	≥ 2,4	≥ 1,5	140	8,45	26—27?	7,0—7,4?	106?	25
Dorheim 13									
13-120-09	80	3,0	1,9		?	29	7,8—8,2	51	49
13-240-20	≤ 75	≥ 2,6	≥ 2,4	165	7,25	25,3	?	?	51
Mehrberg 14									
14-010—	80	2,3	1,5	?	?	26	?	?	10
14-090-02	80	2,0	1,2	150	7,5	23	6,7—7,1	46	25
Büdingen 15									
15-240-08	≤ 80	≥ 2,3	≥ 1,5	140?	7,8	27,6	?	?	37, 38



### 3. Korrelationsprinzipien

Wie bereits erwähnt wurde, ist eine Synthese von Interpretationsergebnissen verschiedener Autoren problematisch. Zur Herausarbeitung der wesentlichen Züge der Krustenstruktur ist es daher zweckmäßig, auf das Beobachtungsmaterial in Gestalt von Seismogramm-Montagen zurückzugehen und sich bei der Auswertung auf die dominierenden Laufzeitäste zu beschränken.

Im allgemeinen Fall hängt die Geschwindigkeit  $v$  der seismischen Raumwellen stetig von zwei horizontalen Koordinaten  $x$  und  $y$  und von der Tiefe  $z$  ab. Unstetigkeiten der Geschwindigkeit sind dabei wegen der beschränkten Meßgenauigkeit äquivalent zu Übergangszonen mit entsprechenden Geschwindigkeitsgradienten.

Im ersten Schritt der Interpretation wird von der Annahme „horizontaler“ Schichtung ausgegangen. Diese Voraussetzung ist zwar in der Natur niemals streng erfüllt, doch für Neigungswinkel der Grenzflächen bzw. der Linien konstanter Geschwindigkeit von bis zu  $10^\circ$  ist diese Vernachlässigung tragbar, wie an Hand einfacher Testbeispiele plausibel gemacht werden kann [MISHINKINA 1967, STEIN, persönl. Mitteilung 1968].

Bei der Korrelation der Wellengruppen ist zu berücksichtigen, daß in der Laufzeitkurve  $t(x)$  einer beliebigen vertikalen Geschwindigkeitsverteilung  $v(z)$  die scheinbare Geschwindigkeit  $dx/dt$  eine stetige und monoton fallende Funktion des Einfallswinkels  $\varphi$  des am Schußpunkt abtauchenden Strahls ist, wenn man von subkritischen Reflexionen absieht. Nimmt also  $\varphi$  von  $90^\circ$  auf einen entsprechenden Wert  $\varphi_{\text{min}}$  ab, so steigt  $dx/dt$  vom Wert  $v_0$  an der Erdoberfläche in lückenloser Wertefolge auf den maximalen Wert  $v_{\text{max}}$  an, der der größten Eindringtiefe aller Strahlen bis zum Winkel  $\varphi_{\text{max}}$  entspricht.

Für Krustenmächtigkeiten von 30 km muß ein Refraktionsprofil etwa 200 km lang sein, um die gewünschten Informationen aus der Erdkruste bis hinunter zum Erdmantel zu erhalten.

Die Laufzeitkurven, die zusammenhängend oder auch getrennt sein können, setzen sich aus zwei Typen von Laufzeitästen zusammen:

#### 1. Normale (vorlaufende) Laufzeitäste

Mit abnehmendem Einfallswinkel  $\varphi$  nimmt die Auftauchentfernung  $x$  der Strahlen zu. Die scheinbare Geschwindigkeit  $dx/dt$  wächst mit zunehmender Entfernung und der Krümmungsmittelpunkt liegt längs des Laufzeitastes für jede Entfernung  $x$  unterhalb der Kurve. Die zugehörige Welle kann als kontinuierlich refraktierte Tauchwelle bezeichnet werden. Für den Grenzfall einer in einem bestimmten Tiefenbereich konstanten Geschwindigkeit geht diese Welle in eine **MINTROP**-Welle über.

#### 2. Retrograde (rückläufige) Laufzeitäste

Mit abnehmendem Einfallswinkel verringert sich die Auftauchentfernung  $x$  (echte Reflexionen, kontinuierlich refraktierte Tauchwellen in einer Zone mit starkem Gradienten). Die scheinbare Geschwindigkeit  $dx/dt$  nimmt mit der Entfernung  $x$

ab, der Krümmungsmittelpunkt liegt längs der Laufzeitkurve für jede Entfernung  $x$  oberhalb der Kurve.

Während bei normalen Kurvenstücken jeder Wert  $dx/dt$  nur einmal vorkommen darf (Ausnahmefall: MINTROP-Wellen und „Grenzstrahlen“ vor und nach einer Schattenzonen), können bei retrograden Ästen Wiederholungen auftreten. Tritt derselbe Wert  $dx/dt$  auf der nächstfolgenden Kurve ebenfalls auf, so muß der zu dem ersteren Wert gehörende Strahl als subkritisch gedeutet werden.

Durch Vergleich von Seismogramm-Montagen aus dem süddeutschen Raum und den Alpen wurde unter Berücksichtigung der obigen Bedingung eine Konzeption für die generalisierende Auswertung tiefenseismischer Refraktionsprofile abgeleitet [GIESE, 1966]. Dabei wird in den Seismogramm-Montagen jeweils eine schematisch vereinfachte Laufzeitkurve korreliert, die der folgenden strahlenseismischen Auswertung zugrunde gelegt wird.

Dieses Prinzip wurde bereits bei einem Versuch zur Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung in den Alpen mit Erfolg angewendet [CHOUDHURY et. al., 1967]. Dabei werden die durch die Sedimentdecke gelaufenen Wellen, die an der Basis der Sedimente überkritisch reflektierten Wellen und die entsprechenden Laufzeitkorrekturen für die tiefer eindringenden Strahlen vernachlässigt, was bei paläozoischen oder stark verfestigten mesozoischen Sedimenten zu erträglichen Fehlern führt. Für junge und mächtige Sedimentbedeckungen ist es grundsätzlich möglich, Sedimentkorrekturen anzubringen, deren Wirkung anschaulich darin besteht, daß die Sedimente durch kristallines Grundgebirge mit 6 km/s Geschwindigkeit ersetzt werden.

Die für diese Interpretation benutzten schematisierten Laufzeitkurven bestehen aus folgenden Laufzeitästen (Abb. 2):

#### Laufzeitast $a(P_g)$

Dieser Laufzeitast ist normal im Sinne von (1), seine Krümmung entspricht der druckbedingten Zunahme der Geschwindigkeit mit der Tiefe im kristallinen Grundgebirge [z. B. GIESE, 1965; MEISSNER, 1966].

#### Laufzeitast $c(P_M$ oder $P^M P$ )

Dieses Kurvenstück ist retrograd im Sinne von (2) und entspricht einer Tauchwelle an der Übergangszone zum Erdmantel oder/und einer überkritischen Reflexion an der entsprechenden Diskontinuität (Mohorovičić-Diskontinuität). Der erstere Fall unterscheidet sich von dem einer Diskontinuität lediglich durch einen endlichen Krümmungsradius der Strahlen im Scheitelpunkt in der Übergangszone anstelle eines Abknickens im Reflexionspunkt. Ist die Dicke der Übergangszone kleiner als die Wellenlänge, so können zusätzlich subkritische Reflexionen auftreten.

#### Laufzeitast $d(P_n)$

Dieses Kurvenstück ist normal im Sinne von (1) und nur schwach oder gar nicht gekrümmt. Seine Verlängerung in Richtung abnehmender Registrierentfernungen muß die Kurve  $c$  im sogenannten kritischen Punkt  $(x_c, t_c)$  tangieren (Abb. 2).

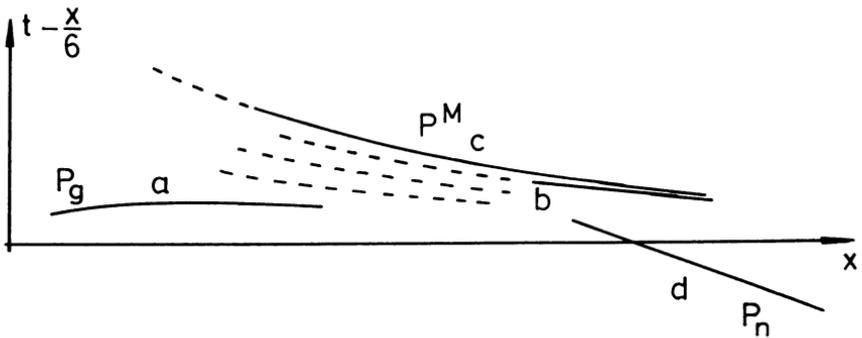


Abb. 2: Grundlaufzeit-Diagramm

———— Tauchwellen und / oder überkritische Reflexionen  
 - - - - - unterkritische Reflexionen

Basic travel-time diagram.

———— penetrating waves and / or supercritical reflections  
 - - - - - subcritical reflections

#### Laufzeitast $b$ und Kurvenscharen $a-b$

In den meisten Fällen sind weitere mehr oder minder deutlich ausgebildete Phasen zwischen den Kurven  $a$  und  $c$  erkennbar, deren markanteste hier  $b$  genannt sei. Sie kann entweder näher an  $c$  oder aber auch näher an  $a$  liegen [MÜLLER und LANDISMAN, 1965]. Die Phase  $b$  besteht im allgemeinen aus einem normalen und einem retrograden Teil, wobei diese Teile an einem schußseitigen Umkehrpunkt miteinander zusammenhängen. Dies gilt insbesondere im Falle der Existenz einer Zwischenschicht („CONRAD-Schicht“) oder einer entsprechenden Übergangszone. Falls in der sialischen Kruste eine Geschwindigkeitsinversion enthalten ist, kann der retrograde Anteil fehlen.

Außerdem gibt es mitunter kürzere Laufzeitäste schwerer zu bestimmender Herkunft, die sich zwischen  $a$  und  $b$  bzw.  $c$  anordnen und praktisch dieselben Neigungen wie diese aufweisen. Sie werden summarisch mit „ $a-b$ “ bezeichnet.

Bei genügend langen Profilen zeigte sich, daß die Laufzeitäste  $a$ ,  $c$  und  $d$  den Wertevorrat an Geschwindigkeiten zwischen 6 km/s und 8 km/s meist vollständig überdecken. Lediglich in das Intervall zwischen 6,1–6,2 km/s und 6,4–6,5 km/s kann sich noch ein Teil der Kurve  $b$  bzw. der Kurvenschar  $a-b$  einschieben. Damit erfüllen die zur Auswertung benutzten schematisierten Laufzeitkurven die Bedingung einer lückenlosen Wertefolge der scheinbaren Geschwindigkeit  $dx/dt$ .

In der Mehrzahl der Fälle schließen die beschriebenen Laufzeitäste nicht lückenlos aneinander an. Kurventeile gleicher Neigung sind um Zeitbeträge  $\Delta t$  gegeneinander parallel verschoben (Abb. 2), eine Erscheinung, die nur durch eine Geschwindigkeitsinversion (Zone geringerer Geschwindigkeit) erklärt werden kann.

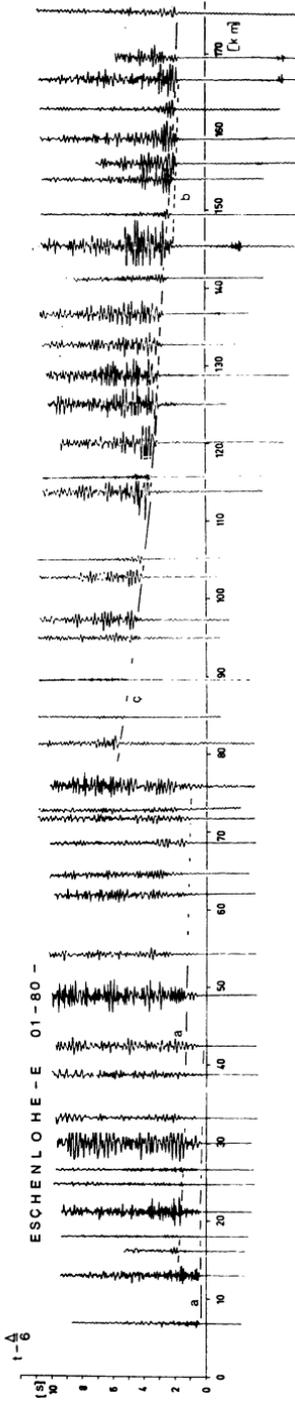
#### 4. Beispiele für die Korrelation

Die Abb. 3a—3f zeigen einige Beispiele für die Korrelation der Laufzeitkurven nach der beschriebenen Konzeption. Das klarste Bild bietet das Profil Eschenlohe-E, welches am nördlichen Alpenrand entlang verläuft. Die Kurve *c* ist sehr deutlich ausgebildet, die Kurve *d* ist nicht zu erkennen, was auf konstante Geschwindigkeit oder schwach negativen Geschwindigkeitsgradienten im oberen Erdmantel zurückgeführt werden kann.

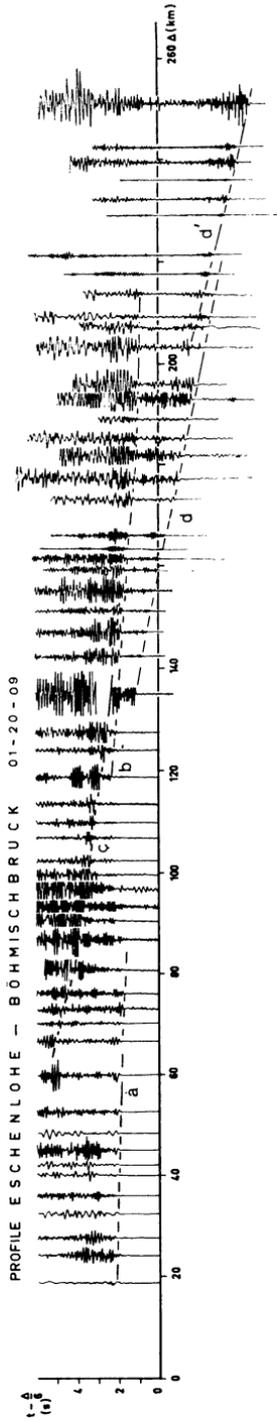
In der Seismogramm-Montage des Profils Eschenlohe-Böhmischbruck (Nordalpenrand-Oberpfälzer Wald) konnte das vollständige Laufzeitdiagramm korreliert werden. — In der Montage des Profils Hilders (Rhön)-Birkenau (Odenwald) ist die Phase *b* wohl zum größten Teil als rückläufig zu interpretieren. — In den Beobachtungen des Profils Adelebsen-S (Grenzbereich Hessen-Thüringen) ist die Tatsache bemerkenswert, daß die Zeitverschiebung zwischen den Ästen *a* und *b* relativ gering ist, ein Hinweis für eine nur schwache Geschwindigkeitsinversion.

Die Seismogramm-Montage des Profils Böhmischbruck (Oberpfälzer Wald)—Hilders (Rhön) bietet ein kompliziertes Bild. Die Kurve *c* ist durch größere Amplituden im Entfernungintervall zwischen 90 km und 120 km angedeutet. Der Bereich zwischen den Kurven *a* und *c* weist eine Reihe von Einsätzen auf, die auf Inhomogenitäten innerhalb der Kruste hinweisen.

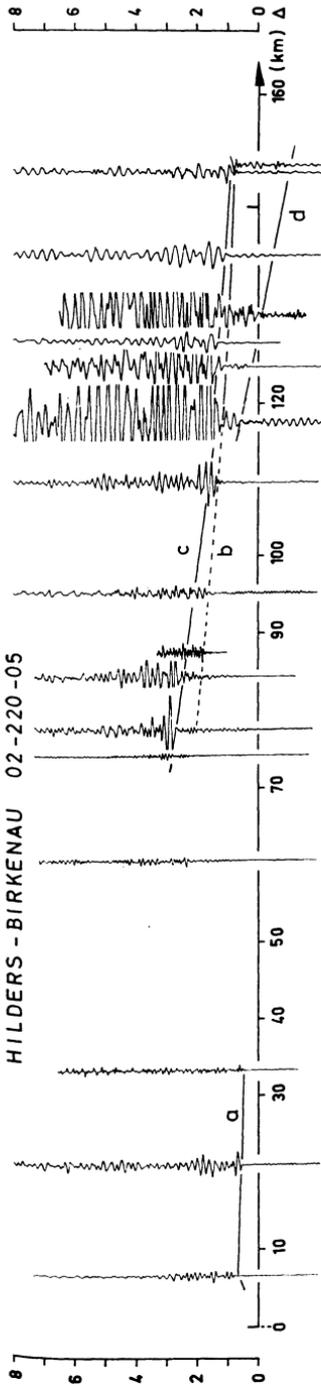
Abb. 3: Seismogramm Montagen in reduziertem Zeitmaßstab (6 km/s). — Record sections in reduced time scale (6 km/s).



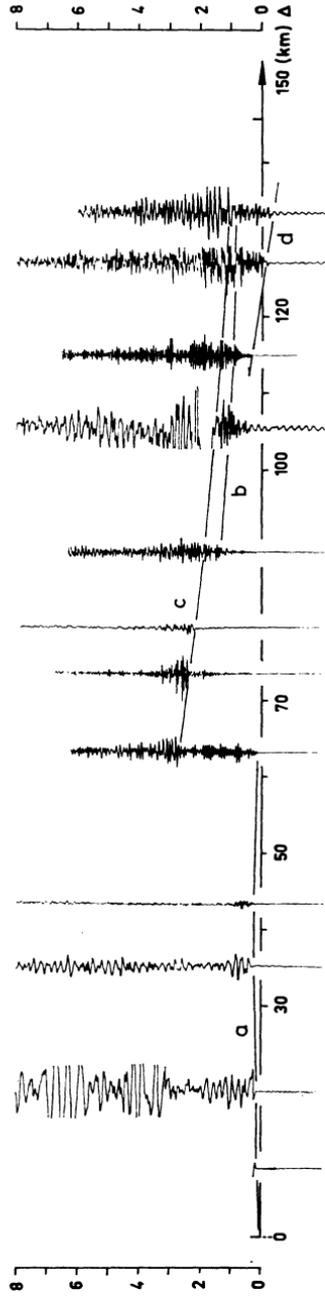
3a) Profil Eschenlohe-E [GIESE, 1968b; KOSCHYK, 1969]



3b) Profil Eschenlohe-Böhmischbruck [GIESE, 1968b]

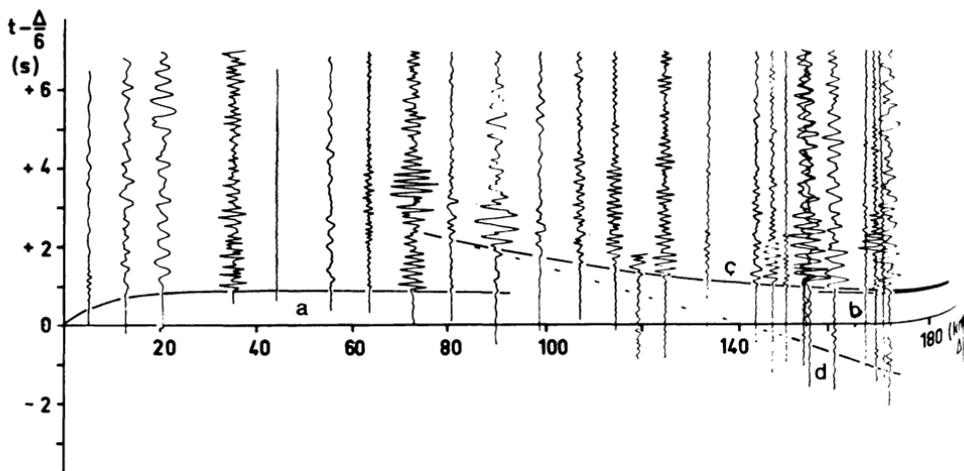


3c) Profil Hilders-Birkenau [STROBACH, 1963]

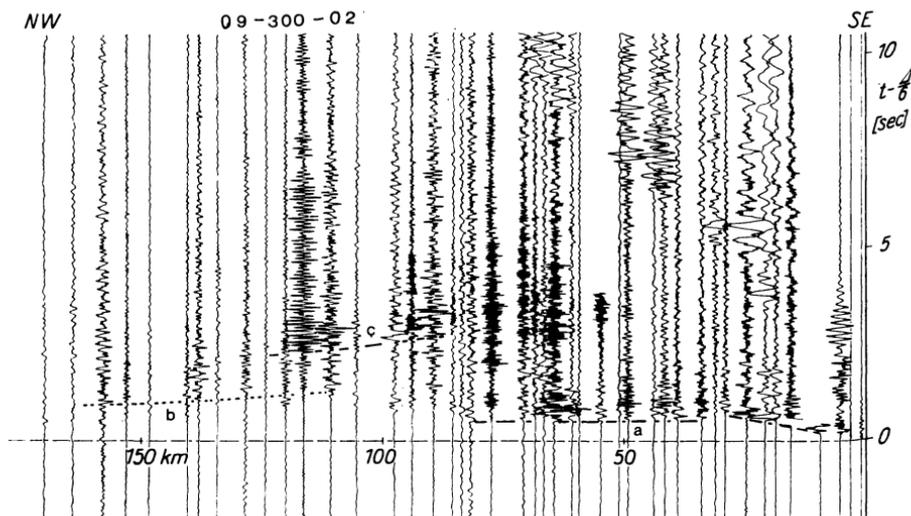


3d) Profil Birkenau-Hilders [STROBACH, 1963]

### PROFIL A DELEBSEN-HILDERS 06-170-02



3e) Profil Adelebsen-Hilders [FUCHS et al., 1963]



3f) Profil Böhmischembruck-Hilders [BEHNKE et al., 1968].

## 5. Darstellung charakteristischer Parameter

Die Entnahme und Darstellung einiger charakteristischer Größen aus den Laufzeitdiagrammen liefert bereits ein qualitatives Strukturbild der Erdkruste, ohne daß die benutzten Größen in Tiefenwerte transformiert werden müssen. Dieser Versuch einer „Data Generalization“ geht auf die analoge Arbeit [CHOUHDURY et. al., 1967] für den Alpenbereich zurück, in der in Form von Isolinienplänen einige typische Parameter ( $x_c$ ,  $x_d$ ,  $\bar{t}_c$ ) dargestellt wurden. In Erweiterung dieses Ansatzes sind hier folgende Parameter aus den schematisierten Laufzeitkurven (Abb. 2) entnommen worden:

1. „Kritische“ Entfernung  $x_c$  der im Grenzbereich Kruste/Mantel „reflektierten“ Welle  $c$  (Fehlerbreite etwa  $\pm 10\%$ );
2. entsprechende „kritische“ Zeit (reduziert)  $\bar{t}_c$  (Fehlerbreite etwa  $\pm 10\%$ );
3. Zeitdifferenz  $\bar{t}_c - \bar{t}_{a,x_c}$ , die durch die Sedimente bedingte Zeitverzögerung wird hierdurch näherungsweise pauschal eliminiert (Fehlerbreite etwa  $\pm 10\%$ );
4. die Überholentfernung  $x_d$  zwischen der Kurve  $d(P_n)$  und der  $x$ -Achse im reduzierten Laufzeitdiagramm (Fehlerbreite etwa  $\pm 5\%$ ); diese Größe hängt natürlich von der gewählten Reduktionsgeschwindigkeit ab, was jedoch ihren Wert für qualitative Überlegungen nicht beeinträchtigt.
5. die Größe:

$$v_d = \frac{x_d - x_c}{x_d/6 - (x_d/6 + \bar{t}_c)} \quad (1)$$

gibt bei gering geneigter Schichtung näherungsweise die wahre Geschwindigkeit im oberen Mantel an. Diese 5 Parameter sind in Form von Isolinienplänen des Untersuchungsgebietes dargestellt worden (Abb. 4–8; siehe S. 252–256), und sie werden am Ende dieser Arbeit diskutiert.

