

# Zeitschrift für Geophysik

Band 35

1969

Heft 2

## Inhaltsverzeichnis

SCHULT, A., and M. SCHÖBER: Measurement of electrical conductivity of natural olivine at temperatures up to 950 °C and pressures up to 42 kbar . . . . .	105
STROBACH, K.: Über die Natur der elastischen Wellen der Seegangs-Mikroseismik . . . . .	113
FUCHS, K.: On the properties of deep crustal reflectors . . . . .	133
VOPPEL, D.: Ein Spulentheodolit zur Messung der erdmagnetischen Komponenten mit dem Protonenmagnetometer . . . . .	151
FRITSCH, V., und A. F. TAUBER: Geoelektrische Untersuchungen von Salzwasservorkommen	161
BEHRENS, J., und L. DRESEN: Eine Möglichkeit zur Laufzeitbestimmung reflektierter Wellen im Bereich der kritischen Entfernung . . . . .	175
WEIDELT, P.: Zur Tiefenlage und Größe des Dichtemaximums der induzierten Erdströme	191
Briefe an den Herausgeber: ISRAËL, H., und N. NIX: Ein neues Verfahren zur Untersuchung von Kondensation und Verdampfung an Einzelteilchen von Kleinaerosolen	207
ROSE, G., und H. U. WIDDEL: Zur Möglichkeit des direkten Nachweises vertikaler Luftbewegungen im Höhenbereich 75–80 km . . . . .	211
Buchbesprechungen . . . . .	213



PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG

# ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

als zweimonatliche Publikation herausgegeben im Auftrag der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft von

W. Dieminger, Lindau/Harz

und

J. Untiedt, Braunschweig (als Stellvertreter)

unter Mitwirkung von

B. Brockamp †, Münster i. W. — A. Defant, Innsbruck — W. Hiller, Stuttgart — K. Jung, Kiel — E. A. Lauter, Kühlungsborn — O. Lucke †, Berlin — O. Meyer, Hamburg — F. Möller, München — H. Reich, Göttingen

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.

Jede Originalarbeit beginnt mit einer deutschen und einer englischen oder französischen Zusammenfassung.

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.

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 Maschinschrift mit handschriftlich eingetragenen Formeln druckfertig einzureichen und gesondert eine „Anweisung für den Setzer“ beizufügen, aus der zu ersehen ist, wie kursiver, gesperrter oder fetter Satz und griechische, gotische oder einander ähnliche Typen und Zeichen kenntlich gemacht sind (z. B. durch farbige Unterstreichung). Die Vorlagen für die Abbildungen sollen reproduktionsfertig (Tuschzeichnung) möglichst im Maßstab 2:1 eingesandt werden.

Die 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 559 83

Bank: Neue Sparcasse, Hamburg 24/115 28

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) 68,— DM, Einzelhefte 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 vom Verlag Walter de Gruyter, Berlin, 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 1969

# Measurement of electrical conductivity of natural olivine at temperatures up to 950°C and pressures up to 42 kbar

By A. SCHULT and M. SCHOBER, München<sup>1)</sup>

Eingegangen am 30. Juli 1968

*Summary:* The electrical conductivity of natural olivine—about 9 mole % fayalite ( $\text{Fe}_2 \text{Si O}_4$ ) and 91 mole % forsterite ( $\text{Mg}_2 \text{Si O}_4$ )—has been determined in a “squeezer” apparatus at pressures up to 42 kbar and at temperatures from 250°C to 950°C. Hereby the conductivity was measured at different temperatures while the pressure was kept constant. For the investigated pressure and temperature range the conductivity may be described by an extended “semiconductivity equation”

$$\sigma = \sigma_1 \cdot \exp(-E_1/kT) + \sigma_2 \cdot \exp(-E_2/kT).$$

The first term was dominant below 600°C, the second above 600°C. In the investigated pressure range the activation energy  $E_1$  decreased linearly with increasing pressure ( $dE/dp = -5,4 \cdot 10^{-3}$  eV/kbar) and amounted to about 0,9 eV at 0 kbar. The activation energy  $E_2$  was independent of pressure and amounted to 1,9 eV. The conductivity mechanism below 600°C may be due to impurity or electronic conductivity, above 600°C to electronic or ionic conductivity. The electrical conductivity of the investigated olivine was equal to  $2 - 3 \cdot 10^{-1} \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$  at 30 kbar and 1000°C (which corresponds to a depth of about 100 km in the earth).