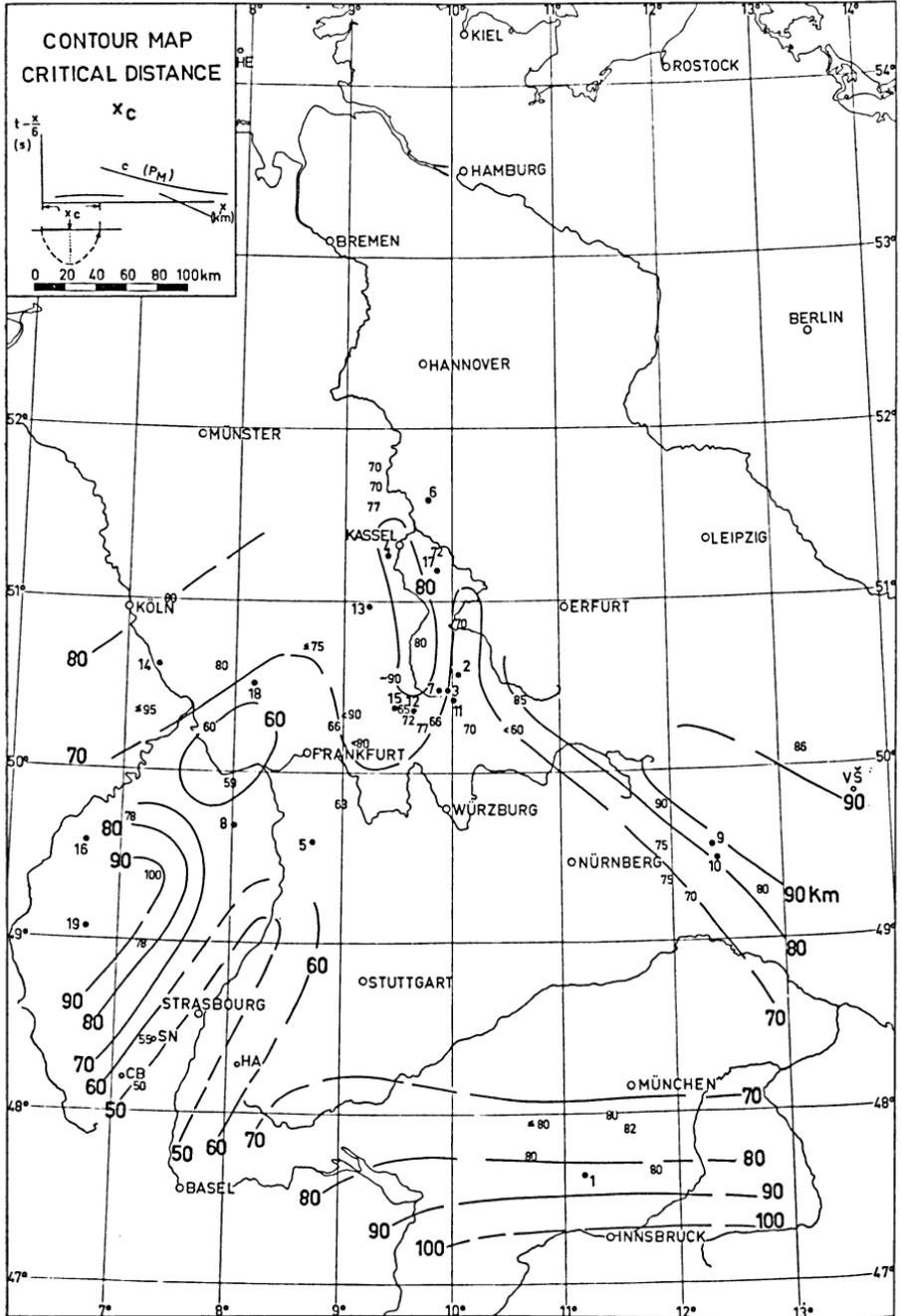
An dieser Stelle muß auf eine Bemerkung von GEBRANDE (persönl. Mitteilung) eingegangen werden, in der er darauf hinweist, daß bei geneigten Grenzflächen eine Azimutabhängigkeit für die oben gewählten Parameter besteht. Doch auch hier ist wieder im Rahmen der zu erwartenden Neigungen der Unterschied zu vernachlässigen. Für zwei sich rechtwinklig kreuzende Profile (Parallel und senkrecht zum Streichen) gibt es paarweise gleiche kritische Entfernungen  $x_c$ . Die maximale Differenz zwischen  $x_c/2$  und  $x_c''/2$  (Abb. 9; s. S. 257) ergibt für ein Zwei-Schichten-Modell aus der Beziehung:

$$D = \frac{x_c''}{2} \operatorname{ctg} i \cdot \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \quad (2)$$

mit  $\alpha$  Neigungswinkel

$i$  kritischer Winkel ( $\sin i = v_1/v_0$ )

$x_c''$  kritische Entfernung für das Profil parallel zum Streichen für eine bestimmte Lottiefe.

Abb. 4: Isolinienplan für die „kritische“ Entfernung  $x_c$ .Contour map of the critical distance  $x_c$ .

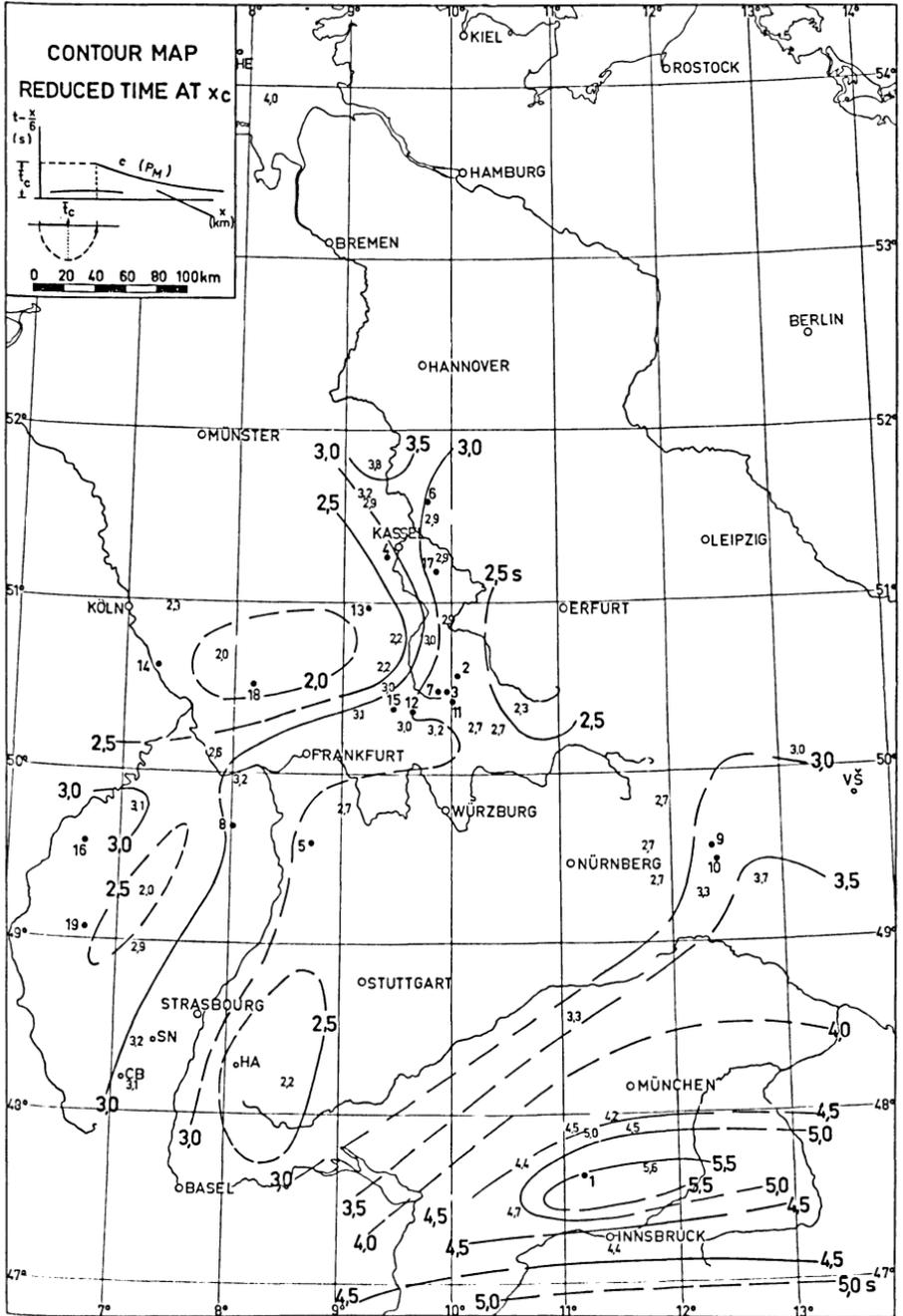


Abb. 5: Isolinenplan für die reduzierte Zeit in der „kritischen“ Entfernung  $x_c$ .

Contour map of the reduced travel-time  $\bar{t}_c$  at the "critical" point  $x_c$ .

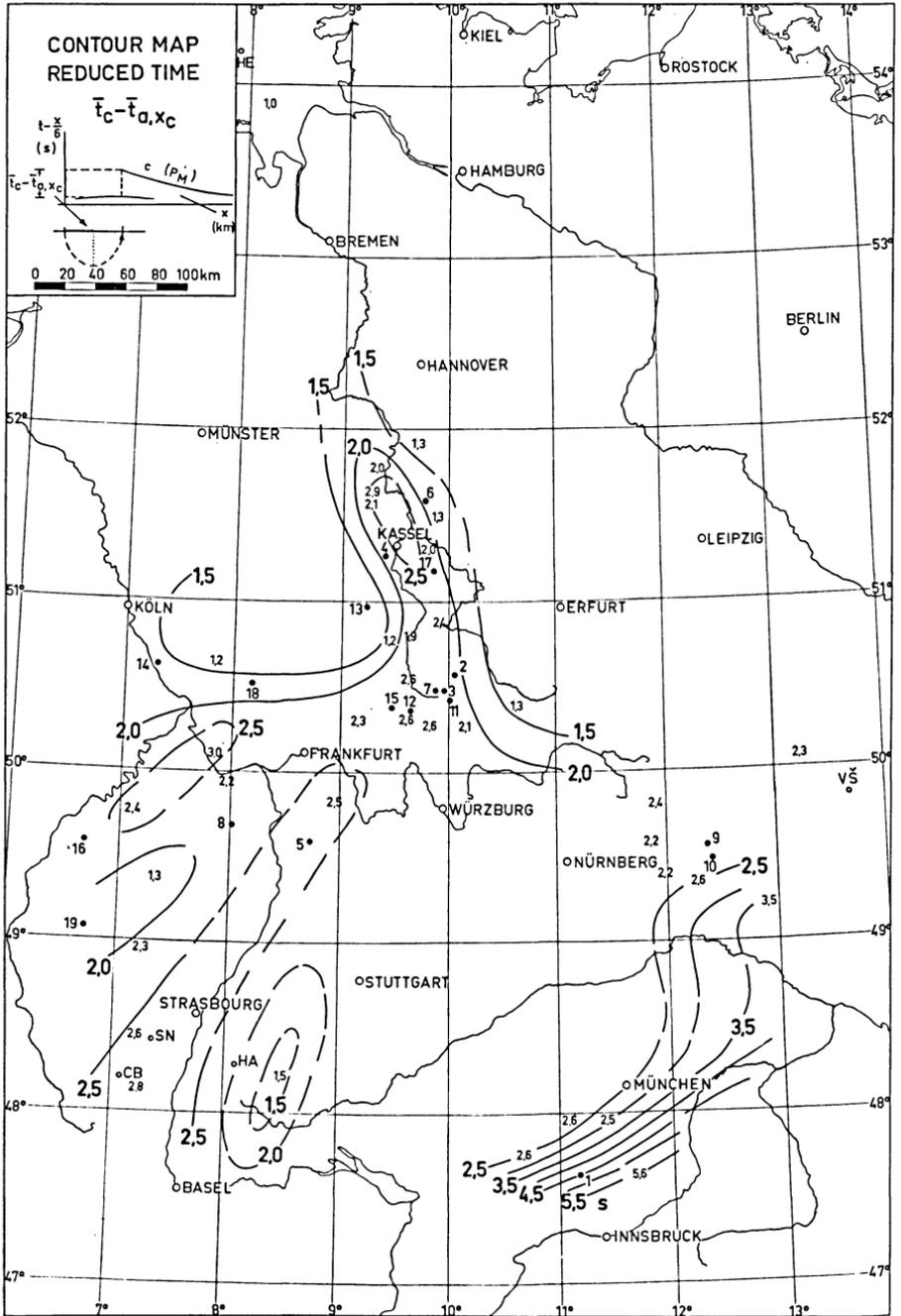


Abb. 6: Isolinienplan für die Differenz der reduzierten Zeiten  $\bar{t}_c - \bar{t}_{a, x_c}$ .

Contour map of the difference of the reduced times  $\bar{t}_c - \bar{t}_{a, x_c}$ .

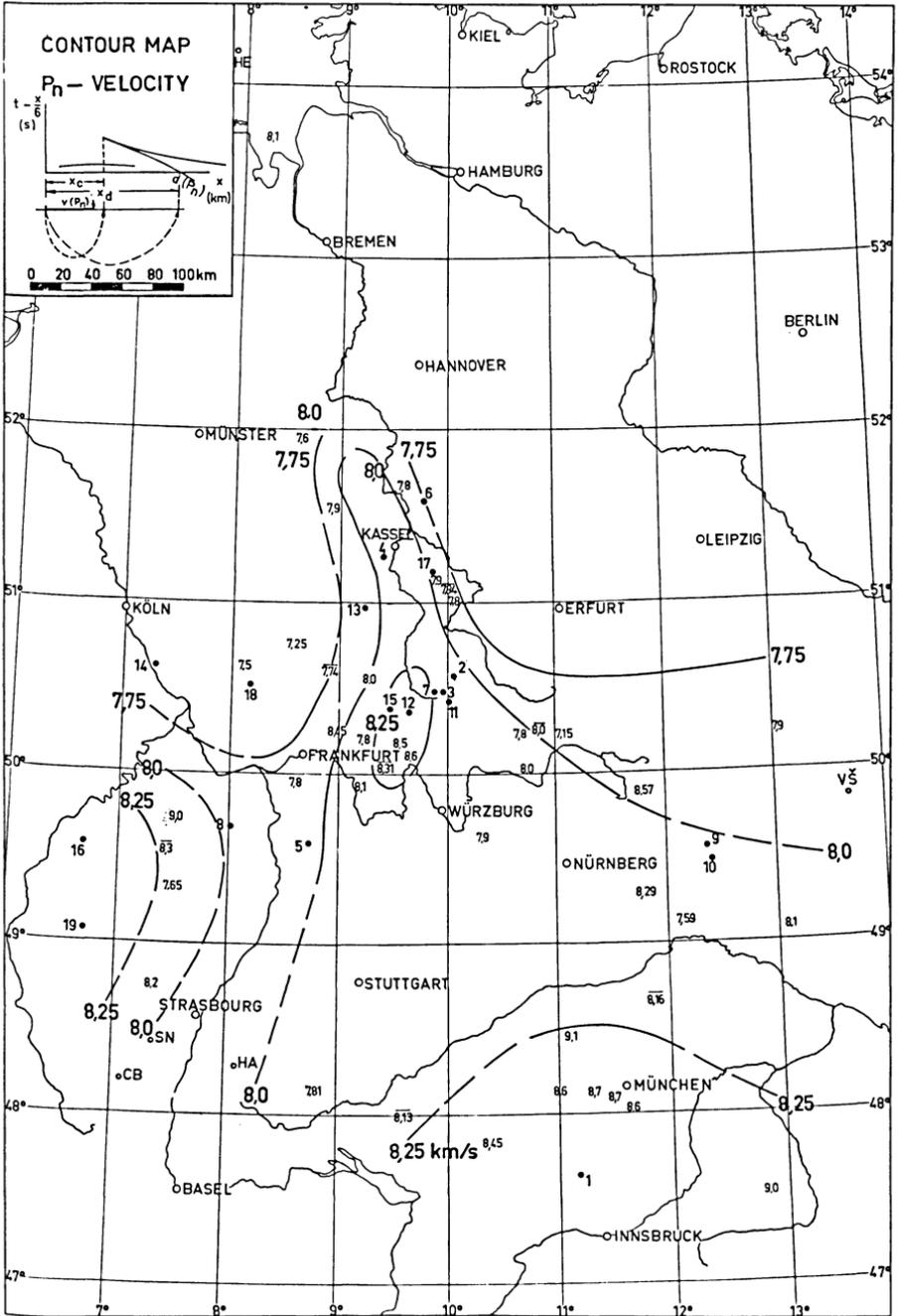


Abb. 7: Isolinienplan der  $P_n$ -Geschwindigkeit  $v_a$  (Gleichung 3).

Contour map of  $P_n$ -velocity  $v_a$  (equation 3).

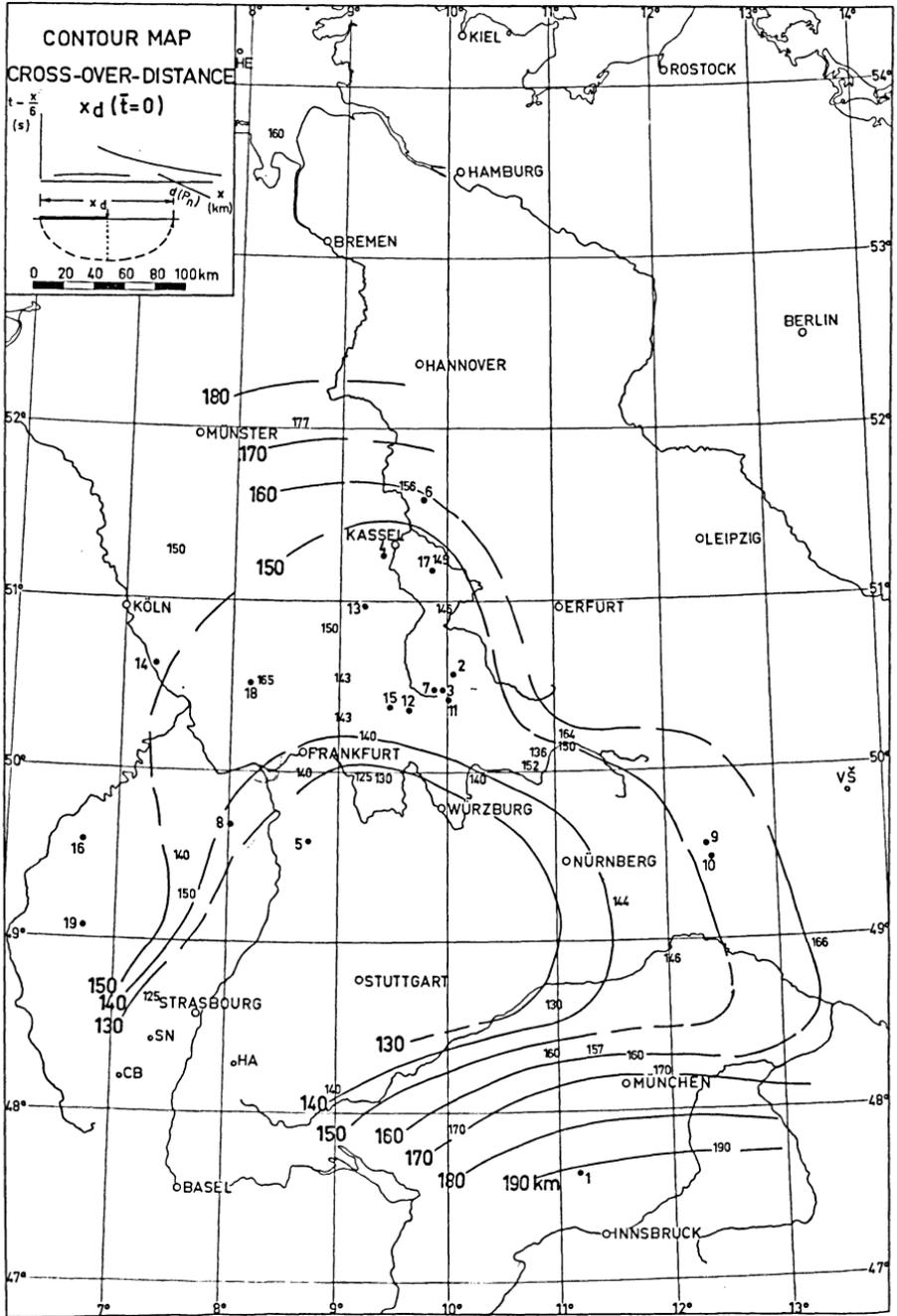


Abb. 8: Isolinienplan für die Überholentfernung  $x_d$  zwischen  $P_n$  und  $v = 6$  km/s.

Contour map of the cross-over-distance  $x_d$  between  $P_n$  and  $v = 6$  km/s.

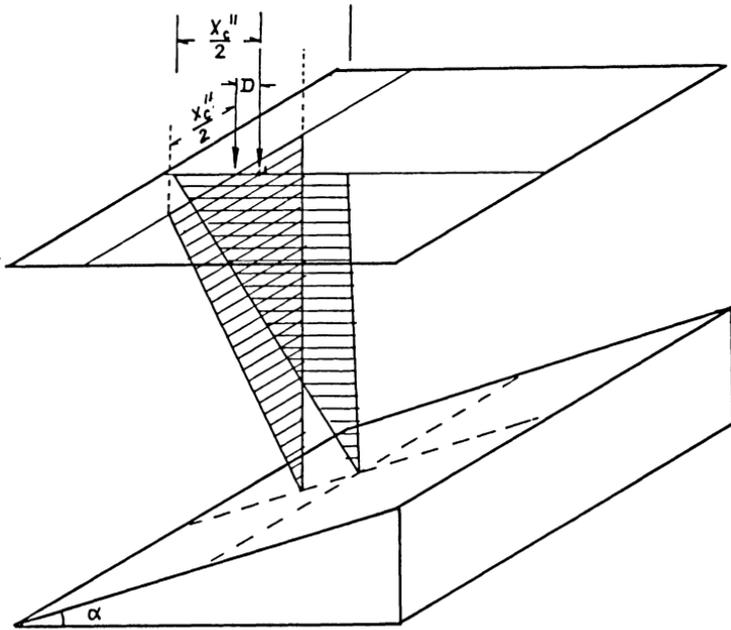


Abb. 9: Erläuterung zur Gleichung 2. — Illustration for the equation 2.

Für z. B.  $x_c'' = 68$  km,  $\sin i = 6/8$  und  $\alpha = 5^\circ$  wird  $D = 1,4$  km. Für  $\alpha = 10^\circ$  steigt die Differenz auf  $D = 2,6$  km an, ein Wert, der auch noch innerhalb der Fehlerbreite von  $x_c$  liegt. Daher kann die azimutale Abhängigkeit vernachlässigt werden. Eine ähnliche Schlußfolgerung kann für die Größen  $\bar{l}_c$  und  $x_d$  gezogen werden [GEBRANDE, persönliche Mitteilung].

## 6. Die Bestimmung der vertikalen Geschwindigkeitsverteilung

Da die in den Seismogramm-Montagen koordinierten schematischen Laufzeitkurven meist keinen zusammenhängenden Kurvenzug bilden, gibt es für die vertikale Geschwindigkeitsverteilung  $v(z)$  keine eindeutige Lösung für diese Fälle. Doch läßt sich angeben, in welchem Bereich der  $v, z$ -Ebene die Lösungskurven liegen müssen [GIESE, 1970]. Aus den drei Größen  $x, t$  und  $dx/dt$  läßt sich für jeden Punkt der Laufzeitkurve die zur Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v = dx/dt$  mögliche maximale Tiefe  $z_{\max}$  berechnen:

$$z \leq z_{\max} = \frac{x}{2} \sqrt{\frac{t}{x} \cdot \frac{dx}{dt} - 1} \quad (3)$$

Das Gleichheitszeichen gilt für den Fall einer homogenen oder quasihomogenen Deckschicht. Für die Minimaltiefe  $z_{\min}$  ergibt sich durch Übertragung der Beziehung von WIECHERT-HERGLOTZ auf die getrennten Laufzeitkurven

$$z \geq z_{\min} = \frac{1}{\pi} \left[ \int_0^{x_1} \cos h^{-1} \frac{v_p}{v(x)} dx + \dots + \int_{x_n}^{x_p} \cos h^{-1} \frac{v_p}{v(x)} dx \right] \quad (4)$$

In Abb. 11 a sind die beiden Grenzkurven für die  $v(z)$ -Funktion des Profils Eschenlohe-E eingezeichnet worden. Ein weiteres Beispiel zeigt die Abb. 11 b (Profil Adelebsen-S).

Die Angabe einer bestimmten Lösungskurve erfordert zusätzliche Annahmen. Theoretisch ließe sich aus den Werten des „letzten“ Strahles vor der Schattenzone und des „ersten“ nach dieser (Abb. 10) die mögliche maximale Mächtigkeit der Inversionszone nach folgender Gleichung berechnen [SLICHTER, 1932; VECCHIA, 1947]:

$$\Delta z_{AB} = \frac{x_B - x_A}{2} \sqrt{\left( \frac{v_{AB}}{\bar{v}_{AB}} \right)^2 - 1} \quad (5)$$

mit

$$\bar{v}_{AB} = \sqrt{v_{AB} \cdot \frac{x_B - x_A}{t_B - t_A}} \quad (6)$$

oder in Analogie zu Gl. 3

$$\Delta z_{AB} = \frac{\Delta x}{2} \sqrt{\frac{\Delta t \cdot v_{AB}}{\Delta x} - 1} \quad (7)$$

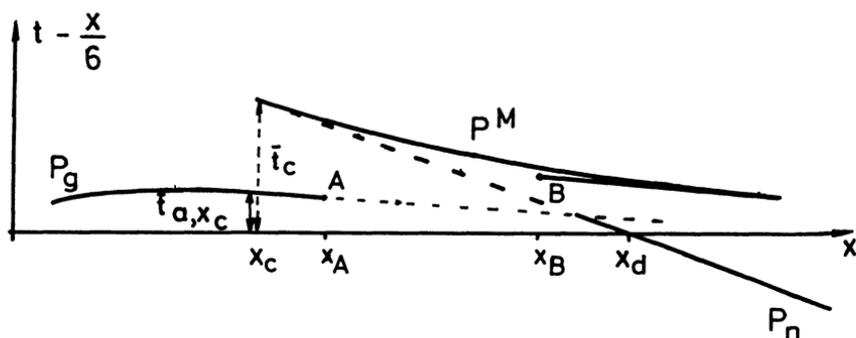
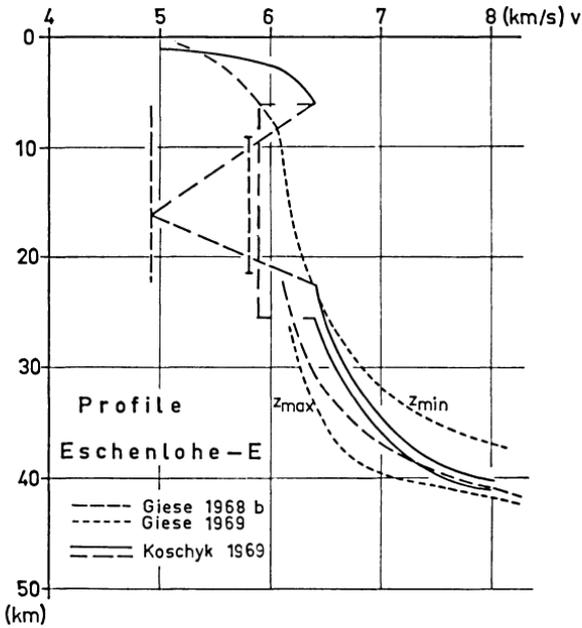
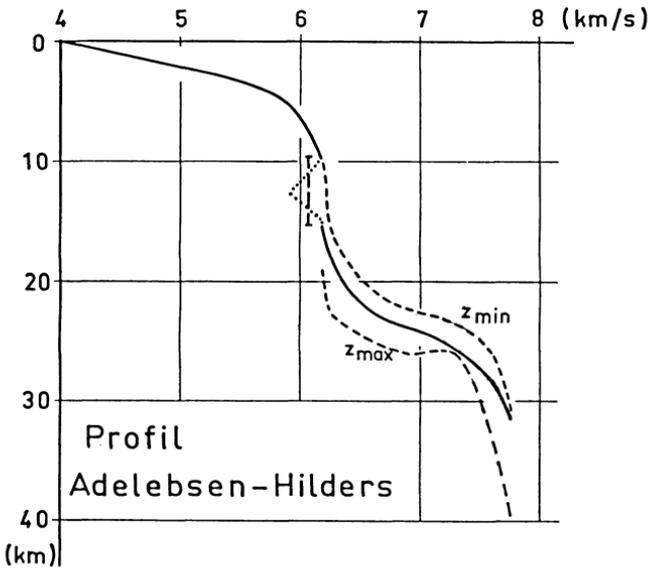


Abb. 10: Erläuterung zur Ermittlung der Mächtigkeit und der Durchschnittsgeschwindigkeit der Inversionszone (Gleichungen 5–7).

Sketch illustrating the method of calculation of the thickness and the average velocity of the low velocity layer (equations 5–7).



11a) Profil Eschenlohe-E [GIESE 1968 b; KOSCHYK, 1969]



11b) Profil Adelebsen-Hilders [GIESE, 1968]

Abb. 11: Geschwindigkeitsfunktionen;  
gestrichelte Linien: begrenzende Lösungen.

Velocity depth functions;  
dashed lines: limiting solutions.

Diese Beziehungen sind nur dann exakt gültig, wenn die Geschwindigkeit innerhalb der Inversionszone konstant ist. Da aber die Zone geringerer Geschwindigkeit mit Sicherheit inhomogen ist, muß die tatsächliche Mächtigkeit schätzungsweise um 10–20% geringer sein. Ein großer Teil der Geschwindigkeitsfunktionen ist nach dieser Methode berechnet worden.

Eine andere Möglichkeit, eine für Krustenverhältnisse „wahrscheinliche“ Lösung zu finden, gründet sich auf ein Näherungsverfahren [GIESE, 1966]. Dabei wird mit Hilfe des Geschwindigkeitsgradienten  $dv/dz$  die Maximaltiefe  $z_{\max}$  mit einer empirischen Korrektur versehen und iterativ eine „wahrscheinliche“ Tiefe  $z$  ermittelt. Die Einengung der Lösungsmöglichkeiten wird dadurch erreicht, daß die empirische Korrektur unter Beschränkung auf plausible und mögliche Krustenmodelle abgeleitet wird. Diese Methode hat gegenüber der ersten den Vorzug, daß es nicht erforderlich ist, die oft unsichere Lage der Punkte  $A$  und  $B$  zu kennen. Die Bestimmung der mittleren Geschwindigkeit innerhalb der Inversionszone ist hierbei nach einem von GIESE [1966] vorgeschlagenen Verfahren möglich.

## 7. Darstellung der Ergebnisse

Nachdem für jedes Profil einzeln unter der in erster Näherung erlaubten Annahme horizontaler Schichtung die Funktion  $v(z)$  ermittelt worden ist, lassen sich durch flächenhafte Interpolation im Netzwerk der Profile (Abb. 1) Krustenschnitte mit Linien gleicher Geschwindigkeit [z. B. GIESE, PRODEHL und BEHNKE, 1966] oder Tiefenlinienpläne für vorgegebene Geschwindigkeitwerte herstellen. Damit finden Neigungen und Krümmungen der Grenzfläche bzw. der Geschwindigkeitsflächen in erster Näherung eine Berücksichtigung. Des weiteren können Tiefenwerte, die durch eine zusätzliche Bedingung charakterisiert sind, dargestellt werden. Für die zweite Möglichkeit bietet sich die Tiefe  $z(x_c)$  des stärksten Gradienten im Grenzbereich Kruste/Mantel an (Abb. 12). Diese Größe wurde auch für die Aufstellung eines Tiefenlinienplanes verwendet. Die Größen  $v(x_c)$  und die sogenannte Intensität  $I$  der Geschwindigkeitsinversion sind ebenfalls in Form von Isolinienplänen dargestellt (Abb. 13 und 14). Nach der Definition ist

$$I_{AB} = \Delta z \left( \frac{1}{\bar{v}_{AB}} - \frac{1}{v_{AB}} \right), \quad (8)$$

wobei  $\bar{v}_{AB}$  die Durchschnittsgeschwindigkeit in der Inversionszone ist und  $v_{AB}$  die maximale Geschwindigkeit oberhalb der Inversionszone. Die Größe  $I_{AB}$  ist somit die Zeitverzögerung, die ein vertikaler Strahl infolge der Geschwindigkeitserniedrigung in der Inversionszone erleiden würde.

Abb. 12: Tiefenlinienplan für den stärksten Geschwindigkeits-Gradienten zwischen Kruste und Mantel, eingetragen in eine Karte der Schollengliederung Mitteleuropas [KNETSCH, 1963].

Contour map of the depth of the strongest velocity gradient between crust and mantle plotted in a map of the tectonic blocks in Central Europe [KNETSCH, 1963].

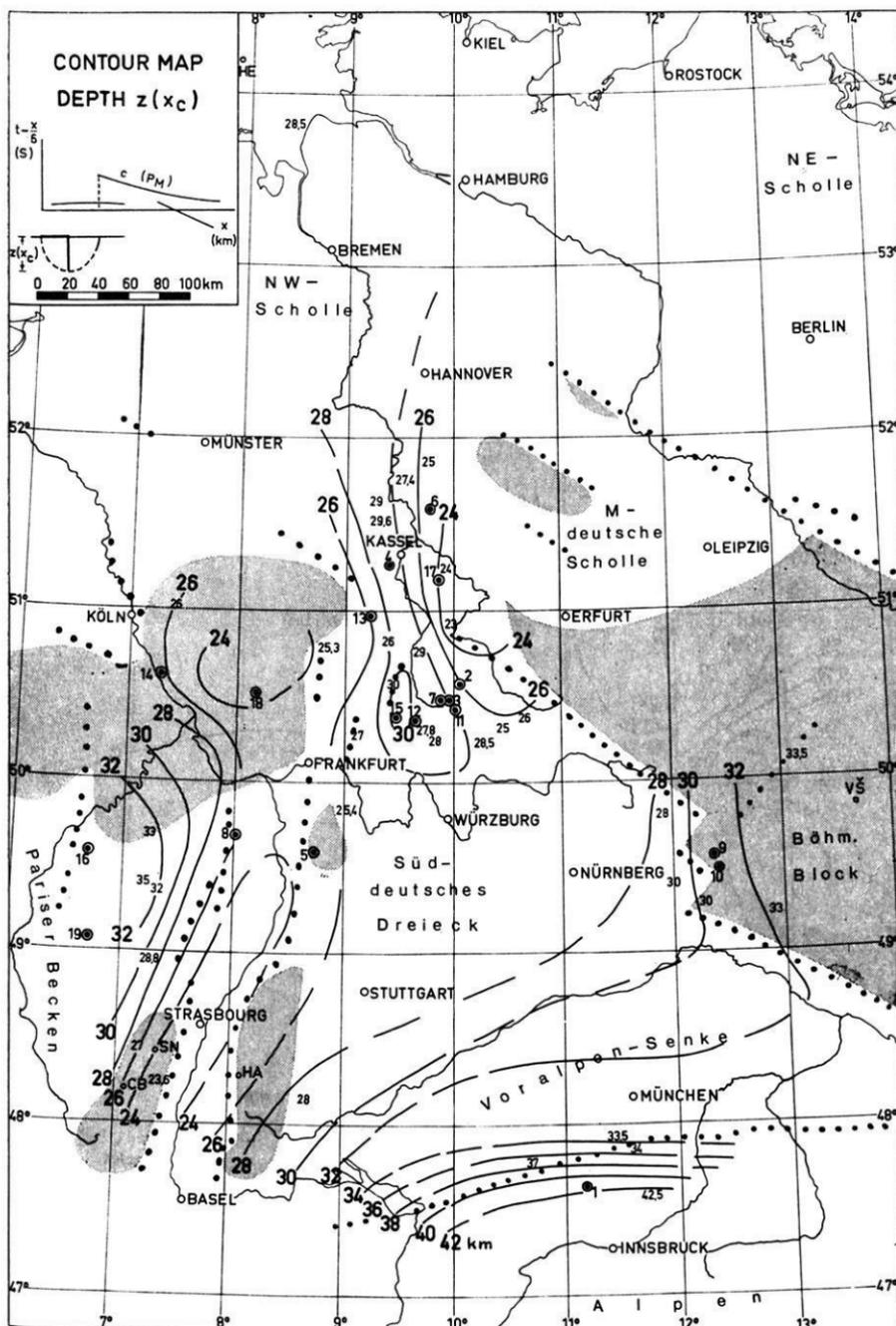


Abb 12.

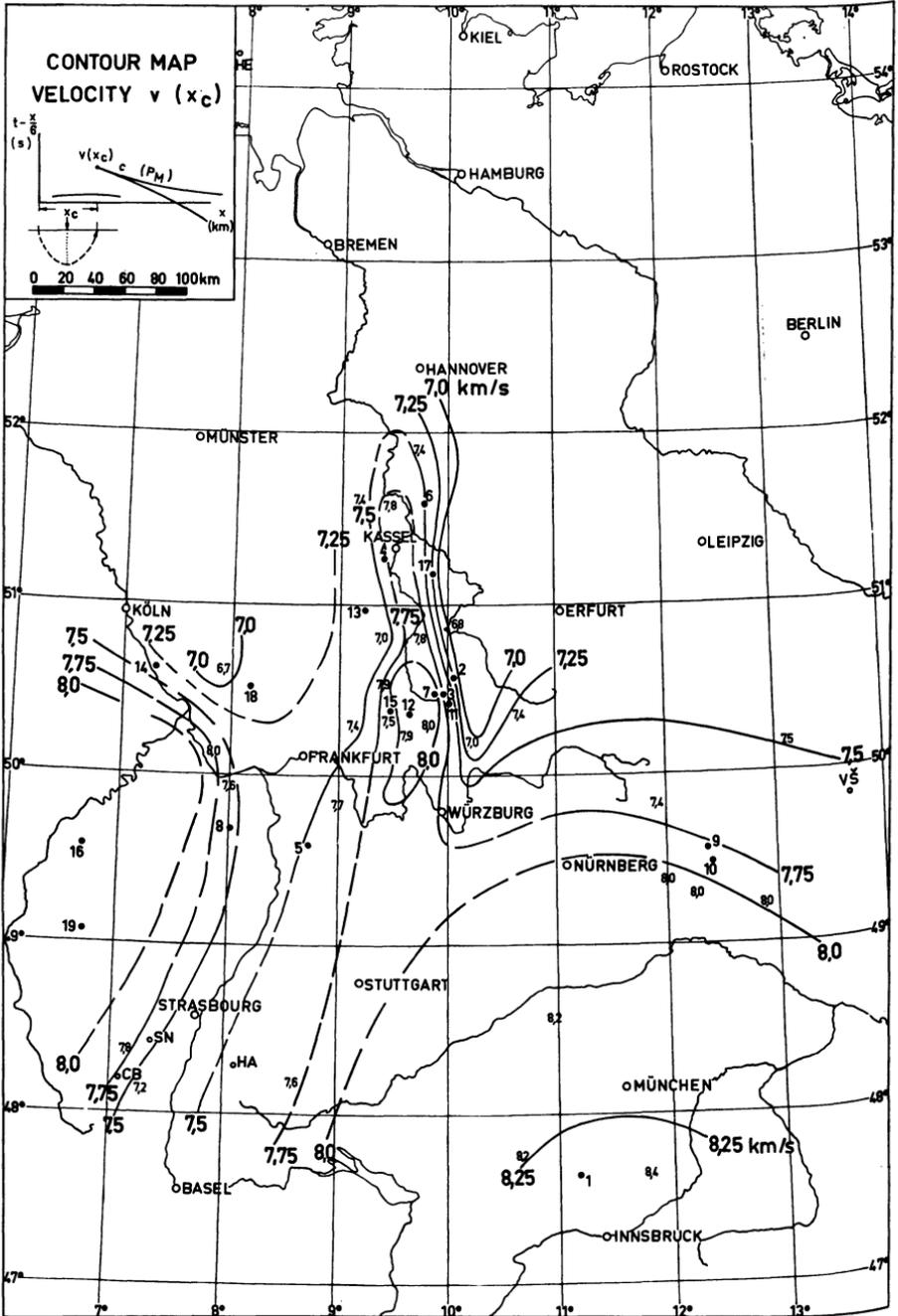


Abb. 13: Isolinienplan der Geschwindigkeit im Bereich des stärksten Gradienten.

Contour map of the velocity in the zone of the strongest gradient.

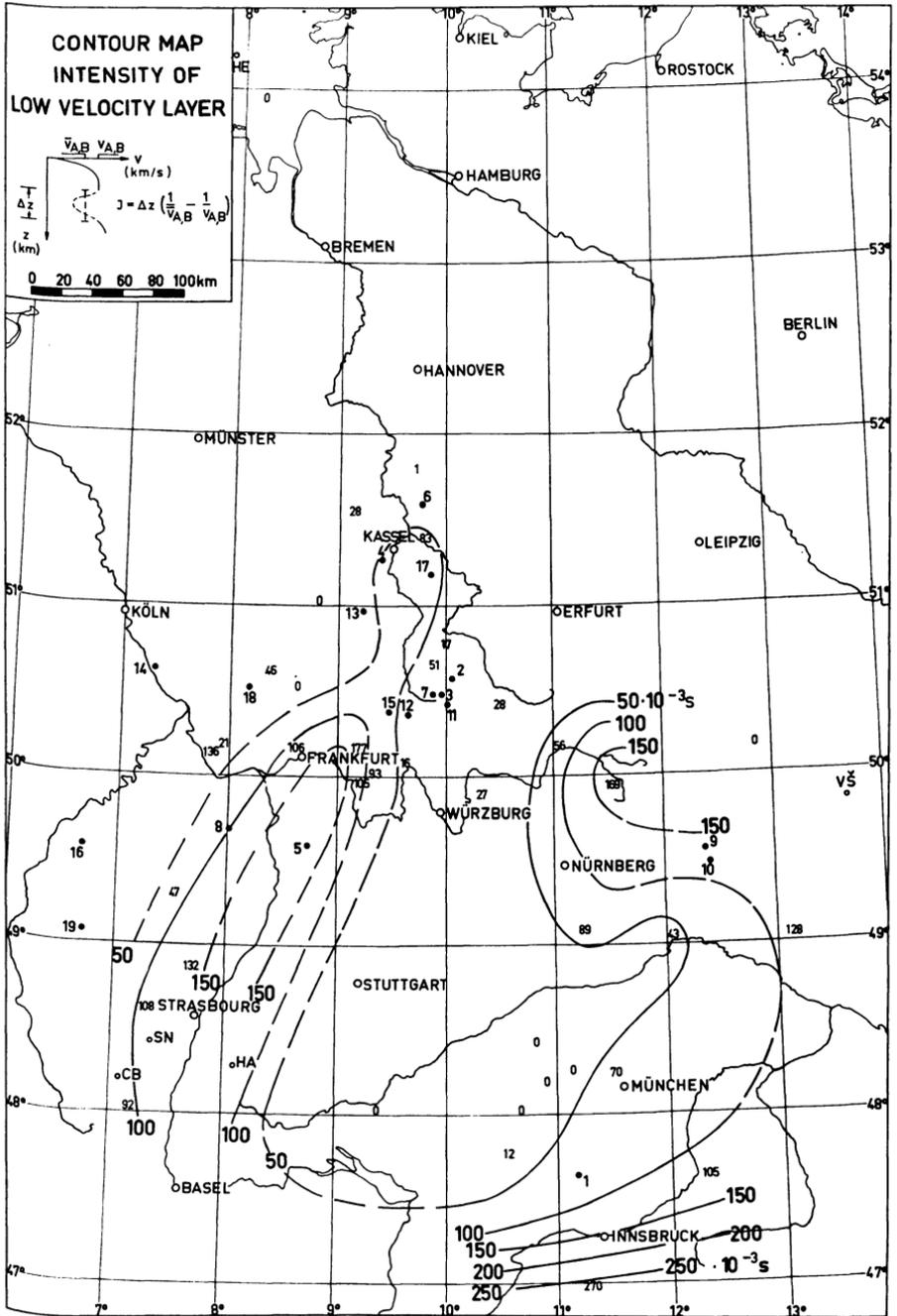


Abb. 14: Isolinienplan der Intensität der Geschwindigkeitsinversion (Gleichung 5).

Contour map of the intensity of the low velocity layer (equation 5).

## 8. Diskussion der Ergebnisse

In dieser Arbeit wird einmal der Versuch unternommen, mit Hilfe einiger Parameter, die jeder Auswerter in etwa gleicher Weise aus einer Seismogramm-Montage entnehmen würde, die wesentlichen Merkmale einer Krustenstruktur darzustellen. Zum anderen soll aus dem Netz der Refraktionsprofile zwischen der Nordsee und den Alpen in Fortsetzung der Arbeiten der German Research Group for Explosion Seismology [1964] ein verbessertes Bild der Krustenstruktur dieses Bereiches gewonnen werden.