*Zusammenfassung:* Die elektrische Leitfähigkeit von natürlichem Olivin — ca. 9 Mol % Fayalit ( $\text{Fe}_2 \text{Si O}_4$ ) und 91 Mol % Forsterit ( $\text{Mg}_2 \text{Si O}_4$ ) — wurde in einer „squeezer“ Apparatur bei Drücken bis 42 kbar und bei Temperaturen von 250°C bis 950°C gemessen. Während der Messung der Leitfähigkeit einer Probe wurde der Druck jeweils konstant gehalten und die Temperatur variiert. Die Temperaturabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit kann in dem untersuchten Druck- und Temperaturbereich durch eine erweiterte Halbleitungsgleichung

$$\sigma = \sigma_1 \exp(-E_1/kT) + \sigma_2 \exp(-E_2/kT)$$

beschrieben werden, wobei der erste Term unterhalb 600°C überwiegt, der zweite Term oberhalb 600°C. Die Aktivierungsenergie  $E_1$  hängt im untersuchten Druckbereich linear vom Druck ab ( $dE/dp = -5,4 \cdot 10^{-3}$  eV/kbar) und beträgt ca. 0,9 eV bezogen auf 0 kbar. Die Aktivierungsenergie  $E_2$  ergab sich als druckunabhängig und betrug 1,9 eV. Als mögliche Leitungsmechanismen unter 600°C werden Störstellen- und Elektronen-Leitung, über 600°C Elektronen- und Ionen-Leitung diskutiert. Die elektrische Leitfähigkeit des untersuchten Olivin betrug  $2 - 3 \cdot 10^{-1} \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$  bei 30 kbar und 1000°C (was einer Tiefe in der Erde von 100 km entspricht).

<sup>1)</sup> Dr. AXEL SCHULT, Dipl.-Phys., Institut für Angewandte Geophysik, 8 München 2, Richard-Wagner-Straße 10.

Dipl.-Geophys. MANFRED SCHOBER, Institut für Angewandte Geophysik, 8 München 2, Richard-Wagner-Straße 10.

## Introduction

The electrical conductivity of the earth's mantle has been estimated from magnetotelluric investigations by several authors (e. g. LAHIRI et al. (1939), CANTWELL et al. (1960), SWIFT (1967) further results have been summarized by TOZER (1959) and ANGENHEISTER (1963)). A comparison of these conductivity estimations with laboratory measurements of conductivity on possible mantle materials gives indications of relevance to the temperature and the composition of the mantle itself.

Previous experimental work on the electrical conductivity at high temperatures and high pressures on possible mantle material was done by HUGHES (1955), who investigated peridotite. BRADLEY et al. (1964) measured the conductivity of synthetic olivines of different compositions, AKIMOTO et al. (1965) of synthetic fayalite. HAMILTON (1965) studied natural periclase and olivines, PARKHOMENKO et al. (1965) peridotite. We have measured the electrical conductivity of a natural olivine (8,6 mole % fayalite, 91,4 mole % forsterite) up to 950°C and 42 kbar.

## Experimental procedure and results

The olivine sample was collected from Dreiser Weiher/Eifel, Germany. The wet chemical analysis is given in table 1. Omitting all impurities the fayalite content of the investigated olivine is 8,6 mole %.

A squeezer with external heating (GRIGGS et al. (1956)) was used as high pressure apparatus. The pressure apparatus and the sample assembly within the apparatus is shown in fig. 1 and 2. The sample wafers were prepared by grinding olivine grains into a powder and compressing the powder in a pellet press. The sample was confined by a pyrophyllite washer. Platinum foils were used as electrical contacts (see fig. 2).

Table 1: Wet chemical analysis of olivine from Dreiser Weiher/Eifel, Germany.

	wt %
Si O <sub>2</sub>	40,90
Mg O	49,80
Fe O	8,20
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0,79
Mn O	0,12
P <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	0,10
Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0,04
Ti O <sub>2</sub>	0,03
Na <sub>2</sub> O	traces
K <sub>2</sub> O	traces

Omitting all impurities fayalite content of the olivine is 8,6 mole %.

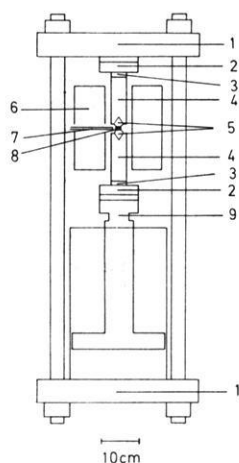


Fig. 1: Squeezer apparatus.