### 8.1 Bemerkungen zur Möglichkeit einer „Data Generalization“

Das Ziel einer „Data Generalization“ ist die Darstellung von Größen, die nicht an spezielle Modellvorstellungen gebunden sind. Die die Krustenstruktur charakterisierenden Parameter sind als integrale Werte über einen gewissen Bereich hinsichtlich der vertikalen als auch der horizontalen Richtung aufzufassen. Entsprechend ihrer Beobachtungsentfernung haben sie ein mehr oder minder gutes Auflösungsvermögen. Zum Beispiel ist den Größen, die sich aus der kritischen Reflexion der  $P^M$ -Welle ableiten, der Vorrang zu geben gegenüber denjenigen, die aus der Schnittentfernung zwischen der  $P_n$ -Welle und der Abszisse im reduzierten Laufzeitdiagramm resultieren. Karten mit entsprechenden Isolinien vermitteln ein Bild über laterale Änderungen der Krustenstruktur.

Diese Darstellungsweise ist nur dann sinnvoll, wenn die Bestimmungsunsicherheit des betreffenden Parameters kleiner ist als seine Variationsbreite. In Abb. 15 werden die Häufigkeitsverteilungen des Parameters  $x_c$  für Westdeutschland und die Alpen miteinander verglichen. Während in den Alpen die Breite der Variationen etwa das Siebenfache des Fehlers beträgt, ist bei den Profilen in Westdeutschland die Schwankung nur etwa eineinhalbfach so groß, und damit wird die Grenze des noch sinnvoll

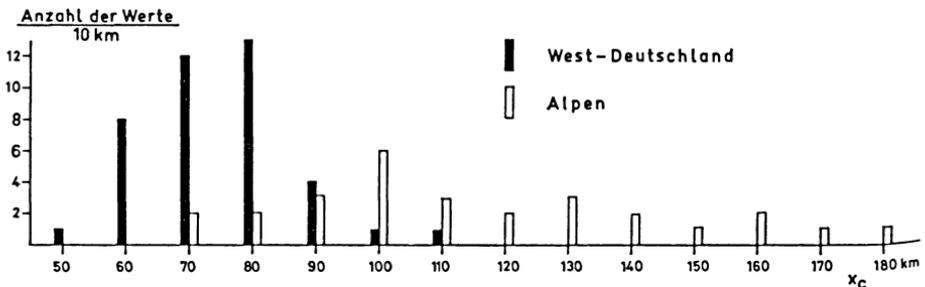


Abb. 15: Häufigkeitsverteilung der „kritischen“ Entfernung  $x_c$  in Westdeutschland und den Alpen [CHOUHURY et al., 1967].

Histogram of the “critical” distance  $x_c$  in the area of Western Germany and the Alps [CHOUHURY et al., 1967].

Möglichen berührt. Ähnlich liegen die Verhältnisse bei den übrigen Parametern. Die Linienführung in den Isolinienplänen Westdeutschlands ist dementsprechend weniger gesichert als in den Alpen. Hieraus kann die Notwendigkeit gefolgert werden, daß einmal die Meßdichte erhöht und die Qualität der seismischen Registrierungen noch verbessert werden sollte und daß zum anderen die Auswertemethoden für kontinuierlich geneigte Schichtung weiterentwickelt werden müssen.

Die Parameter  $x_c$  und  $t_c$  werden meist unter der stillschweigenden Annahme den Seismogramm-Montagen entnommen, daß sie den größten Amplituden des Laufzeitastes  $c$  entsprechen. Da einerseits die Lage der größten Amplituden nicht immer eindeutig festzulegen ist und andererseits theoretische Arbeiten gezeigt haben, daß sich die Lage der größten Amplituden gegenüber dem kritischen Punkt nach größeren Entfernungen hin verschiebt, wurde der Vorschlag gemacht, Laufzeiten für feste Entfernungen als Parameter darzustellen [MOSKAUER Empfehlungen].

Die Größe  $x_d$  läßt sich zwar objektiv angeben, doch hat sie den Nachteil eines geringen Auflösungsvermögens. Ähnliches gilt für die Geschwindigkeit  $v_d$ . Auch liegen Fälle vor, bei denen trotz genügender Profillänge keine  $P_n$ -Einsätze auftreten, so daß die Definition für  $x_d$  hier nicht anwendbar ist (vgl. Abb. 3a).

Die Geschwindigkeit  $v_d$  muß in den meisten Fällen als Scheingeschwindigkeit angesehen werden. Eine sinnvolle Linienführung ist nur mit Hilfe der aus Gegenprofilen gemittelten Werte möglich (Abb. 7). Im Vergleich mit  $v(x_c)$  ist das Auflösungsvermögen geringer, die Formen der Strukturen aber sind im Rahmen der Genauigkeit noch deckungsgleich.

Der Parameter  $I$  ist mit der Größe  $\Delta t$  (Abb. 10) verknüpft, die nur bei genügend langen Profilen (über 150–200 km Länge) bestimmt werden kann. Die Genauigkeit von  $I$  liegt in der Größenordnung von einigen 10 ms ( $10^{-3}$  s), die Abstufung der Linien in Abb. 14 ist entsprechend gewählt worden (50 ms).

Vorrangig für die Zwecke einer „Data Generalization“ muß eine bereits berechnete Größe, die Tiefe des maximalen Geschwindigkeitsgradienten im Grenzbereich Kruste/Mantel, empfohlen werden. Die Ermittlung dieser Größe aus dem retrograden Laufzeitast  $c$  im Bereich der kritischen Entfernung ist in der Praxis nicht so streng an diesen speziellen Kurvenpunkt gebunden. Da der Geschwindigkeitsgradient in der Nähe von  $z(c_c)$  im allgemeinen 0,5 km/s/km übersteigt (Abb. 11a und 11b), ist die Berechnung der Tiefe des stärksten Gradienten nicht so empfindlich auf das speziell gewählte Wertetripel  $(x, t, dx/dt)$ ; um  $x_c, t_c$  benachbarte Werte ergeben annähernd gleiche Typenwerte.

Die Berechnung der Tiefe des stärksten Gradienten  $z(x_c)$  selbst ist weniger problematisch, als es auf den ersten Blick erscheint. Wie Testrechnungen zeigen, führt eine Korrektur des Wertes  $z_{\max}$  [GIESE 1966, 1970] bzw. des nach dem  $x^2, t^2$ -Verfahren berechneten Wertes für  $z$  [STEWART 1966] um 5–10% auf einen bereits auf  $\pm 3\%$  richtigen Tiefenwert. Weniger zu empfehlen ist die Verwendung von Verfahren, die sich auf intercept-time-Formeln stützen, da in ihnen die Geschwindigkeit in der Deckschicht direkt enthalten ist.

## 8.2. Definition der Grenze zwischen Erdkruste und Erdmantel

Die Grenze zwischen Erdkruste und Erdmantel, die bei sprunghafter Geschwindigkeitszunahme als Mohorovičić-Diskontinuität bekannt ist, muß in erweiterter Form so definiert werden, daß auch bei kontinuierlicher Geschwindigkeitszunahme eine Tiefenangabe möglich wird. Sie wird in dem Sinne definiert, daß die Grenze zwischen Kruste und Mantel in derjenigen Tiefe liegen soll, in der ein Geschwindigkeitssprung auf Werte um 8 km/s stattfindet oder in der der vertikale Geschwindigkeitsgradient  $dv/dz$  seinen Maximalwert annimmt. Im letzteren Fall muß zusätzlich die Bedingung erfüllt sein, daß die zugehörige Geschwindigkeit etwa zwischen 7,5 km/s und 8,5 km/s liegen soll. (Die zusätzliche Bedingung verhindert, daß die Definition auf andere Zwischenschichten mit Übergangszonen zutrifft.) Die Tiefe der Grenze zwischen Erdkruste und Erdmantel nach der obigen Definition ist etwa gleich der zur kritischen Entfernung  $x_c$  gehörigen Tiefe  $z(x_c)$ .

## 8.3 Struktur der Erdkruste

Den folgenden Diskussionen wird der Tiefenlinienplan des Parameters  $z(x_c)$  zugrunde gelegt (Abb. 12). Neben den Nummern der Schußpunkte sind durch kleinere Ziffern die Tiefenwerte an den entsprechenden Scheitelpunkten eingetragen worden. Die Dichte dieser Werte schwankt regional sehr stark, was in erster Linie durch die ungleiche Verteilung der Schußpunkte bedingt ist. So fehlen z. B. in Württemberg und Franken Sprengpunkte, daher liegen hier keine Tiefenwerte vor. Ähnlich sind die Verhältnisse im nördlichen Teil des Rheinischen Schiefergebirges und in der Norddeutschen Tiefebene. Hier besteht allerdings die Hoffnung, daß das in den letzten Jahren im Zusammenhang mit Explorationsseismik gewonnene Beobachtungsmaterial Daten über die Krustenstruktur liefern wird.

Aus etwa 40 Tiefenwerten resultiert ein Strukturplan, der eine Schollengliederung erkennen läßt, die in ihren wesentlichen Zügen mit der tektonischen Gliederung Mitteleuropas im Einklang ist.

Die süddeutsche Großscholle, die die Form eines nahezu gleichseitigen Dreiecks hat, stößt im Osten an die Böhmisches Masse, im Süden grenzt sie an die Alpen und im Westen bildet der Rheintal-Graben die Begrenzung. Diese Umrisse lassen sich auch in der Krustenstruktur erkennen. Nach Süden und nach Osten ist ein Abfall der Kruste/Mantel-Grenze zu erkennen, während am Westrand der Scholle die Kruste deutlich dünner wird.

Das großtektonische Element des Rheintal-Grabens und seiner Randzonen zeichnet sich durch eine Aufwölbung des oberen Erdmantels aus. — Sehr markant ist der Abfall vom Rand der Vogesen zum Pariser Becken.

Der Linie, die sich grob durch die Orte Frankfurt/M., Kassel und Hannover beschreiben läßt, folgt eine deutliche Depression, die mit der bekannten Hessischen Straße zusammenfällt. Die begrenzenden Schollen des Thüringer Waldes und des

östlichen Rheinischen Schiefergebirges zeichnen sich durch Hochlagen der Kruste/Mantel-Grenze aus. Nach dieser morphologischen Beschreibung soll unter Berücksichtigung der übrigen Parameter auf Einzelheiten eingegangen werden.

Von einer „normalen“ Krustenstruktur kann im Bereich der Süddeutschen Großscholle gesprochen werden. Die durchschnittliche Krustenmächtigkeit beträgt 28 bis 30 km, eine Geschwindigkeitsinversion ist kaum zu erkennen und die Geschwindigkeit im oberen Mantel weist die normalen Werte um 8,2 km/s auf.

Während der Abfall nach Süden zu den Alpen den Erwartungen entspricht, sind die größeren Tiefenwerte unter dem Bayerischen Wald überraschend. Schon KAPPELMEYER [1961] weist auf diese Merkwürdigkeit hin. Offenbar unterlag der Bereich der Süddeutschen Scholle, insbesondere wohl die ehemalige Vindelizische Schwelle, am Ende des Paläozoikums einer stärkeren Heraushebung und Abtragung als der Bayerische Wald. In dem Maße, wie die Erdkruste mächtiger wird, macht sich eine stärkere Geschwindigkeitsinversion bemerkbar.

Im Krustenbau Mitteleuropas hebt sich der Rheintalgraben sehr deutlich mit seiner NNE-Fortsetzung, der Hessischen Straße, heraus. Während der Oberrheintalgraben an der Oberfläche im Durchschnitt nur 30–40 km breit ist, zeigt der Grenzbereich Kruste/Mantel auf einer Breite von 100 km ein anomales Verhalten. Die geringe Krustendicke unter dem Schwarzwald und den Vogesen korrespondiert mit der Tatsache, daß diese Areale durch langfristige Hebungen gekennzeichnet sind. Auf eine stärkere Temperaturzunahme, d. h. auf einen erhöhten Wärmefluß, weisen die geringeren Mantelgeschwindigkeiten (Abb. 16a) und die deutliche Geschwindigkeitsinversion innerhalb der Kruste hin. Die Ermittlung eines Geschwindigkeitsprofils unter der Grabenzone selbst ist äußerst schwierig, da im Streichen des Grabens nicht beobachtet werden konnte. Die am Rande zu beobachtenden Tendenzen — Geschwindigkeitsinversion in der Kruste und relativ geringere Mantelgeschwindigkeit — dürften sich auch unter die Kruste des Grabens fortsetzen. Weitere Einzelheiten sind in den beiden Publikationen „The Rhinegraben Progress Report 1967“ und „Gaben-Problems“ zu finden.

In der Hessischen Senke werden im Bereich des Vogelsberges die größten Krustenmächtigkeiten erreicht. Überraschenderweise weist die Mantelgeschwindigkeit unter der Depression normale Werte, d. h. um 8 km/s, auf, während sie vermutlich unter dem Rheintal-Graben deutlich geringer ist. Ein weiterer Unterschied ist von Interesse. In den Randgebieten des Rheintal-Grabens existiert eine signifikante Geschwindigkeitsinversion und vermutlich auch unter dem Graben selbst. Hier dagegen fehlt diese Erscheinung, lediglich unter der Hessischen Senke ist eine schwache Inversion angedeutet.

Das östliche Rheinische Schiefergebirge zwischen Rhein und Fulda ist durch eine Hochlage des oberen Mantels ausgezeichnet, dessen Geschwindigkeitswerte — völlig unerwartet — deutlich kleiner als 8 km/s sind. Diese Aussagen beziehen sich in erster Linie auf das Areal des Westerwaldes. Es liegt die Vermutung nahe, daß die basaltischen Magmen, die hier während des Tertiärs aufgedrungen sind, auf einer weiten

Fläche den Grenzbereich Kruste/Mantel intrusiv durchsetzen. Somit wurde der vorher wahrscheinlich vorhandene scharfe Grenzbereich zwischen Kruste und Mantel verwischt und zu geringeren Geschwindigkeitswerten verschoben. Eine Temperaturerhöhung im oberen Erdmantel, die aber noch nicht die Erdkruste erreicht haben darf, könnte ebenfalls zu einer Geschwindigkeitsverringerung führen.

Die östliche Randscholle der Hessischen Senke, auf der die Basalte der Rhön liegen, ist gleichfalls durch eine geringere Geschwindigkeit im Grenzbereich Kruste/Mantel ausgezeichnet. Ob es sich hier nur um einen schmalen N—S streichenden Rücken oder um eine breite, sich nach E fortsetzende Fläche handelt, kann im Augenblick noch nicht gesagt werden.

Aus dieser ersten größeren Zusammenstellung, basierend auf Daten einer homogenen Interpretation, lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

1. Die an der Oberfläche sichtbare Blockstruktur erfaßt die gesamte Kruste und auch die obersten Bereiche des oberen Mantels. Ob die Blöcke durch bis zum Erdmantel reichende Verwerfungszonen oder durch Übergangszonen getrennt sind, läßt sich aus den vorliegenden grobmaschigen Messungen nicht entscheiden.
2. Bis in jüngste Zeit tektonisch und magmatisch aktive Gebiete unterscheiden sich deutlich von solchen, die seit dem Mesozoikum als tot bezeichnet werden können.
3. Das Moldanubikum, die Zentralzone des Variskischen Gebirges, hat vermutlich eine recht beträchtliche Krustenmächtigkeit besessen. Berücksichtigt man die Tatsache, daß die heute an der Oberfläche aufgeschlossenen variskischen Granite ursprünglich in einer Tiefe von wenigstens 5—10 km erstarrt sein müssen, so ergibt sich hier eine ehemalige Krustendicke von 35—40 km. Die Krustenmächtigkeiten im nördlich anschließenden Rhenoherynikum waren vermutlich geringer (um 30 km).

Wenn hier nur der Grenzbereich Kruste/Mantel betrachtet wurde, so wird damit lediglich gesagt, daß nur dieser Grenzbereich sich über das gesamte Untersuchungsgebiet verfolgen läßt. Es können weitere Grenzbereiche innerhalb der Erdkruste existieren, doch sind diese lokal unterschiedlich „scharf“ ausgebildet und lassen sich dementsprechend mehr oder minder gut erfassen. Eine Beschreibung dieser durchaus wesentlichen regionalen Einzelheiten würde jedoch über den Rahmen der vorliegenden Arbeit hinausgehen.

Diese knappen Ausführungen sollen zeigen, in welcher Weise sich Verbindungen zwischen Tektonik und Krustenstruktur herstellen lassen. Gleichzeitig mögen diese Ergebnisse und Betrachtungen einen Anreiz zur Fortsetzung der Untersuchungen geben. Trotz jahrelanger intensiver Arbeiten stehen wir vor einer Fülle noch ungelöster Probleme.

Diese Untersuchungen, an denen sich die geophysikalischen Hochschulinstitute der Bundesrepublik und West-Berlins sowie die Abteilungen Geophysik der geologischen Landesämter Niedersachsen und Nordrhein-Westfalen beteiligten, wurden von der Deutschen Forschungsgemeinschaft im Rahmen der Schwerpunktprogramme

„Die Erforschung des tieferen Untergrundes Mitteleuropas“  
und  
„Oberer Erdmantel“

durch umfangreiche finanzielle Unterstützung ermöglicht.

Ferner haben verschiedene staatliche Stellen und Privatfirmen, vor allem eine Anzahl von Steinbruchbetrieben, durch ihr Entgegenkommen und ihre Mithilfe wesentlichen Anteil am Zustandekommen dieser Untersuchungen.

### Literatur

(Die Zahlen in den eckigen Klammern beziehen sich auf die letzte Spalte in Tabelle 1)

- [1] AICHELE, H.: Das Profil Hilders-SE; persönl. Mitteilung, 1969
- [2] —: Das Profil Böhmischnbruck-Kirchhainbolanden; persönl. Mitteilung, 1969
- [3] ANSORGE, J., P. FRIESE und St. MÜLLER: Reinterpretation of the Helgolandprofile 1947; unveröffentl. Bericht, Geophys. Inst. Univ. Karlsruhe, 1968
- [4] ANSORGE, J., D. EMTER, K. FUCHS, J. P. LAUER, St. MÜLLER und E. PETERSCHMITT: Structure of the Crust and Upper Mantle in the Rift System around the Rhinegraben "Graben Problems"; Schweizerbart'sche Verlagsbuchhandlung Stuttgart, Nägele u. Obermiller, im Druck, 1970
- [5] BARTELTSEN, H., R. MEISSNER und W. KAMINSKI: Weitwinkelmessungen im Rheinischen Schiefergebirge, 1968; persönl. Mitteilung, 1969
- [6] BEHNKE, C., H. KATZLER und A. STEIN: Das Profil Dorheim-Hilders-Böhmischnbruck; Z. Geophys., in Vorbereitung
- [7] BRAM, K. und P. GIESE: Die Geschwindigkeitsverteilung der P-Welle in der Erdkruste im Raume Augsburg (Süddeutschland) — Ergebnisse und Vergleich zweier seism. Messungen; Z. Geophys. 34, 611—626, 1968
- [8] BROCKAMP, B. und F. GUTHEIL: Das Profil Hilders-WNW; persönl. Mitteilung, 1969
- [9] CHOUDHURY, M., P. GIESE und G. DE VISINTINI: Crustal Structure of the Alps — some General Features from Explosion Seismology; IUGG General Assembly, Schweiz, 15 S., 1967; Boll. Geofis. teor. appl. (in preparation)
- [10] DEGUTSCH, H. und H. WIEHLE: Das Profil Mehrberg/Rhein-N; persönl. Mitteilung, 1969
- [11] DEGUTSCH, H. und W. THYSSEN: Das Profil Adelebsen-NW; persönl. Mitteilung, 1969
- [12] EMTER, D.: Refraktionsseismische Untersuchungen im Gebiet des Steinheimer Beckens; W. Hiller-Festschrift, im Druck

- [13] FÖRTSCH, O.: Analyse der seismischen Registrierungen d. Großsprengung bei Haslach im Schwarzwald am 28. April 1948; Geol. Jahrbuch, 66, 65—80, 1951
- [14] FUCHS, K. und M. LANDISMAN: Detailed Crustal Investigation Along a North-South-Section Through the Central Part of Western Germany; Americ. Geophys. Union, Geophys. Monogr. 10, 433—452, 1966
- [15] GERMAN RESEARCH GROUP FOR EXPLOSION SEISMOLOGY: Crustal Structure in Western Germany; Z. Geophys., 30, 209—234, 1964
- [16] GIESE, P.: Das Profil Böhmischesbrück-Eschenlohe (Geschwindigkeitsgradient und Zone geringerer Geschwindigkeit); Stuttgarter DFG, 4 S., 1963
- [17] —: Versuch einer Gliederung der Erdkruste im nördlichen Alpenvorland, in den Ostalpen und in Teilen der Westalpen mit Hilfe charakteristischer Refraktions-Laufzeitkurven sowie eine geologische Deutung, 1966; Veröffentl. d. Inst. f. Meteorologie u. Geophys. Berlin, Bd. 1, H. 2, 202 S., 1968 a
- [18] —: Neue Gesichtspunkte zur Gliederung der Erdkruste auf Grund refraktionsseismischer Messungen; Z. Geophys., 32, 488—491, 1966
- [19] —: The Structure of the Earth's Crust in Central Europe, German Research Group for Explosion Seismology, an Attempt of Data Generalization; Europ. Seism. Comm., Leningrad, Bericht 30 S., 1968 b
- [20] —: The Determination of the Velocity-Depth Distribution for Separated Travel-Time Segments; Upper Mantle Committee, im Druck, 1970
- [21] GIESE, P., C. PRODEHL und C. BEHNKE: Ergebnisse refraktionsseismischer Messungen 1965 zwischen dem Französischen Zentralmassiv und den Westalpen; Z. Geophys. 33, 215—261, 1967
- [22] GIESE, P. und G. DE VISINTINI: Proceedings of the Eighth Assembly of the European Seismological Commission, 1964; Akad. Kiadó, Budapest, 95—101, 1968
- [23] GRUBBE, K.: Refraktionsseismische Messungen im Jahr 1967 auf einer Linie zwischen Braunschweig und dem Rothaar-Gebirge (Nord-Deutschland); Dipl. Arbeit, Inst. f. Ang. Geophys. Univ. München, 66 S., 1969
- [24] HÄNEL, R., S. PLAUMANN und A. STEIN: Das Profil Kirchhainbolanden-N; persönl. Mitteilung, 1968
- [25] HÄNEL, R. und A. STEIN: Tiefenseismische Untersuchungen im Rheinischen Schiefergebirge und in der Hessischen Senke; Z. Geophys., in Vorbereitung
- [26] HINZ, E. und W. KAMINSKI: Das Profil Bransrode-N; persönl. Mitteilung, 1969
- [27] KAMINSKI, W.: Das Profil Bransrode-Birresborn; persönl. Mitteilung, 1970
- [28] KAPPELMEYER, O.: NE-Profil Eschenlohe, Kurzfassungen der Vorträge; Frankfurter DFG-Kolloquium, 9 S., 1961
- [29] KATZLER, H. und J. VOSS: Das Profil Hilders-Böhmischesbrück; persönl. Mitteilung, 1968
- [30] KNETSCH, G.: Geologie von Deutschland; Ferdinand Enke Verlag, Stuttgart, 386, 1963

- [31] KNOTHE, C. und K. F. WALTHER: Vorbereitung und Durchführung einer seismischen Tiefensondierung im Grenzgebiet DDR-CSSR; Freiburger Forsch. H., C 239, 9—46, 1968
- [32] KOSCHYK, K.: Beobachtungen zur Erforschung der Erdkruste mit der Methode der Refraktions-Seismik längs der beiden Profile Eschenlohe-SE und Eschenlohe-E in den Ostalpen 1965—1969; Dipl. Arb., Inst. f. Angew. Geophys. Univ. München, 48 S., 1969
- [33] LANDISMAN, M. und St. MÜLLER: Seismic Studies of the Earth's Crust in Continents; Part II: Analysis of Wave Propagation in Continents and Adjacent Shelf Areas; Geophys. J., 10, 539—554, 1966
- [34] LAUER, J. P. und E. PETERSCHMITT: Ondes réfléchies des explosions des Bagenelles et de St. Nabor (Vosges, France); Proc. of the General Assembly of the European Seismological Commission, Leningrad, 1968
- [35] MEISSNER, R.: An Interpretation of the Wide Angle Measurements in the Bavarian Molasse Basin; Geophys. Prosp., 14, 1, 7—17, 1966
- [36] —: Zum Aufbau der Erdkruste, Ergebnisse der Weitwinkelmessungen im bayerischen Molassebecken; Gerlands Beitr. z. Geophys., 76, 4, 211—314, 1967
- [37] MEISSNER, R. und H. BERCKHEMER: Seismic Refraction Measurements in the Northern Rhinegraben; Int. Upper Mantle Project Sc. Rep. 13, 105—107, 1967
- [38] MEISSNER, R., H. BERCKHEMER, R. WILDE und M. PORSADeg: Interpretation of Seismic Refraction Measurements in the Northern Part of the Rhinegraben; "Graben-Problems" Schweizerbart'sche Verlagsbuchhandlung (Nägele u. Obermiller), im Druck, 1970
- [39] MEISSNER, R. und A. GLOCKE: Das Profil Dorheim-Birresborn; persönl. Mitteilung, 1969
- [40] MISHINKINA, Z. R.: Interpretation of Refracted Wave Travel-Time Curves when there are Vertical and Horizontal Velocity Gradients; Isvestiya, 4, 252—256, 1967
- [41] MOSKAUER EMPFEHLUNGEN: Report of the Working Group on Generalization of Explosion Seismology Data; Moskau, unveröffentl. Bericht, UMP-Arbeitsgruppe, 5 S., 1969
- [42] MÜLLER, St. und M. LANDISMAN: Seismic Studies of the Earth's Crust in Continents; Part I: Evidence for a Low-Velocity Zone in the Upper Part of the Lithosphere; Geophys. J., R. A. S. 10, 525—538, 1966
- [43] MÜLLER, St., E. PETERSCHMITT, K. FUCHS und J. ANSORGE: Crustal Structure Beneath the Rhinegraben from Seismic Refraction and Reflection Measurements; Reviews of Geophysics, 7, 1969 (im Druck)
- [44] MÜLLER, St., E. PETERSCHMITT und O. FÖRTSCH: Das Profil Eschenlohe-Haslach; persönl. Mitteilung, 1969
- [45] PRODEHL, C.: Auswertung von Refraktionsbeobachtungen im bayrischen Alpenvorland (Steinbruchsprengungen bei Eschenlohe 1958—1961) im Hinblick auf die Tiefenlage des Grundgebirges; Z. Geophys. 30, 161—181, 1964
- [46] PRODEHL, C.: Struktur der tieferen Erdkruste in Südbayern und längs eines Querprofiles durch die Ostalpen, abgeleitet aus refraktionsseismischen Messungen bis 1964; Boll. Geofis. teor. appl. VII 25, 1965, 35—88

- [47] REICH, H., G. A. SCHULZE und O. FÖRTSCH: Das geophysikalische Ergebnis der Sprengung von Haslach im südlichen Schwarzwald; Geol. Rundschau, 36, 85—96, 1948
- [48] ROTHÉ, J. P. und E. PETERSCHMITT: Étude séismique des explosions d,Haslach; Ann. Inst. Phys. Globe, Strasbourg, 5, part 3, 3—28, 1950
- [49] STEIN, A.: Das Profil Dorheim-Böhmischbruck; persönl. Mitteilung, 1968
- [50] —: Considerations about Deep Seismic Sounding; Study Group on Explosion Seismology, Leningrad, 8 S., 1968
- [51] —: Das Profil Dorheim-Birresborn/Eifel; persönl. Mitteilung, 1970
- [52] STEWART, S. W.: Seismic Ray Theory Applied to Refraction Surveys of the Earths, Crust in Missouri; Doctor-Thesis, Saint Louis University, 189 S., 1966
- [53] STROBACH, K.: Ein Gegenschußprofil von der Rhön zum Odenwald; Kurzfassungen der Vorträge, Stuttgarter DFG-Kolloquium, 4 S., 1963
- [54] VEES, R.: Das Profil Dorheim-Bransrode; persönliche Mitteilung, 1970
- [55] WOLBER, G.: Travel times of P-waves and the velocity structure of the crust; Final Scientific Report, Investigations on the nonelastic behaviour of the upper mantle, AFOSR-Contract, 1968

# Über die seismischen Informationen aus Hydrophonregistrierungen

## On seismic informations taken from records of hydrophones

R. GUTDEUTSCH, Hamburg<sup>1)</sup>

Eingegangen am 4. Januar 1971

*Zusammenfassung:* In dieser Arbeit wird ein Vergleich der Aufzeichnungen seismischer Wellen von Geophonen und Hydrophonen angestellt. Ein Hydrophon eignet sich zur Registrierung des direkt gelaufenen Wasserschalles im Flachwasserbereich viel besser als ein Vertikalgeophon, das auf dem Meeresboden aufgestellt wird. Andererseits ist eine Hydrophonaufzeichnung anfälliger gegen akustische Störungen, die aus dem Wasser stammen, als eine Geophonaufzeichnung.

Eine aus dem Untergrund einfallende Scherwelle führt im allgemeinen zu Druckschwankungen im Wasser. Wenn jedoch die Scherwellengeschwindigkeit kleiner ist als die  $P$ -Wellengeschwindigkeit im Wasser, was häufig der Fall ist, so gibt es einen kritischen Einfallswinkel, oberhalb dessen nur sehr geringe Druckschwankungen auf das Wasser übertragen werden. Dann führt nur ein bestimmtes Frequenzband aus dem Amplitudenspektrum des einfallenden Scherwellensignales zu Variationen des Druckes, welche ein Hydrophon aufnehmen kann. Dieses Frequenzband hängt von der Eintauchtiefe des Hydrophones, von der Wassertiefe, vom Einfallswinkel und den akustischen Parametern ab.

*Summary:* This paper deals with the comparison of seismograms taken from hydrophones and vertical geophones. A hydrophone is better suited to record the water sound in shallow water than a vertical geophone. On the other hand the records of hydrophones are more liable to be influenced by acoustical noise generated in the water layer than those of a vertical geophone.

In most marine areas the  $P$ -velocity in the water layer is greater than the  $S$ -velocity below the sea bottom. This case is discussed in detail. If the angle of incidence of the shearwave exceeds one particular critical value, only small pressure variations are generated in the water layer. One single narrow peak of the shear wave spectrum gives rise to pressure variations which can be recorded with a hydrophone. The peak depends on the depths of the hydrophone and the sea bottom, the angle of incidence and the acoustic parameters.

### Einleitung

Zur Registrierung seismischer Wellen auf See verwendet man oft Hydrophone, die als Druckschwankungsaufnehmer arbeiten, und im Wasser aufgehängt werden. Bei der Anlage solcher Messungen versucht man zwei Bedingungen gleichzeitig zu erfüllen. Erstens versucht man durch geeignete Methoden den statistischen akustischen

---

<sup>1)</sup> Prof. Dr. RUDOLF GUTDEUTSCH, Institut für die Physik des Erdkörpers der Universität Hamburg.

Störpegel so klein wie nur möglich zu halten. Zweitens ist man je nach Fragestellung bestrebt, entweder den direkt gelaufenen Wasserschall oder die von bestimmten Wellen aus dem Untergrund herrührenden Druckschwankungen aufzunehmen. Wenn man an den Wellen aus dem Untergrund interessiert ist, darf man nicht vergessen, daß tangentielle Spannungen und Verrückungen vom Meeresboden nicht auf das Wasser übertragen werden. Bei Hydrophonregistrierungen geht daher der in diesen beiden Größen steckende Informationsinhalt verloren. Darum führt man heute auf See auch Messungen mit Geophonen aus, die in Grundkörpern auf dem Meeresboden versenkt werden. Diese Methode ist oft umständlich, so daß die Frage berechtigt erscheint, ob der Meßerfolg den hohen Aufwand immer rechtfertigt.

Diese Arbeit behandelt die Frage, für welche Aufgaben ein Hydrophon vorteilhafter als ein Geophon einzusetzen ist, und bei welchen Aufgaben es versagt. Die Untersuchung baut auf den Ergebnissen einer Vergleichsmessung auf, die CASTEN 1967 mit einem EVP7-Hydrophon und einer Dreikomponentenstation von Geophonen im Okerstausee durchgeführt hat. Auf einem Profil sind Sprengungen abgetan worden. Die von den Aufnehmern registrierten Erschütterungen sind auf Magnetbändern aufgezeichnet worden. Das auffallendste Resultat dieser Vergleichsmessung ist die große Ähnlichkeit zwischen den Hydrophon- und Vertikalgeophonregistrierungen. Diese Ähnlichkeit wird zwar von CHOWDHURY und GUTDEUSCH (1969) durch eine theoretische Überlegung begründet. Dennoch bleiben eine Reihe von Beobachtungen ungeklärt. Zum Beispiel wird der Wasserschall auf den Hydrophonaufzeichnungen mit viel größeren Amplituden wiedergegeben als auf den Aufzeichnungen des Vertikalgeophones. Um das zu zeigen, wird in Abbildung 1 ein Seismogrammbeispiel aus der oben genannten Arbeit übernommen. Außerdem geht aus den Messungen hervor, daß das Verhältnis Nutz-/Stör-Amplitude bei Hydrophonaufnahmen wesentlich niedriger liegt als bei den Aufnahmen des Vertikalgeophones.

Ein wichtiges Ergebnis der Vergleichsmessung besteht darin, daß nicht nur Compressions-, sondern auch Scherwellen im Untergrund zu Druckschwankungen im Wasser führen, die das Hydrophon aufnimmt. Nun liegen im Okerstausee insofern

Abb. 1: Vergleichsmessung, links Seismogramme eines Vertikalgeophones HALL & SEARS (14 Hz), rechts eines Hydrophones EVP 7.  $r$  = Entfernung zum Schußpunkt, Wassertiefe  $H = 11$  m. Eintauchtiefe des Hydrophones  $h = 10$  m.

Der Wasserschall mit vorwiegend hohen Frequenzen ist auf den Hydrophonregistrierungen viel besser zu erkennen als auf den Geophonregistrierungen.

Left: seismograms of a vertical geophone HALL & SEARS (14 cps), right: seismograms of a hydrophone EVP 7.  $r$  = distance to the shot point.

Depth of the water layer  $H = 11$  m, depth of the hydrophone  $h = 10$  m.

The water sound with predominant high frequencies can be observed with great amplitudes on the hydrophone seismograms.

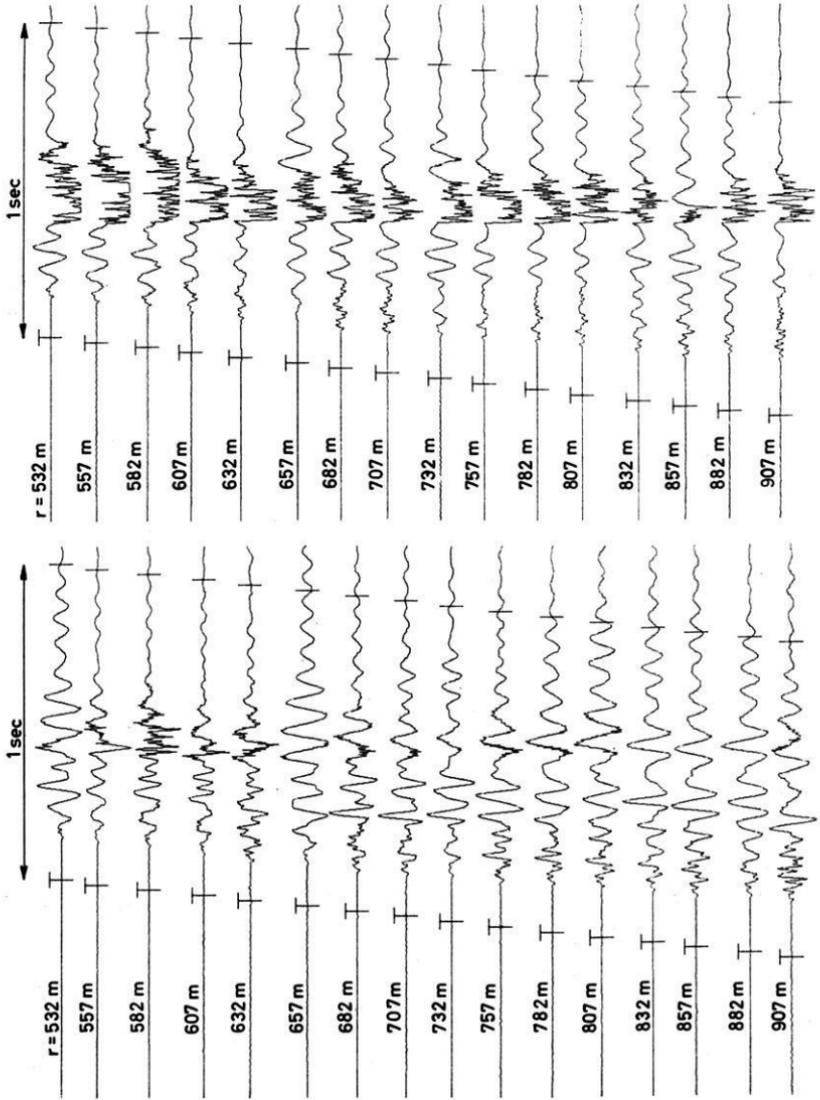


Abb. 1.

extreme Bedingungen vor, als die Scherwellengeschwindigkeit im Untergrund höher liegt als die  $P$ -Wellengeschwindigkeit im Wasser. Diese Verhältnisse trifft man im marinen Bereich nur selten an. Es ist daher zu prüfen, inwieweit die Ergebnisse zu verallgemeinern sind.

### Theoretische Untersuchungen der Druckschwankungen in einer Wasserschicht

Für die hier vorgelegten Rechenergebnisse wurde das Modell einer Wasserschicht gleichbleibender Dicke  $H$ , der Dichte  $\rho_0$  und der  $P$ -Wellengeschwindigkeit  $a_0$  verwendet. Darunter folgt ein isotoper, homogener, fester Halbraum der Dichte  $\rho_1$ , der  $P$ -Wellengeschwindigkeit  $a_1$  und der Scherwellengeschwindigkeit  $b_1$ . Am Meeresboden möge sich ein Vertikalgeophon zur Messung der Vertikalkomponente der Partikelgeschwindigkeit  $\dot{u}_t = (\dot{u}_1, 0, \dot{u}_3)$  befinden. In der Tiefe  $h$  unter der Wasseroberfläche sei ein Hydrophon zur Messung der Druckschwankung  $p$  aufgehängt. Abbildung 2 veranschaulicht die Situation.

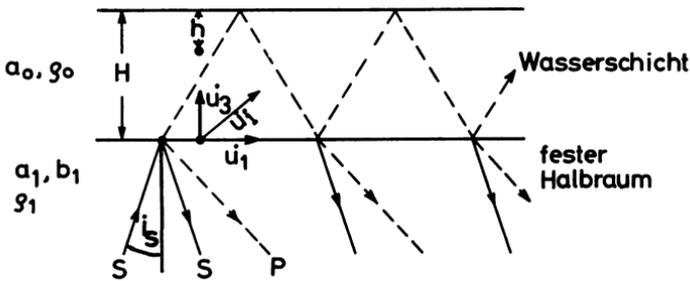


Abb. 2: Wasserschicht über festem Halbraum. — Water layer overlaying a solid half space.

### Registrierung des Wasserschalles mit Geophonen und Hydrophonen

Die vergleichsweise großen Amplituden des Wasserschalles auf den Seismogrammen des Hydrophons in Abbildung 1 sollen jetzt mit Hilfe der Dispersionstheorie elastischer Wellen an geschichteten Medien erklärt werden. Für die Berechnung werden die im Okerstausee gültigen Parameter zugrunde gelegt:

$$\begin{array}{lll}
 a_0 = 1490/\text{sec} & a_1 = 4200 \text{ m/sec} & H = 11 \text{ m} \\
 \rho_0 = 1,01 \text{ gr/cm}^3 & b_1 = 2450 \text{ m/sec} & h = 11 \text{ m} \\
 & \rho_1 = 1,8 \text{ gr/cm}^3 &
 \end{array}$$

Die Phasengeschwindigkeiten  $C$  und die Gruppengeschwindigkeiten  $U$  für die Oberwelle nullter und erster Ordnung werden in Abbildung 3 wiedergegeben. Mit wachsender Frequenz  $f$  nähern sich  $U$  und  $C$  der Geschwindigkeit  $a_0$  des Wasserschalles

asymptotisch. Wenn man die Verhältnisse in der Umgebung des Wasserschalleinsatzes untersuchen will, so muß man also den Bereich hoher Frequenzen  $f$  in Abbildung 3 genauer analysieren. Das Ergebnis dieser Analyse wird im unteren Teil von Abbildung 3 dargestellt. Hier können die Amplituden der Druckschwankungen  $p$  direkt mit den Komponenten des Geschwindigkeitsvektors  $\dot{u}_1 = (\dot{u}_1, \dot{u}_3, 0)$  am Meeresboden verglichen werden. Mit zunehmender Frequenz steigt die Amplitude von  $p$  sehr rasch im Vergleich zu  $\dot{u}_3$  an. Darum muß das Hydrophon den vorwiegend hohe Frequenzen enthaltenden Wasserschall mit größeren Amplituden aufzeichnen als das Vertikalgeophon. Bei hohen Frequenzen wird nämlich der Hauptanteil der Energie im Wasser und nicht im Meeresboden transportiert, was man aus den großen Amplituden der Horizontalkomponente  $\dot{u}_1$  (Wasser) (Horizontalkomponente der Partikelgeschwindigkeit im Wasser unmittelbar über dem Meeresboden) erkennt.  $\dot{u}_1$  (Boden), die Horizontal-Geschwindigkeit im Meeresboden bleibt bei hohen Frequenzen vergleichsweise klein.

Daraus ist der Schluß zu ziehen, daß besonders im Flachwasserbereich Hydrophone günstiger zur Aufnahme des Wasserschalls geeignet sind als Vertikalgeophone. Auf der anderen Seite werden Störungen akustischer Art mit Ursprung in der Wasser-

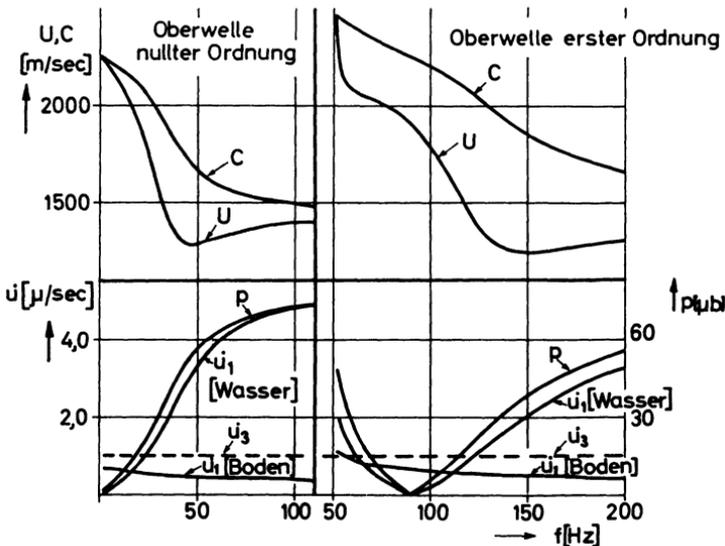


Abb. 3: Dispersion elastischer Wellen an einer Wasserschicht über festem Halbraum.

Bei hohen Frequenzen  $f$  erfolgt der Energietransport der Welle vorwiegend in der Wasserschicht, bei kleinen im Untergrund.

Dispersion of elastic waves in a water layer over a solid half space.

At high frequencies the main part of wave energy is concentrated on the water layer, at low frequencies on the underground.

schicht viel stärker auf die Hydrophonaufzeichnung als auf die Aufzeichnung des Vertikalgeophones einwirken. Hierdurch wäre eventuell die Beobachtung im Okerstausee zu erklären, daß das Verhältnis Nutz-/Störsignal beim Vertikalgeophon günstiger ausfällt als beim Hydrophon.