1 fixed plate of press; 2 water cooled plate; 3 electrical insulation (glimmer); 4 pusher; 5 anvils; 6 furnace; 7 thermocouple; 8 sample; 9 moving plate of press.

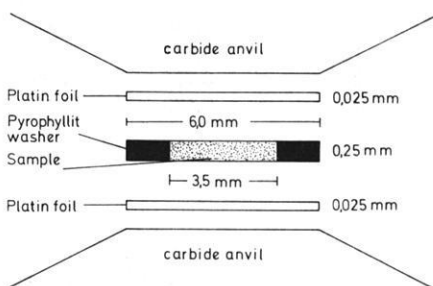


Fig. 2: Sample assembly in the squeezer.

Pressure calibration was done at room temperature by the Bi I—II transition (25,3 kbar) by measuring the resistance of a Bismuth wire which was imbeded in a olivine sample. In addition the pressure was calibrated between 600°C and 700°C by means of the iron  $\alpha$ — $\gamma$  transition (CLAUSSEN (1960), KAUFMAN et al. (1963), KENNEDY (1963), LEGER et al. (1966)) by observing the change of electrical resistance of an iron wire in the sample at constant pressure while temperature was varied. It turned out that the pressure on the sample for a certain load applied was almost independent of temperature. Error in pressure calibration was in the order of 10%—20%. Temperature was determined with a Pt—Pt/10 Rh thermocouple within  $\pm 5^\circ\text{C}$ .

The electrical conductivity for d. c. currents was measured by means of a galvanometer. Polarization effects could be minimized by making readings as soon as possible after closing the circuit and by letting the polarization decay away before making another reading. (This method was tested with good results by BRADLEY et al. (1964)).

Results of measurements are shown in fig. 3. The electrical conductivity of the investigated olivine can be represented in the studied pressure and temperature range by the equation

$$\sigma = \sigma_1 \exp(-E_1/kT) + \sigma_2 \exp(-E_2/kT) \quad (1)$$

where  $E_1$  and  $E_2$  are activation energies.  $T$  is the absolute temperature,  $k$  BOLTZ-MAN'S constant,  $\sigma_1$  and  $\sigma_2$  are conductivities at infinite temperature. Values of different constants at different pressures of equation (1) are given in table 2.

Fig. 4 gives the variation of activation energies  $E_1$  and  $E_2$  with pressure. It can be seen that the first term of equation (1) is dominant below about 600°C the second term

Table 2: Constants of equation (1) at different pressures for olivine from Dreiser Weiher/Eifel, Germany.

Pressure (kbar)	$E_1$ (eV)	$E_2$ (eV)	$\sigma_1$ ( $\Omega^{-1}\text{m}^{-1}$ )	$\sigma_2$ ( $\Omega^{-1}\text{m}^{-1}$ )
6	1,280	1,890	900	$1,2 \cdot 10^6$
12	1,080	1,890	130	$2,0 \cdot 10^6$
18	0,807	1,890	4	$4,7 \cdot 10^6$
24	0,725	1,890	2	$8,5 \cdot 10^6$
42	0,680	1,890	1	$4,5 \cdot 10^7$

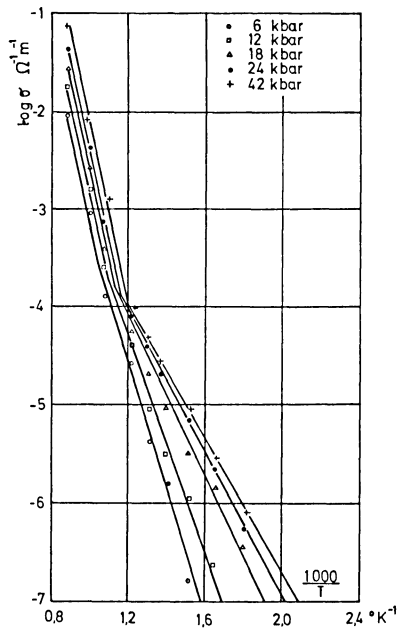


Fig. 3: Plot of  $\log_{10} \sigma$  versus  $1000/T$  at different pressures for olivine from Dreiser Weiher/Eifel, Germany.

above  $600^\circ\text{C}$ . Fig. 5 shows the conductivities of olivine from Dreiser Weiher/Eifel, Germany together with results from other authors. These results are compared with those of other authors in fig. 5. The variation of activation energy  $E_1$  with pressure obtained from several authors are listed in fig. 6.