### Druckschwankungen im Wasser, die durch eine Scherwelle im Untergrund erzeugt werden

Für den Okerstausee hat CASTEN gezeigt, daß Scherwellen zu Druckschwankungen im Wasser führen können, die mit einem Hydrophon aufzunehmen sind. Wegen der bereits erwähnten extremen Bedingungen erscheint es jedoch gewagt, dieses Ergebnis auf andere Verhältnisse zu übertragen. Darum soll jetzt für ein typisches Beispiel, welches für die Nordsee zutreffen mag, die Reaktion von  $p$  und  $\dot{u}_3$  beim Auftreffen einer Scherwelle aus dem Untergrund ausgerechnet werden. Die dabei verwendeten Parameter sind folgende:

$$a_0 = 1540 \text{ m/sec}$$

$$a_1 = 1950 \text{ m/sec}$$

$$\rho_0 = 1,01 \text{ gr/cm}^3$$

$$b_1 = 1220 \text{ m/sec}$$

$$H = 100 \text{ m}$$

$$\rho_1 = 1,8 \text{ gr/cm}^3$$

$$h = 10 \text{ m}$$

Die Rechnung ist sehr aufwendig und soll deswegen hier nicht ausführlich dargestellt werden. Ein ebenes SV-Signal trifft unter dem Winkel  $i_s$  von unten auf den Meeresboden. Die von ihr erzeugten Druckschwankungen  $p$  und die Vertikal-komponente der Partikelgeschwindigkeit  $\dot{u}_3$  am Meeresboden werden in Abbildung 4 dargestellt. Mit wachsendem Einfallswinkel steigen  $p$  und  $\dot{u}_3$  an. Beide Seismogramme zeigen eine Folge von einzelnen Wellengruppen in gleichbleibenden Zeitabständen. Diese sind gemäß Abbildung 2 durch ein System von Kompressionswellen in der Wasserschicht zu erklären, die auf einem Zick-Zack-Weg zwischen Wasseroberfläche und Meeresboden hin- und herlaufen. Bei jeder Reflexion am Meeresboden geben sie einen Teil ihrer Energie durch die Erzeugung von  $P$ - und  $S$ -Wellen an den Untergrund ab. Das hat zur Folge, daß die Amplituden der Wellen in der Wasserschicht mit dem Grade der Reflexion abnehmen. Die Signale von  $p$  haben eine von  $\dot{u}_3$  abweichende Gestalt. Das liegt daran, daß in  $h = 10 \text{ m}$  Tiefe das einfallende mit dem an der Wasseroberfläche reflektierten  $P$ -Signal interferiert. Bei den  $\dot{u}_3$ -Seismogrammen spielt diese Interferenz wegen der großen Wassertiefe von  $H = 100 \text{ m}$  keine Rolle. Mit zunehmendem Einfallswinkel  $i_s$  rücken die Einsätze der multiplen Reflexionen immer dichter zusammen, bis sie schließlich beim Erreichen des kritischen Winkels  $i_s = i_{cr} = \arcsin(b_1/a_0) = 51^\circ$  mit dem ersten Einsatz zusammenfallen. Wenn dieser kritische Winkel überschritten wird, entsteht im Wasser keine homogene  $P$ -Welle mehr, die zu einer Folge von Einzelsignalen führt. Man bekommt statt dessen ein System von inhomogenen  $P$ -Wellen. Für die Druckschwankung  $p$  hat das zur Folge, daß besonders tieffrequente Signalanteile wegen der Nähe der druckfreien Oberfläche kaum einen Beitrag liefern. Das gleiche trifft aber auch für die besonders hochfrequenten Anteile

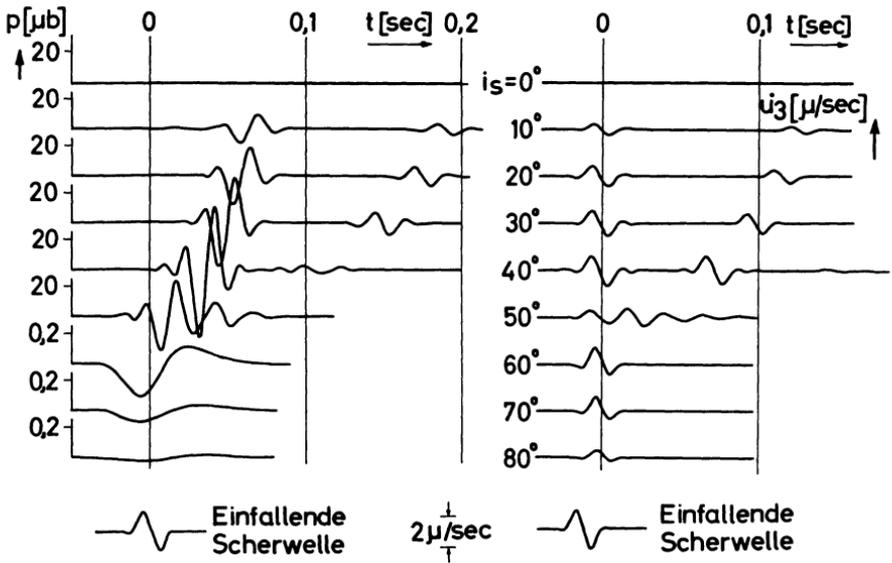


Abb. 4: Synthetische Seismogramme von  $\dot{u}_3$  und  $p$  beim Auftreffen einer SV-Welle auf den Meeresboden.

Beim Überschreiten eines kritischen Einfallswinkels  $i_c = 52^\circ$  werden die Druckamplituden  $p$  sehr klein.  $\dot{u}_3$  dagegen ergibt noch mäßig große Amplituden.

Synthetic seismograms of  $\dot{u}_3$  and  $p$  in the case of a SV-wave incident on the sea bottom.

When the angle of incidence exceeds the critical value of  $52^\circ$ , only small amounts of pressure variations  $p$  are observed. On the other hand  $\dot{u}_3$  shows moderate amplitudes.

im Spektrum des einfallenden Signales zu. Für diese ist nämlich der Abstand zum Meeresboden, gemessen in Einheiten von Wellenlängen, zu groß. Aus diesem Grunde besitzt das Signal von  $p$  eine völlig andere Gestalt als das von  $\dot{u}_3$ . Mit zunehmendem Einfallswinkel  $i_s$  nehmen  $p$  und  $\dot{u}_3$  ab, jedoch  $p$  rascher als  $\dot{u}_3$ . Daraus folgt, daß ein Vertikalgeophon eher zur Aufnahme der Scherwelle mit  $i_s > 52^\circ$  geeignet ist als ein Hydrophon.

Wenn eine ebene Scherwelle konstanter Frequenz  $\omega$  und der Partikelgeschwindigkeit  $S(\omega)e^{i\omega t}$  auf den Meeresboden trifft, erhält man als Druckschwankung

$$p = P(\omega) e^{i\omega t} = S(\omega) \cdot \dot{U}(\omega) e^{i\omega t} \quad (\omega = 2\pi f)$$

wobei  $\dot{U}(\omega)$  die „Übertragungsfunktion“ darstellt. Diese charakterisiert die in den Seismogrammen deutlich merkbare Filterwirkung auf  $p$ . In Abbildung 5 wird die Übertragungsfunktion  $\dot{U}(\omega)$  für verschiedene Einfallswinkel  $i_s$  angegeben. Daran sieht man, daß nur ein ganz bestimmtes Frequenzband aus dem Spektrum der einfallenden

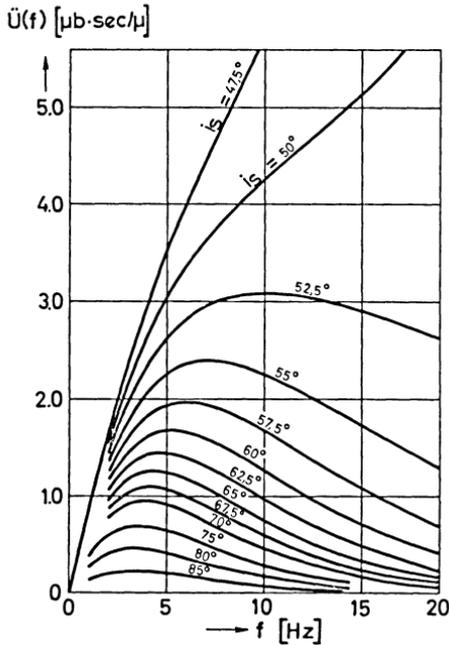


Abb. 5: Übertragungsfunktion  $\dot{U}(f)$  für Druckschwankungen  $p$  im Wasser beim Auftreffen einer SV-Welle aus dem Untergrund.

Transmission function  $\dot{U}(f)$  valid for pressure variations  $p$  in water in the case of SV-waves incident on the sea bottom.

Welle zu den Druckschwankungen  $p$  beiträgt. Die mittlere Frequenz nimmt mit dem Einfallswinkel langsam ab.  $\dot{U}(\omega)$  hängt außerdem von der Eintauchtiefe  $h$  und der Wassertiefe  $H$  ab, was aus den eben angestellten Überlegungen sofort verständlich wird.

### Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden einige Überlegungen zur Messung mit Hydrophonen angestellt. Ein Hydrophon eignet sich im Flachwasserbereich viel besser als ein Vertikalgeophon zur Aufnahme des Wasserschalles. Andererseits wird damit verständlich, daß eine Hydrophonaufzeichnung anfälliger gegen hochfrequente akustische Störungen, die aus dem Wasser herrühren, ist. Solche Störungen können durch Seegang, Strömungen und die Motoren- und Bugwellengeräusche von Schiffen hervorgerufen werden.

Dann wird eine Berechnung von synthetischen Seismogrammen der Druckschwankungen  $p$  und der Vertikalkomponente der Partikelgeschwindigkeit  $\dot{u}_3$  vorgelegt.

Wenn die *S*-Wellengeschwindigkeit im Untergrund kleiner ist als die *P*-Wellengeschwindigkeit im Wasser, gibt es einen kritischen Einfallswinkel, oberhalb dessen fast keine Druckschwankungen mehr auf das Wasser übertragen werden. Dieser Effekt wird durch die Entstehung von inhomogenen *P*-Wellen im Wasser erklärt. Er führt dazu, daß Schwerwellen nur innerhalb eines bestimmten Frequenzbandes Druckschwankungen im Wasser hervorrufen. Dieses bevorzugte Frequenzband hängt vom Einfallswinkel der Scherwelle, von der Eintauchtiefe des Hydrophones und von der Wassertiefe ab.

### Danksagung

Diese Arbeit ist durch die von der Deutschen Forschungsgemeinschaft finanziell unterstützten Untersuchungen seismischer Wellenausbreitung im Okerstausee 1967 möglich geworden. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei an dieser Stelle für diese Hilfe gedankt.

### Literatur

CASTEN, U., K. R. CHOWDHURY und R. GUTDEUTSCH: Anlage, Durchführung und Analyse von Hydrophon- und Geophonregistrierungen bei seismischen Messungen im Okerstausee. Hamburger Geophysikalische Einzelschriften, Heft 12, 1969



## The Electrical Conductivity of Some Samples of Natural Olivine at High Temperatures and Pressures

M. SCHOBER, München<sup>1)</sup>

Eingegangen am 8. April 1971

*Summary:* The electrical conductivity of some samples of natural olivine has been determined in a belt high-pressure apparatus at pressures up to 60 kbar and temperatures up to 1200°C. Hereby the conductivity was measured at different temperatures while the pressure was kept constant. Irreversible changes in the samples during the measurement (alterations of grain boundaries and/or oxidation from Fe<sup>2+</sup> to Fe<sup>3+</sup>) gave irreversible conductivity values for increasing and decreasing temperature. The conductivity was much higher for a certain temperature in the decreasing cycle. This effect could be avoided by using polycrystalline samples which were presintered to compact pieces at 1200°C under controlled oxygen pressure. To prevent any oxidation of the sample during the conductivity measurement the oxygen pressure was controlled in the belt by a buffer method. In the pressure and temperature range investigated the conductivity  $\sigma$  can be described by the equation

$$\sigma = \sum_i \sigma_i \exp(-E_i/kT).$$

The conductivity is increased by pressure, the activation energy  $E_i$  is decreased by pressure in all temperature ranges investigated. For the determination of the conductivity mechanism the HALL effect was measured up to 650°C (without pressure) and the thermoelectric power up to 700°C at 20 kbar. The HALL constant and the thermoelectric power are negative indicating electronic conductivity. From the known global conductivity distribution in the Earth mantle deduced from magnetotelluric data and with the assumption that olivine is its main constituent one can calculate a temperature of 800°C in 100 km depth. The upper limit down to 400 km depth is 1000°C.

*Zusammenfassung:* Die elektrische Leitfähigkeit von einigen Proben natürlichen Olivins wurde in einer „belt“-Apparatur bei Drucken bis 60 kbar und Temperaturen bis 1200°C gemessen. Dabei stimmen die Abkühlkurven der elektrischen Leitfähigkeit nicht mit den Aufheizkurven überein, was auf irreversible Veränderungen in der Probe zurückzuführen ist. Da eine mögliche Veränderung eine Oxidation von Fe<sup>2+</sup> zu Fe<sup>3+</sup> sein kann, wurden die Messungen der Leitfähigkeit bei definiertem Sauerstoffpartialdruck mit Hilfe einer Puffermethode durchgeführt. Obwohl in dem Olivin keine Oxidation oder Ausscheidung beobachtet werden konnte, war auch in diesem Fall die Abkühlkurve von der Aufheizkurve verschieden. Übereinstimmende Aufheiz- und Abkühlkurven wurden erst nach einer speziellen Vorsinterung der pulverförmigen Olivinproben erhalten. Es wird deshalb vermutet, daß auch bei höheren

<sup>1)</sup> Dr. M. SCHOBER, Institut für Angewandte Geophysik der Ludwig-Maximilians-Universität München, 8 München 2, Richard-Wagner-Straße 10.

Drucken Effekte an den Korngrenzen für die elektrische Leitfähigkeit wichtig sein können. Für die untersuchten Druck- und Temperaturbereiche erfüllt die elektrische Leitfähigkeit  $\sigma$  die Gleichung

$$\sigma = \sum_i \sigma_i \exp(-E_i/kT).$$

Die elektrische Leitfähigkeit nimmt mit steigendem Druck zu, die Aktivierungsenergie  $E_i$  nimmt bei allen Temperaturen mit steigendem Druck ab. Zur Bestimmung des Leitungsmechanismus im natürlichen Olivin wurde der HALL-Effekt bei Temperaturen bis 650°C (ohne Druck) und die Thermospannung bis 700°C bei einem Druck von 20 kbar gemessen. Die HALL-Konstante hatte ebenso wie die Thermospannung negatives Vorzeichen, was auf negative Ladungsträger (Elektronen) hinweist. Die gemessenen Leitfähigkeiten wurden mit Werten verglichen, die mit Methoden der Magnetotellurik gewonnen worden sind. Unter der Annahme, daß Olivin ein Hauptbestandteil des oberen Mantels ist, ergibt sich für die globale Temperaturverteilung in einer Tiefe von 100 km etwa 800°C. Die obere Grenze der Temperatur bis 400 km Tiefe liegt bei etwa 1000°C.

## Introduction

The electrical conductivity of the Earth's mantle has been estimated from magnetotelluric measurements by several authors [e. g. LAHIRI and PRICE 1939, ANGENHEISTER 1963, BANKS 1969, PRICE 1970, SCHMUCKER 1970]. A comparison of these conductivity estimations with laboratory measurements of conductivity on possible mantle materials gives indications of the temperature distribution and the composition in the Earth's mantle.

Several authors studied the temperature and pressure dependence of the electrical conductivity of possible mantle material. HUGHES [1955] investigated natural peridotite at pressures up to 8.5 kbar and temperatures up to 1597°K. PARKHOMENKO and BONDARENKO [1963] measured the electrical conductivity of natural peridotite and amphibole at pressures up to 40 kbar and temperatures up to 400°C. BRADLEY, JAMIL and MUNRO [1964] measured the conductivity of synthetic olivines of different compositions up to 47 kbar and 700°C. HAMILTON [1965] and SCHULT and SCHOBER [1969] studied the conductivity of natural olivine up to 42 kbar and 950°C.

The purpose of this paper is to determine the electrical conductivity of natural olivines (polycrystalline and single crystal) at pressures up to 60 kbar and temperatures up to 1200°C.

## Sample preparation and experimental methods

The olivine samples were collected from DREISER Weiher/Eifel, Germany (polycrystalline sample), and Brazil (exact locality unknown; single crystal of gem quality). The chemical analyses are given in Table 1.

All measurements were done with a "belt"—high-pressure apparatus. Pressures were checked at room temperatures by means of the Bi<sub>I-II</sub> (25.5 kbar) and the Tl<sub>II-III</sub> (36.7 kbar) transition by measuring electrical resistance of Bi and Tl wires. At higher

Table 1: Chemical analyses of the investigated olivines.

	Dreiser Weiher*	Brazil**	
SiO <sub>2</sub>	40,90	41,3	weight %
FeO	8,20	10,9	weight %
MgO	49,80	45,8	weight %
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0,79	traces	weight %
MnO	0,12	0,1	weight %
P <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	0,10	—	weight %
Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0,04	0,05***	weight %
TiO <sub>2</sub>	0,03	—	weight %
fayalite	8,6	11,7	mol %
forsterite	91,4	88,3	mol %

\* wet chemical analysis

\*\* analysis by means of a microprobe

\*\*\* Fe<sup>3+</sup> and Fe<sup>2+</sup> content was determined by wet chemical analysis

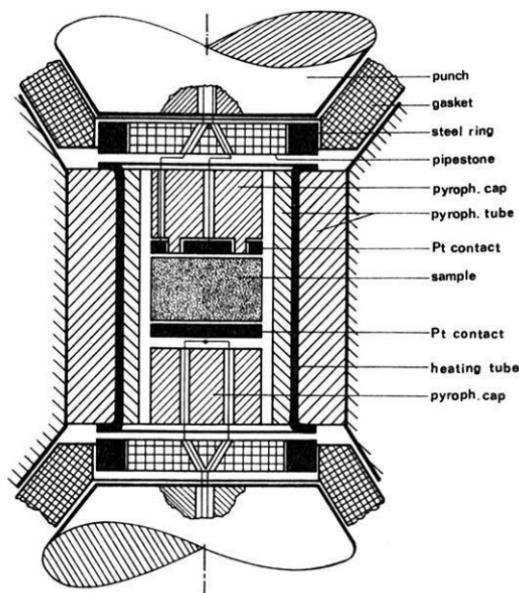


Fig. 1: Sample assembly in the "belt"-apparatus.

temperatures pressure was calibrated by means of the iron  $\alpha$ - $\gamma$  transition by observing the change of electrical resistance of an iron wire at constant pressure and varied temperature. Temperature was determined with chromel-alumel and Pt-Pt10Rh thermocouples. The influence of pressure on the thermoelectric power was accounted for according to HANNEMAN and STRONG [1966].

The sample space of the "belt" could be evacuated or filled with argon gas to avoid oxidation of the sample. During some conductivity measurements the oxygen pressure was controlled by a buffer method. Hereby the oxygen buffer Ni/NiO was placed around the sample. This way guaranteed the stability of olivine because the oxygen pressure of Ni/NiO buffer is nearly the same as that of olivine at high temperatures. The oxygen pressure of the buffer and the dependence upon temperature and pressure were taken from tables given by EUGSTER and WONES [1963].

The cylindrically shaped samples were 2 to 3 mm long and had a cross section of about 10 mm<sup>2</sup>. The polycrystalline samples were prepared by pulverizing grains and compressing the powder in a pellet press. The single crystals were grinded to the suitable dimension.

The electrical conductivity was measured with d.c. method using a guard ring to exclude surface currents. Platinum foils were used as electrical contacts. The sample space in the "belt"-apparatus and the guard ring assembly are shown in Fig. 1.

To eliminate the effect of polarization, readings were made as soon as possible after closing the circuit. Between readings the circuit was open and polarization could decay. Additional measurements with a.c. method showed no differences in conductivity.

### Experimental results

Electrical conductivity  $\sigma$  of investigated olivines can be described in the studied pressure and temperature range by an equation similar to that for semi-conductors

$$\sigma = \sum_i \sigma_i \exp(-E_i/kT)$$

where  $E_i$ 's are the activation energies of the various processes to which conductivity is due,  $k$  is BOLTZMANN'S constant and  $\sigma_i$ 's are constants (see Figs. 2—4).

As it is shown in Fig. 2 the reversibility of the conductivity as a function of temperature was very poor for polycrystalline samples. Apparently the irreversibility was not due to oxidation of Fe<sup>2+</sup> to Fe<sup>3+</sup> as the same effect appeared also under controlled oxygen pressure by the aid of a Ni/NiO buffer (no oxidation, see Fig. 2). This increase in conductivity may be attributed to alterations of the grain boundaries which can be a source of carriers and a relatively high-mobility channel for the movement of ions. Therefore the polycrystalline samples were sintered before each run at 20 kbar and 1200°C over 30 minutes with a Ni/NiO buffer to control the oxygen pressure. The results of the experiments of such treated samples are shown in Fig. 3. The reversibility of the electrical conductivity was now well enough to ensure

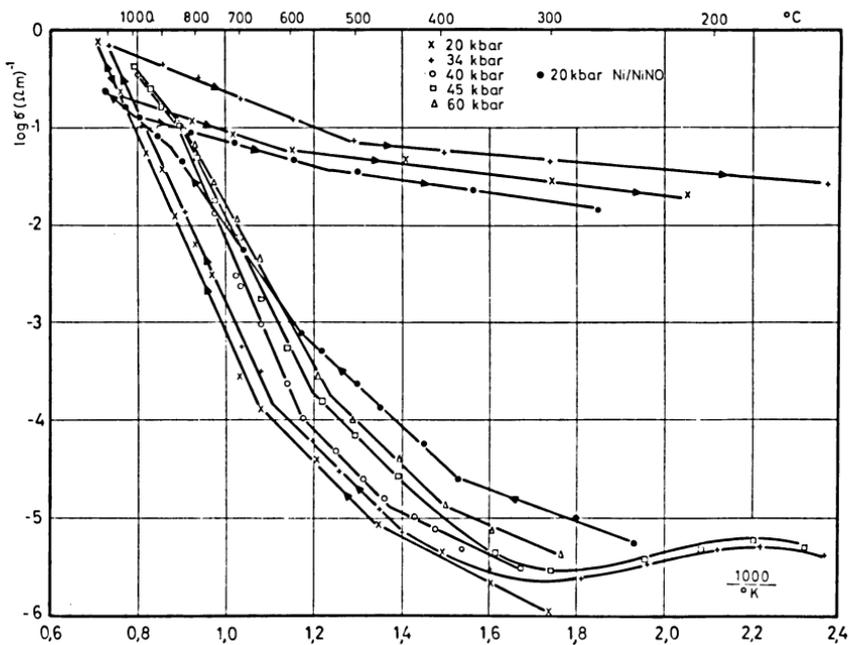


Fig. 2: Electrical conductivity of unsintered natural olivine from Dreiser Weiher (polycrystalline sample); full circles are measurements with Ni/NiO buffer.

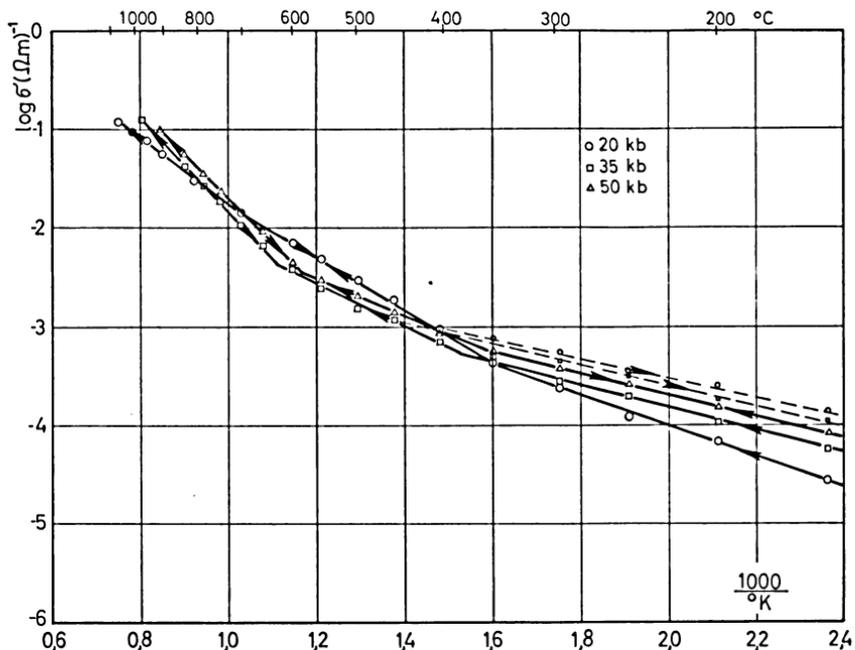


Fig. 3: Electrical conductivity for presintered natural olivine from Dreiser Weiher (polycrystalline sample) measured under controlled oxygen pressure (buffer: Ni/NiO).

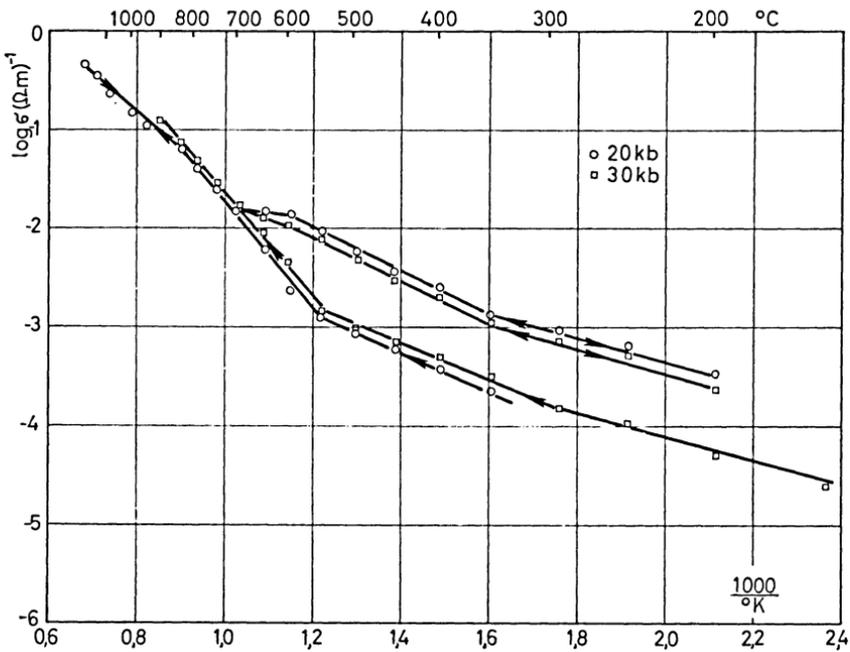


Fig. 4: Electrical conductivity of natural olivine (single crystal) from Brazil measured in the direction parallel to the c-axis. Oxygen pressure was controlled with a Ni/NiO buffer.

Table 2: Activation energies and  $\sigma_i$  values of natural olivines.

Olivine from Dreiser Weiher, sintered:

	$E_1$ (eV)	$\sigma_1$ ( $\Omega\text{m})^{-1}$	$E_2$ (eV)	$\sigma_2$ ( $\Omega\text{m})^{-1}$	$E_3$ (eV)	$\sigma_3$ ( $\Omega\text{m})^{-1}$
20 kbar	0,33	0,15	0,52	8,0	0,70	55
35 kbar	0,22	$2,8 \times 10^{-2}$	0,42	1,0	0,96	$1,2 \times 10^3$
50 kbar	0,21	$3,0 \times 10^{-2}$	0,37	0,47	0,83	$2,6 \times 10^3$
	20–350°C		350–650°C		700–1200°C	

Olivine from Brazil, single crystal:

	$E_1$ (eV)	$\sigma_1$ ( $\Omega\text{m})^{-1}$	$E_2$ (eV)	$\sigma_2$ ( $\Omega\text{m})^{-1}$	$E_3$ (eV)	$\sigma_3$ ( $\Omega\text{m})^{-1}$
20 kbar	0,23	$2,2 \times 10^{-2}$	0,39	$4,0 \times 10^{-1}$	1,09	$7,0 \times 10^3$
30 kbar			0,37	$3,2 \times 10^{-1}$	1,02	$3,6 \times 10^3$
	20–300°C		300–600°C		600–1300°C	

that no serious alteration occurred in the sample during heating. Similar nearly reversible conductivity curves were obtained for single crystals (Fig. 4). The conductivity was always increased by pressure. The values of activation energy  $E_t$  decreased in all temperature ranges investigated with increasing pressure. Values of  $E_t$ 's and  $\sigma_t$ 's are given in Table 2.

To determine the conductivity mechanism the HALL effect was measured up to 650°C (without pressure) and the thermoelectric power up to 700°C at 20 kbar. For the thermoelectric power measurements a modified "squeezer"-apparatus after GRIGGS and KENNEDY [1956] was used. Results are shown in Figs. 5a and 5b. The HALL constant and the thermoelectric power are negative indicating electronic conductivity.

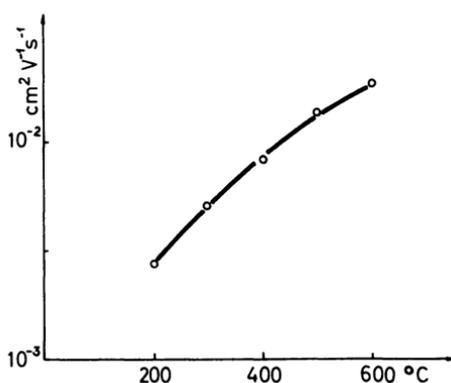


Fig 5a: Plot of HALL-mobility versus temperature for a natural olivine sample from Dreiser Weiher (without pressure).

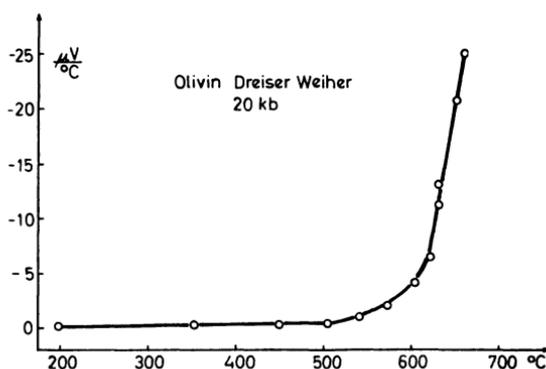


Fig. 5b: Plot of thermoelectric power versus temperature for a natural olivine sample from Dreiser Weiher. Measurements were done in a modified "squeezer"-apparatus at 20 kbar.

From these results and from the relatively low values of activation energy  $E_t$  [TOZER 1959] one can deduce: impurity or electronic conductivity for the low temperature region ( $< 650^\circ\text{C}$ ). For the high temperature region ( $> 650^\circ\text{C}$ ) electronic conductivity can be assumed. The electronic conductivity is probably due to a "hopping mechanism" originating from a transfer after the relation



At temperatures above  $1300^\circ\text{C}$  electronic conductivity is probably replaced by ionic conductivity. This is shown by measurements of PLUSCHKELL and ENGELL [1968] on synthetic forsterite.

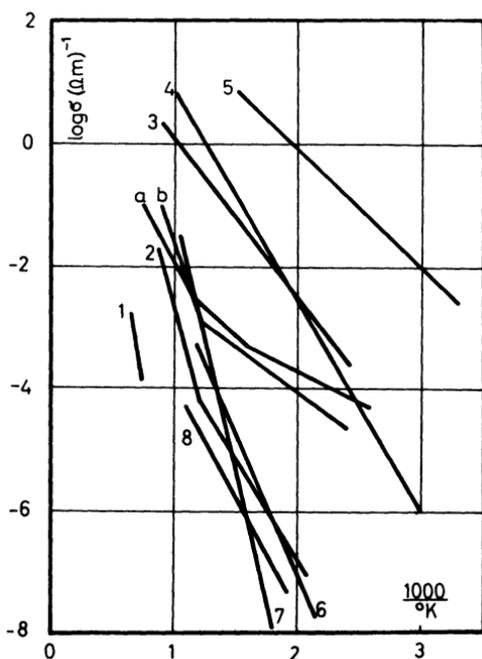


Fig. 6: Compilation of conductivity measurements on the olivine system:

- a olivine from Dreiser Weiher, 8,6% fayalite, presintered, 50 kbar, this work;
- b olivine from Brazil, 11,7% fayalite, single crystal, 30 kbar, this work;
- 1 peridotite, 10% fayalite, 10 kbar, HUGHES [1956];
- 2 olivine from Dreiser Weiher, 8,6% fayalite, unsintered, 24 kbar, SCHULT et al. [1969];
- 3 fayalite, 31 kbar, AKIMOTO AND FUJISAWA [1965];
- 4 fayalite, 23 kbar, BRADLEY et al. [1964];
- 5 fayalite, spinel modification, 35 kbar, BRADLEY et al. [1962];
- 6 olivine, 10% fayalite, 23 kbar, BRADLEY et al. [1964];
- 7 forsterite, 23 kbar, BRADLEY et al. [1964];
- 8 olivine, 10,4% fayalite, 21,6 kbar, HAMILTON [1965].

## Discussion

A compilation of the conductivity data obtained in these experiments and data from other authors is given in Fig. 6.

Fig. 7 shows a compilation of global conductivity distributions in the Earth's mantle derived from magnetotelluric data. From the known conductivity in the Earth's mantle and with the assumption that olivine is a main constituent of the mantle one can calculate an upper temperature limit of about  $800^{\circ}\text{C}$  at a depth of about 100 km. The upper limit down to 400 km depth lies between  $900$  and  $1000^{\circ}\text{C}$ . These values seem to be rather low compared with values of other authors [e.g. VERHOOGEN 1956]. TOZER [1951] however showed that there are indications from models of convection within the Earth's mantle that the temperature can be generally below  $1000^{\circ}\text{C}$  down to depths of several hundred kilometers.

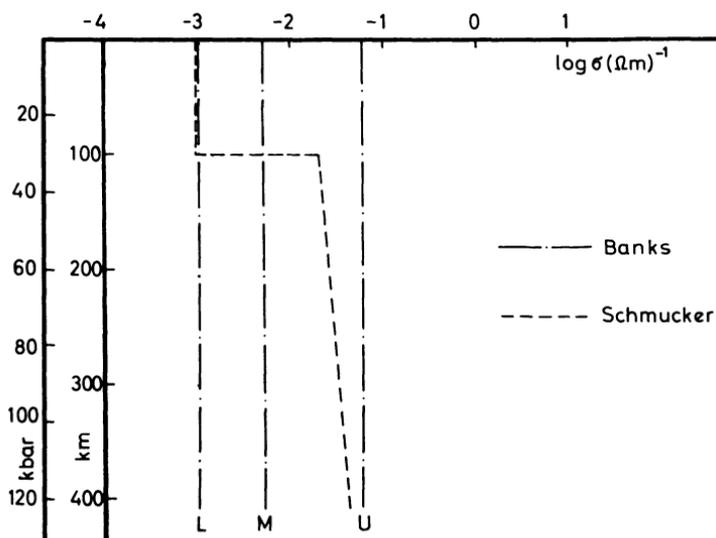


Fig. 7: Plot of electrical conductivity versus depth in the Earth calculated from magnetotelluric data. Lines *L* and *U* are lower and upper limits of conductivity after BANKS [1968]. Line *M* is BANK's best fitting value.

## Acknowledgements

The author is indebted to Prof. Dr. G. ANGENHEISTER for much valuable advice and information and to Dr. A. SCHULT for suggesting these experiments and for his help and encouragement throughout this work. Mr. H. DEMPEWOLFF was drawing the figures. The help of the DEUTSCHE FORSCHUNGSGEMEINSCHAFT is gratefully acknowledged.

## References

- AKIMOTO, S., and H. FUJISAWA: Demonstration of the electrical conductivity jump produced by the olivine-spinell transition. *J. Geophys. Res.*, 70, 443—449, 1965
- ANGENHEISTER, G.: Die Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit in der Erdkruste und im oberen Mantel. Protokoll über das Symposium Erdmagnetische Tiefensondierung, Salzgitter-Lebenstedt vom 10.—12. Okt. 1963
- BANKS, R. J.: Geomagnetic variations and the electrical conductivity of the upper mantle. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, 17, 457—487, 1969
- BRADLEY, R. S., A. K. JAMIL, and D. C. MUNRO: The electrical conductivity of olivine at high temperatures and pressures. *Geochim. Cosmochim. Acta*, 28, 1669—1678, 1964
- : Electrical conductivity of fayalite and spinel. *Nature*, 193, 965, 1962
- EUGSTER, H. P., and D. R. WONES: Stability relations of the ferruginous biotite, annite. *J. Petr.*, 3, 82, 1962
- GRIGGS, D. T., and G. C. KENNEDY: A simple apparatus for high pressures and temperatures. *Am. J. Sci.*, 245, 722, 1956
- HAMILTON, R. M.: Temperature variation of constant pressures of the electrical conductivity of periclas and olivine. *J. Geophys. Res.*, 70, 5679—5692, 1965
- HANNEMAN, R. E., and H. M. STRONG: Pressure dependence of the electromotive force of thermocouples to 1300°C and 50 kbar. *J. Appl. Phys.*, 36, 523—528, 1965
- HUGHES, H.: The pressure effect on the electrical conductivity of peridot. *J. Geophys. Res.*, 60, 187—191, 1955
- LAHIRI, B. N., and A. T. PRICE: Electromagnetic induction in non uniform conductors, and the determination of the conductivity of the Earth from terrestrial magnetic variations. *Phil. Trans. Roy. Soc. Ser. A*, 237, 509—540, 1939
- PARKHOMENKO, E. J., and A. T. BONDARENKO: An investigation on the electrical resistivity of rocks at pressures up to 40000 kg/cm<sup>2</sup> and temperatures up to 400°C. *Izv. Nauk. SSSR, Geofiz. Ser.*, 12, 1106—1111, 1963
- PLUSCHKELL, W., and H. J. ENGELL: Ionen- und Elektronenleitung in Magnesiumorthosilikat. *Ber. Dtsch. Keram. Ges.*, 45, 388, 1968
- PRICE, A. T.: The electrical conductivity of the Earth. *Quat. J. Roy. Astr. Soc.*, 11, 23—42, 1970
- SCHMUCKER, U.: An introduction to induction anomalies. *J. Geomagn. Geoelectr.*, 22, 9—33, 1970
- SCHULT, A., and M. SCHOBER: Measurement of electrical conductivity of natural olivine at temperatures up to 950°C and pressures up to 42 kbar. *Z. Geophys.*, 35, 105—112, 1969
- TOZER, D. C.: The electrical properties of the Earth's interior. In: *Physics and Chemistry of the Earth 3*, Editors: L. H. AHRENS, F. PRESS, RANKAMA, K., and S. K. RUNCORN. London: Pergamon Press 1959
- : Temperature, conductivity, composition and heat flow. *J. Geomagn. Geoelectr.* 22, 35—51, 1970
- VERHOOGEN, J.: Temperatures within the Earth. In *Physics and Chemistry of the Earth 1*, Editors: L. H. AHRENS, K. RANKAMA, and S. K. RUNCORN. London: Pergamon Press 1956

## **Zur objektiven Beurteilung der festigkeitsmechanischen Eigenschaften von Fels durch geoelektrische Messungen**

### **Goelectrical measurements for evaluation of the characteristics of mechanical strengt of rock**

V. FRITSCH und A. F. TAUBER, Wien<sup>1)</sup>

Eingegangen am 1. Oktober 1970

*Zusammenfassung:* Im Bereiche einer Rutschzone wurden geoelektrische Messungen durchgeführt, um das kompakte Felsgestein gegenüber dem gestörten abzugrenzen. Dazu wurden die Widerstandsschwankungen in Abhängigkeit von den meteorologischen Verhältnissen beobachtet. In den gestörten Zonen sind diese wesentlich größer als in den kompakten.

*Summary:* Goelectric measurements were taken in the area of a sliding plane, in order to draw the boundaries between solid rock and the disturbed ground. For this purpose, the resistance variations in dependance upon the meteorological relations were observed. These are considerably greater in the disturbed areas than in the solid places.

Nach einen Felssturz im Jahre 1969 zwischen Stiefern und Althofen im Kamptal, N.Ö., wurden von der Versuchsanstalt für Geoelektrik und Blitzschutz in Wien Untersuchungen durchgeführt, um den felsmechanischen Zustand des Gesteins zu erfassen und objektive Kriterien für die Eingrenzung festigkeitsmechanisch ungünstiger Bereiche zu finden. Hiebei wurde eine Methodik angewandt, deren Grundlagen und Ergebnisse im folgenden kurz behandelt werden sollen.

#### **a) Geologische Gegebenheiten**

Das Kamptal, ein in kristalline Schiefer der Böhmisches Masse tief eingeschnittenes Tal mit z. T. steilen Felswänden, quert auf 3 km Länge einen Glimmerschieferzug mit Amphibolit-Einlagerungen der von Kromau im Norden über Frain, Geras, Messern, Horn und Stiefern nach Langenlois zieht und die Ostgrenze des Moldanubicum gegen das Moravicum bildet. Bei Stiefern sind diesem Glimmerschieferzug mehrfach NNO—SSW gestreckte Schollen von Gneis eingelagert. Gneis bildet größtenteils auch sonst den Gesteinsuntergrund des Kamptales.

<sup>1)</sup> Prof. Dr. VOLKER FRITSCH und O.R.Rat Dr. A. F. TAUBER, A-1030 Wien, Arsenal, Objekt 3, Staatl. aut. Versuchsanstalt für Geoelektrik und Blitzschutz.

Innerhalb der Gesteinsserien, die das Kamptal durchquert, stellt dieser Glimmerschieferzug ohne Zweifel den festigkeitsmechanisch minderwertigsten Anteil dar. Die Glimmerschiefer sind wegen ihres Gefüges ungleich verwitterungsanfälliger als die Gneise und daher meist beträchtlich stärker zersetzt. An der Felssturzstelle zwischen Stiefern und Althofen selbst liegen bankartige Linsen von kompaktem, aber durch Kluftscharen stark zerbrochenem Glimmerschiefer vor, die von 5–25 cm mächtigen Gesteinspaketen umhüllt werden. Diese bestehen aus dünn- und dünnstplattigen Lagen brauner, stark zersetzter Mineralgefüge, die mitunter nur wenige mm dick sind. Diese dünnplattigen Schiefer sind teilweise so stark zermürbt, daß sie in der Hand zerrieben werden können. Ihnen sind zerbrochene Amphibolitlagen eingeschaltet. Als Ablösungsflächen fungieren nicht nur die Schieferungsflächen, sondern auch eine Anzahl größtenteils steil stehender Kluftscharen.

Der Gneis dieser Gebiete ist meist ebenfalls stark zerklüftet, zeigt aber in wesentlich geringerem Maße Schieferungsflächen und im allgemeinen einen erheblich geringeren Verwitterungsgrad. Stellenweise ist er früher zur Gewinnung von Straßenschotter herangezogen worden, so auch an einer Stelle nördlich von Zöbing, an der zu Vergleichszwecken ebenfalls geoelektrische Messungen durchgeführt wurden.

## b) Geoelektrische Grundlagen

Die gesteinsbildenden Mineralien an sich haben sehr hohe elektrische Widerstände. Dringt jedoch Wasser in das Gesteinsgefüge ein, so entstehen bekanntlich durch Hydrolyse und chemische Verwitterungsvorgänge mehr oder minder elektrolytreiche Lösungen. Feuchte Gesteine (worunter auch die sich trocken anführenden, „bergfeuchten“ Gesteine, die oft nur wenige Gewichts% Wasser enthalten, fallen), haben daher wesentlich geringere spezifische Widerstände. Bei frischen, nicht klüftigen Hartgesteinen sitzt dieses Wasser als Intergranularwasser in Form dünnster Häutchen an den Grenzen der einzelnen Mineralphasen. Durch chemische Verwitterung (Lösungsvorgänge) und physikalische Verwitterung (Temperaturspannungen im Mineralgefüge) erweitern sich auch die intergranularen Räume, die Wasseraufnahmefähigkeit des Gesteins steigt an und die elektrische Leitfähigkeit wird größer. Ganz allgemein läßt sich daher sagen daß die den Verwitterungsfaktoren zugänglichen Gesteinspartien geringere elektrische Widerstände (oft bis 200 ... 300  $\Omega\text{m}$  herab) zeigen, als frische unverwitterte Hartgesteine (bis über 10000  $\Omega\text{m}$ ) und daß der Widerstand mit fortschreitender Verwitterung absinkt.

Aber auch die Klüftigkeit beeinflußt die elektrische Leitfähigkeit der Hartgesteine. Sind die Klüfte luftefüllt, so wird natürlich die Leitfähigkeit des Gesteins vermindert, sind sie mit Wasser erfüllt, so steigt sie stark an, da das Kluftwasser infolge eines natürlichen Elektrolytgehaltes meist Widerstände von nur 20 bis 60  $\Omega\text{m}$  aufweist. Oberhalb des Grundwasserspiegels unterliegt die Wasserfüllung der Klüfte sehr starken meteorologisch bedingten Schwankungen. Mit diesen gehen aber auch Schwankungen des spezifischen elektrischen Widerstandes parallel.

Außerdem kommt der Einfluß der Temperaturschwankungen in Betracht, der aber meist relativ gering ist.

Meteorologische Schwankungen werden daher die elektrische Leitfähigkeit verschieden beeinflussen, je nachdem es sich um kompaktes oder stark gestörtes Gebirge handelt.

Bei kompaktem Gestein, das nur von wenigen Klüften durchzogen wird, wird bei einsetzenden Niederschlägen die Leitfähigkeit etwas zunehmen. Nach Aufhören der Niederschläge — oder auch des Schneeschmelzwasser — werden die Klüfte meist bald wieder den größten Teil ihrer Lösungen durch Abfluß verlieren und die Leitfähigkeit erlangt dann ungefähr den ursprünglichen Wert. Bei stark gestörtem Gebirge ist die Aufnahme an Niederschlagswasser zunächst viel stärker. Es wird also auch die Widerstandsänderung viel größer sein als bei kompaktem Gebirge. Hören die Niederschläge oder der Zufluß an Schneeschmelzwasser auf, so werden die Lösungen relativ bald ausfließen und die Leitfähigkeit wird rasch abfallen. Handelt es sich um ein stark zerstörtes Gebirge mit starkem Anteil an feinkörnigem Material, dann wird es sich mit den Lösungen vollsaugen und diese nur langsam abgeben. Die Leitfähigkeit geht dann nur langsam zurück.

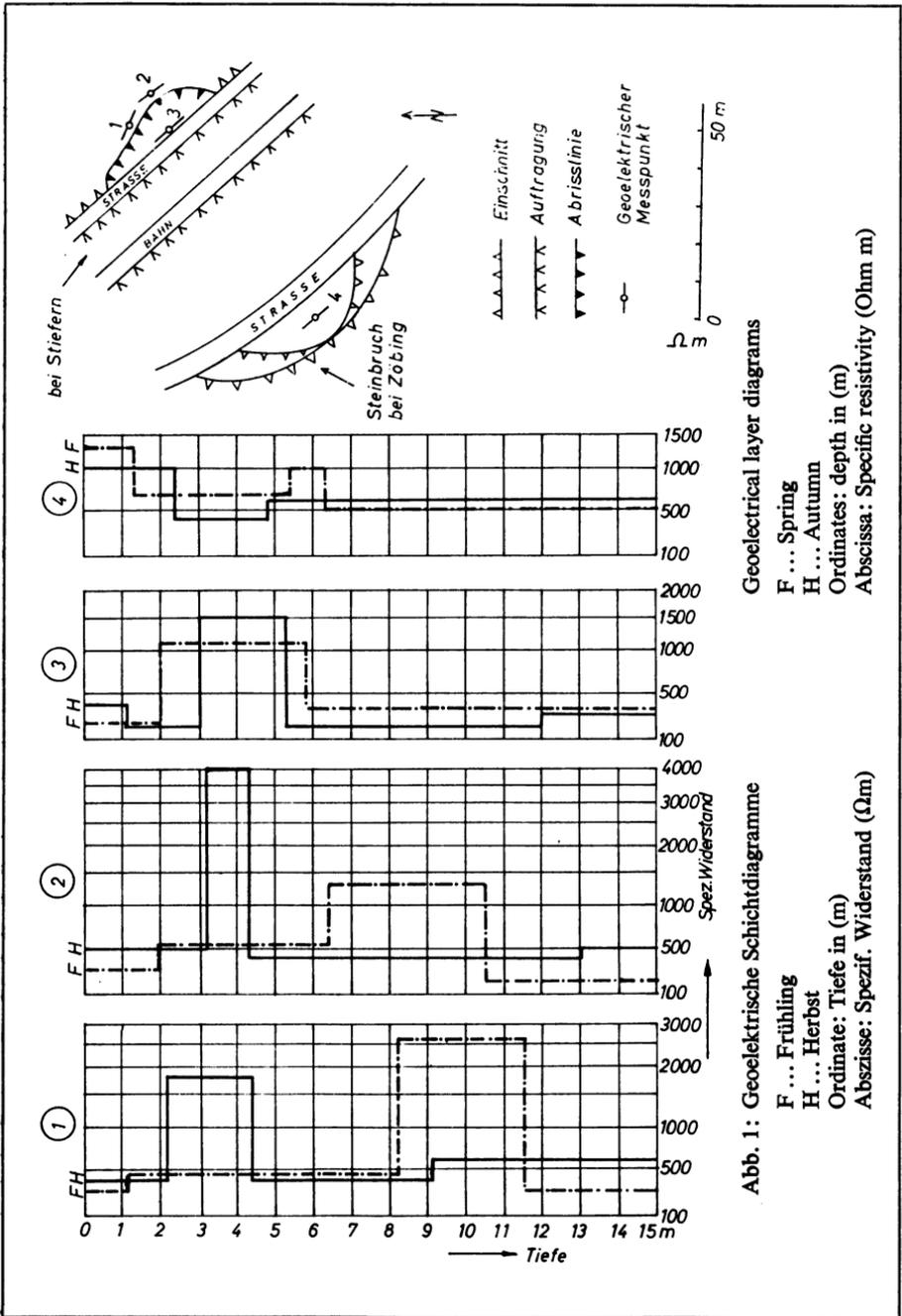
Praktisch bedeutet dies, daß Gesteine von ungefähr gleichem Hohlvolumen sich bei ungefähr gleichen meteorologischen Voraussetzungen geoelektrisch sehr verschieden verhalten können.

Will man also zwei verschiedene Gebirge miteinander vergleichen, so darf man nicht ihre jeweiligen spezifischen Widerstände bei gleichem meteorologischen Voraussetzungen miteinander vergleichen. Maßgebend sind vielmehr nur die Widerstandsschwankungen, die diese zeigen. Festes Gestein wird immer nur geringe Widerstandsänderungen zeigen, gestörtes dagegen große Schwankungen, deren zeitlicher Verlauf aber ganz verschieden sein kann.

Will man also zwei Gesteine in dieser Hinsicht geoelektrisch miteinander vergleichen, so muß man ihren spezifischen Widerstand unter möglichst verschiedenen meteorologischen Verhältnissen messen und dann die Schwankung dieses Wertes den weiteren Untersuchungen zugrunde legen. Man kann also z. B. vor und nach starken Niederschlägen messen oder eine Messung im Herbst und die andere im Frühjahr durchführen.

### **c) Geoelektrische Meßmethodik**

Auf diesen Überlegungen baut nun eine Methodik zur Erfassung des mechanischen Zerstörungsgrades von Hartgesteinen auf. Sie beruht im wesentlichen darauf, daß die Größe der meteorologisch bedingten Schwankungen mit der geoelektrischen Gesteinsstruktur verglichen und als Maßzahl des Zerstörungsgrades verwendet wird. Die geoelektrische Struktur wird mit dem Vierpunktverfahren mit kommutiertem Gleichstrom oder Wechselstrom bestimmt. Dieses Verfahren gestattet bekanntlich die Erfassung der geoelektrischen Schichten nach Tiefe, Mächtigkeit und geoelektrischem Widerstand.



Hiebei ist wichtig, daß die unter verschiedenen meteorologischen Voraussetzungen vermessenen Meßstellen exakt festgelegt sind. Man erreicht dies am besten durch fixe Anordnungen von Eisenelektroden und Eisensonden, die bis zur zweiten, unter anderen meteorologischen Voraussetzungen erfolgten Durchmessung unverändert im Boden verbleiben.

Im konkreten Fall wurden nun drei solcher Elektrodenanordnungen an der Felssturzstelle zwischen Stiefern und Althofen und zu Vergleichszwecken eine weitere im Gneis nördlich von Zöbing angelegt, die geoelektrische Sondierungen bis zu einer Aussageteufe von etwa 15 m, entsprechend einer maximalen Auslegung von  $2 \times 30$  m, gestatten. Die Diagramme zeigt Abb. 1. Die erste Durchmessung wurde im Herbst 1969 (H), die zweite im Frühjahr 1970 (F) durchgeführt.

Alle Meßstellen zeigten bei der zweiten Durchmessung (F) gegenüber der ersten Durchmessung (H) stark veränderte geoelektrische Strukturen, die vor allem durch verschieden starke Wasserführung der Klüfte und wasseraufnahmefähigen Gesteinspartien bedingt sind.

Multipliziert man den geoelektrischen Widerstand der einzelnen Schichten mit deren Mächtigkeit, addiert dann diese Werte bis zu der Aussageteufe von 15 m und dividiert die erhaltene Summe durch 15, so erhält man den durchschnittlichen spezifischen Widerstand des Gesteinskomplexes im Bereich einer geoelektrischen Sondierung bis 15 m Teufe. In der folgenden Tabelle sind die aus den Diagrammen abgeleiteten Werte zusammengestellt. Aus der Frühjahrs- und Herbstmessung wird der Mittelwert

$$D = \left( \frac{H + F}{2} \right)$$

berechnet und die Schwankungen werden dann auf diesen Wert bezogen.

Tabelle: Spezifische Widerstände des Untergrundes.

Gebiet	Meßpunkt	Durchschnittlicher spezifischer Widerstand in $\Omega\text{m}$ des Gesteins im Bereich bis 15 m Tiefe			Schwankungen des spezifischen Widerstandes	
		Herbst (H)	Frühling (F)	Mittel (D)	H-F ( $\Omega\text{m}$ )	$\frac{H-F}{D} \times 100$ (%)
Stiefern-Altenhof	1	693,3	853,3	773,3	-160,0	20,7
	2	698,7	617,3	658,0	+ 81,4	12,4
	3	440,0	495,3	469,7	- 51,3	11,0
Zöbing	4	632,0	626,7	629,4	+ 5,3	0,8

Wie bereits erwähnt, handelt es sich in Stiefern um stark gestörte Glimmerschiefer und Amphibolite, in Zöbing dagegen um recht kompakten Gneis. Diese verschiedenen felsmechanischen Eigenschaften kann man aus den Widerstandsschwankungen erkennen: In Zöbing sind diese Schwankungen minimal, in Stiefern aber mit 11 bis fast 21 % sehr beträchtlich. Dies erklärt auch den Umstand, daß bei Zöbing eine steile Steinbruchwand stehen kann, bei Stiefern es aber zu einem Felssturz kam.

Man kann dieses Verfahren noch weiter modifizieren. Es liefert jedenfalls einen Beitrag dazu, den felsmechanischen Zustand eines Gesteins in situ geoelektrisch zu erfassen.

**Briefe an den Herausgeber**

## **Magnetic $\Delta Z$ -Profile Across the Hon Graben, Libya**

A. SCHULT and H. SOFFEL, München<sup>1)</sup>

Eingegangen am 14. Januar 1971

The Hon graben in central Libya, which was first described by KNETSCH [1950], represents the most western tectonic element of the Sirte basin and forms a NNW—SSE-striking zone 260 km long and 40—60 km wide (Fig. 1 a and 1 b). Topographically the margins rise above the fault trough by 100—300 meters. While early stages of the graben structure date back to Upper Cretaceous, the graben structure in its present shape has been formed in Early Tertiary time. The top of the Paleocoic basement has its maximum depression of about 1800 meters in the southern part of the graben [KLITZSCH 1970].

The position of the  $\Delta Z$ -profile ( $Z$ : vertical component of the earth's magnetic field) is shown in Fig. 1 b as dark line. It has a total length of 100 km and follows the paved main road from about 15 km east of Waddan on the track from Waddan to Sirte westward through the oasis of Waddan, Hon and Socna towards the oasis of Bir Washka (B.W.), which represents the entrance into the basaltic area of Jebel es Soda. The measurements were carried out with a  $\Delta Z$  Torsion Magnetometer type "Minimag., (GM-59 B) from N.G.U. Trondheim, Norway. The instrument, when well leveled, has an accuracy of  $\pm 10$  gammas. The distances between the stations were 500 meters within the graben (here all points were measured twice) and 1—2 km outside the graben.

### **Discussion of the profile**

The averaged  $\Delta Z$ -profile is shown in Fig. 1 c together with the boundaries of the graben. Only the eastern 73 km are plotted. As can be seen from Fig. 1 c, there is a remarkable depression of the vertical field intensity of about 100 gammas within the

---

<sup>1)</sup> Dr. A. SCHULT and Dr. H. SOFFEL, Institut für Angewandte Geophysik, Universität München, 8 München 2, Richard-Wagner-Straße 10.

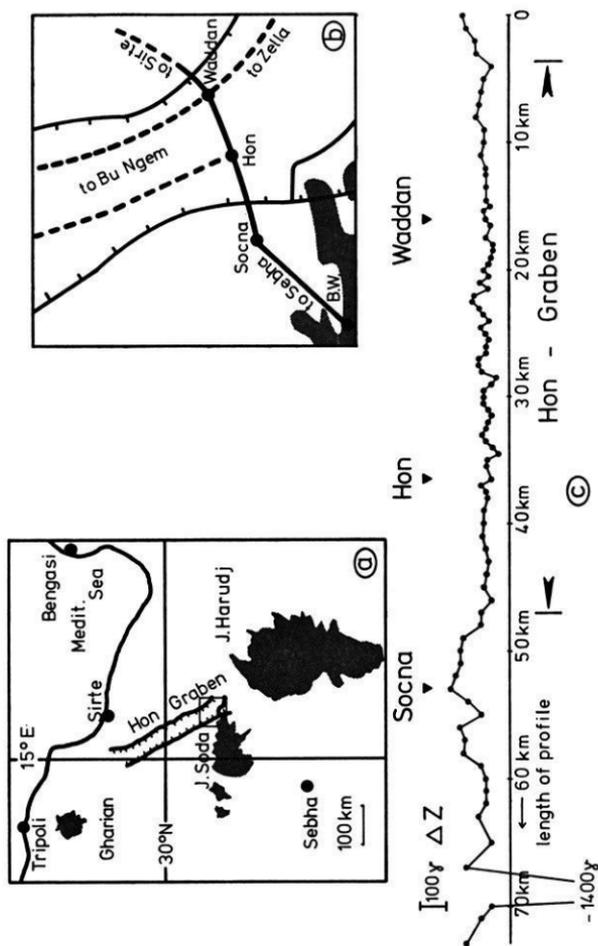


Fig. 1: a) Position of the Hon Graben in Libya. Shaded areas: Basalts.  
 b) Enlargement of the southern part of the Hon Graben and position of the  $\Delta Z$ -profile (heavy dark line) from Waddan to Bir Washka (B. W.) following the main road. Shaded area: Basalts of Jebel es Soda.  
 c) The eastern 73 km of the  $\Delta Z$ -profile across the Hon Graben.

graben with respect to the values at the escarpment. This may be due to a depression of the Paleocoic basement in that area, which is in agreement with geological observations. While the areas extending from the graben boundaries to about 8—10 km into the graben are characterized by very small field variations, quite remarkable anomalies with wave lengths of about 1,5 km and intensities of  $\pm 50$  gammas were found in the central part of the graben, which seem to indicate some symmetry (profile-km 27,5 as center). These anomalies might be due to magnetized bodies (eventually basaltic intrusions) in a depth of about 1,5 km, encouraging further measurements in that area.

The field anomalies found in the profile southwest of Socna (not entirely plotted in Fig. 1c) are mainly due to boulders and dike intrusions of basalts in that area and shall not be discussed here.

#### **Acknowledgment**

The measurements were carried out during a paleomagnetic sampling trip to Libya in 1970. The financial support of the Deutsche Forschungsgemeinschaft (Schu 274/1) is gratefully acknowledged. Special thanks are due to Prof. DAUD and Prof. GRAY from University of Tripoli and to Prof. ANGENHEISTER from University of Munich for their help and support.

#### **References**

- KLITZSCH, E.: Die Strukturgeschichte der Zentralsahara. Geol. Rdsch. 59, 459—527, 1970  
KNETSCH, G.: Beobachtungen in der libyschen Sahara. Geol. Rdsch. 38, 40—59, 1950

## Neue Rechtsschutzschriften (Patentschriften und dergl.) für Verfahren zur geophysikalischen Erkundung und Dichtebestimmung

Land:	Anmelde- tag:	Anmelder, Titel, Schriftentyp:	Code- No.:
BRD	15. 2. 67	Bolt Associates, Inc.: Verfahren und Einrichtung für die geologische Bodenforschung. Offenlegungsschrift	29 502
BRD	27. 5. 67	Schlumberger Technology Corp.: Verfahren zur Untersuchung unterirdischer Erdformationen. Offenlegungsschrift	29 503
BRD	6. 6. 67	Texas Instruments Inc.: Vorrichtung und Verfahren zur ozeanischen geophysikalischen Erforschung. Offenlegungsschrift	29 504
BRD	19. 7. 67	Vsesojuzny Nauchno-Issledovatel'sky Institut Metodiki i Tekhniki Razvedki: Verfahren zur geophysikalischen Erkundung von Erzlagerstätten. Offenlegungsschrift	29 505
BRD	28. 9. 67	Laboratorio Nacional de Engenharia Civil: Verfahren und Vorrichtung zur Bestimmung von Spannungen in Bodenformationen. Offenlegungsschrift	29 506
BRD	13. 9. 69	Prakla GmbH: Einrichtung zur Erzeugung seismischer Signale. Offenlegungsschrift	29 507
BRD	13. 8. 70	Western Geophysical Company of America: Verfahren zum seismischen Schürfen. Offenlegungsschrift	29 508
BRD	13. 8. 70	Anglo American Corporation of South Africa Ltd.: Einrichtung zur Verhinderung des Seegangflusses bei seismischer Vermessung des Meeresbodens. Offenlegungsschrift	29 509
BRD	28. 8. 70	Texas Instruments Inc.: Verfahren und System zur seismischen Bodenerforschung. Offenlegungsschrift	29 510
BRD	10. 12. 63	Schlumberger Well Surveying Corp.: Vorrichtung zur Dichtebestimmung bohrlochdurchteufter Erdformationen mittels Gammastrahlen. Patentschrift	29 511
BRD	9. 11. 70	Sté. de Prospection Electrique Schlumberger: Vorrichtung zur Ermittlung des elektrischen Widerstandes von Erdformationen. Auslegeschrift	29 512
DDR	18. 8. 70	Dipl.-Geophys. Dr. Chr. Oelsner: Verfahren und Anordnung zur geothermischen Prospektion, insbesondere an der Erdoberfläche. Patentschrift	29 513
Österr.	23. 4. 64	Dresser Industries, Inc.: Verfahren zur Untersuchung von Bodenformationen mittels einer Bohrlochsonde und Vorrichtung zu dessen Durchführung. Patentschrift	29 514
USA	18. 5. 67	Jury Ivanovich Bulgakov u. a.: Device For Detecting Ore Bodies By Measuring Unstable Electromagnetic Fields Excited By Magnetic Field Pulses. Patentschrift	29 515
USA	26. 9. 68	American Smelting and Refining Company: Geophysical Prospecting With Subsurface Propagated Electromagnetic Waves. Patentschrift	29 516
USA	30. 9. 68	Mobil Oil Corp.: Magnetic Array Method To Aid Relocation of Subsea Wells. Patentschrift	29 517
USA	9. 12. 68	McPhar Geophysics Ltd.: Three Coil System For Geophysical Prospecting Utilizing Magnetic Time Transients. Patentschrift	29 518
USA	13. 10. 69	John Modin: Specific Gravity Meter. Patentschrift	29 519

Die genannten Schriften können gegen eine Gebühr von DM 10,- pro Exemplar geliefert werden. Bestellungen hierfür sind an die folgende Firma zu richten:

**Helmuth Haack, D-2000 Hamburg 50, Altonaer Bahnhofstr. 108**

# Those who already know the

## Askania Seagravimeter Gss2

### (and who does not!)

### those should even give it a closer look:

No cross-coupling-effect  
due to translatory moved  
reference mass \* Analog and  
digital output \* Minor weight,  
small dimensions; easily  
serviceable by the use of  
integrated circuits.

Dimensions:  
sensor diameter 7",  
height 14"  
control electronics and  
power supply 19" rack (6)

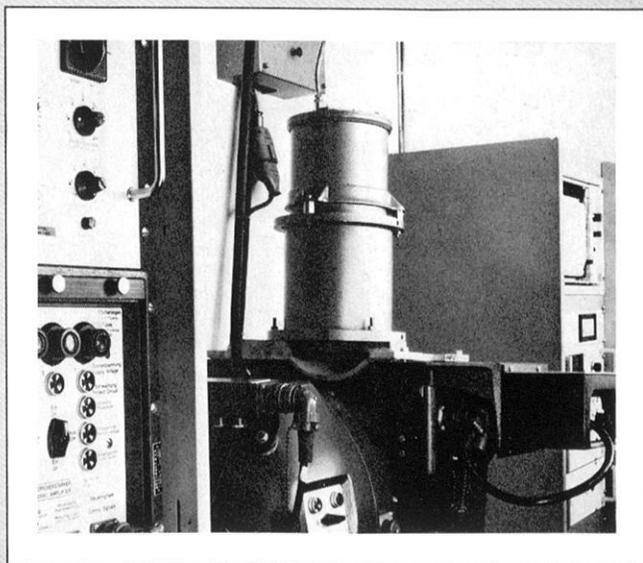
Weight of proof mass:  
27 p

Accuracy:  
static 0.1 mgal

dynamic with accelerations  
up to 0.1 g 0.2 mgal  
up to 0.2 g 0.5 mgal

CC-error free as proven by  
sea tests

Calibration:  
due to the translatory sensor  
calibration can also be  
accomplished by tilting. The  
instrument can also be  
applied for ship to land  
connection



## Because this one is really new.

## Its name: Askania Gss3.

Time constant:  
20 sec with sea motion  
reduction 10<sup>3</sup> times  
with 12-sec cycle

Electrical sensitivity:  
0.5 mgal/mV

Digital output:  
BCD 1-2-4-8, resolution  
0.1 mgal

Analog output:  
1V=100 mgal

Aren't you  
a little bit curious  
to learn  
details on  
this really new  
Seagravimeter?

Don't hesitate! 

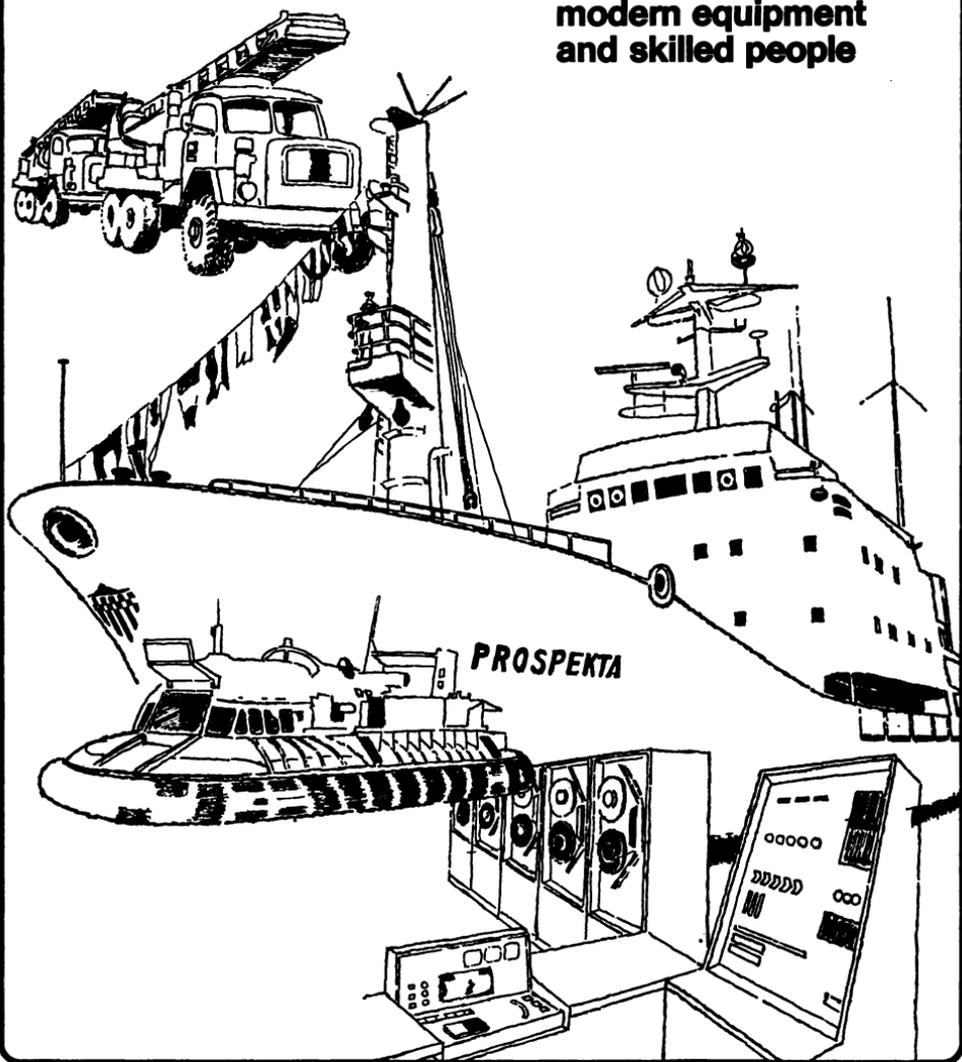
Please, contact  
Askania.  
Immediately!

Yes, of course, please hasten to submit  
detailed documents about ...  
this really new Seagravimeter Gss3  
meters, Borehole Tiltmeters, Magnetometers  
Geoelectric Equipments, Barometers)  
delivery programme (e.g. Seismo-  
meters, Borehole Tiltmeters, Magnetometers  
Geoelectric Equipments, Barometers)  
Please, don't forget your address (calling card will do)

**ASKANIA**  
Telefax 01 84 348 4444  
Großbeerenstr. 2-10  
D 1 Berlin 42

# Since more than 50 years

complete geophysical  
service to the industry  
always with  
modern equipment  
and skilled people



**PRAKLA-SEISMOS GMBH · 3000 HANNOVER · HAARSTRASSE 5  
P.O. BOX 4767 · PHONE: 8 07 21 · TELEX: 9 22847 · CABLE: PRAKLA  
GERMANY**

Amsterdam · Ankara · Brisbane · Djakarta · Kuala-Belait · Lima · London  
Madrid · Milan · Rangoon · Rio de Janeiro · Teheran · Tripoli · Vienna