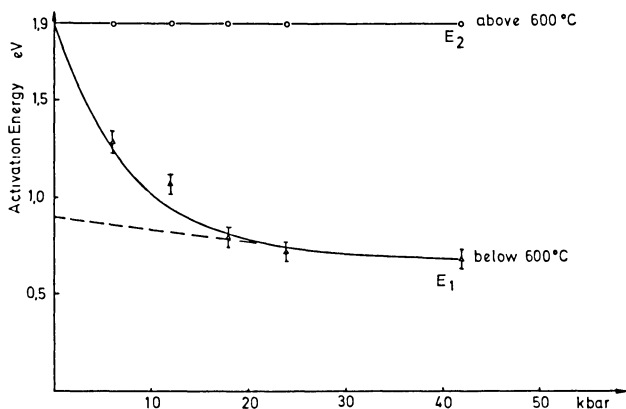


Fig. 4: Change of activation energy  $E_1$  and  $E_2$  with pressure of olivine from Dreiser Weiher/Eifel, Germany.

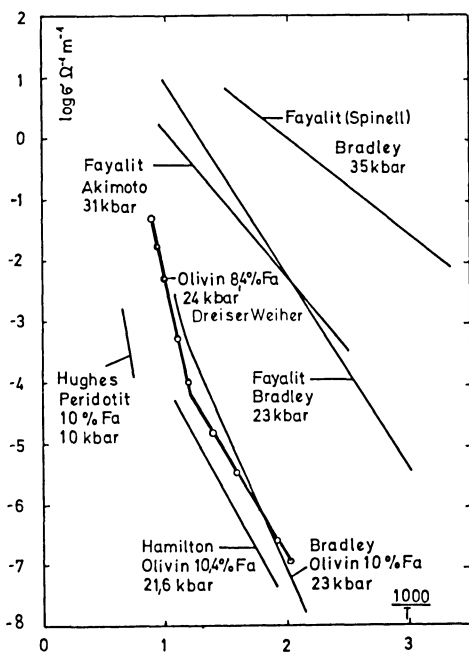


Fig. 5:  $\log_{10} \sigma$  versus  $1000/T$  for olivine from Dreiser Weiher compared with results of other authors.

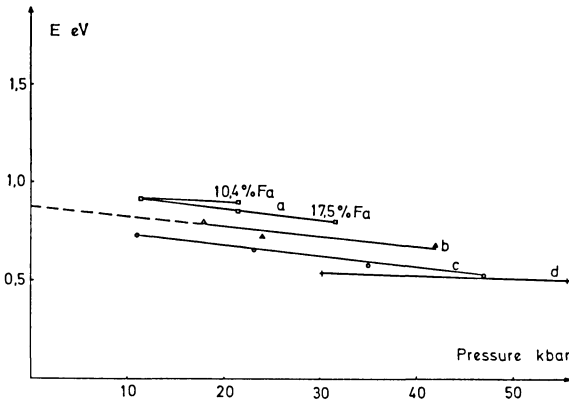


Fig. 6: Activation energy  $E_1$  versus pressure for olivine.

- |                                   |                           |
|-----------------------------------|---------------------------|
| a) HAMILTON (1965);               | c) BRADLEY et al. (1964); |
| b) Dreiser Weiher/Eifel, Germany; | d) AKIMOTO et al. (1965). |

## Discussion

For the low temperature region impurity conductivity or electronic conductivity are probably dominant. The activation energy decreases linearly with increasing pressure in this region ( $dE/dp = -5,4 \cdot 10^{-3}$  eV/kbar see fig. 4). The first term of equation (1) however is valid only for the temperature range from 250°C to 600°C. Below 250°C no observations could be made because of lack of sensitivity of our apparatus. The decrease of the activation energy with increasing pressure appears reasonable for electronic conductivity in a semiconductor (PAUL (1960)).

The value of  $dE/dp = -5,4 \cdot 10^{-3}$  eV/kbar is larger than the value found by optical measurements (RUNCORN (1956), BALCHAN et al. (1959), PITT (1967)). However there is not necessity for equivalence between the excitation processes for optical absorption and electrical conductivity (BRADLEY et al. (1964)).

For the high temperature region electronic or ionic conductivities can be assumed. The activation energy is constant (1,9 eV) with increasing pressure (fig. 4).

A comparison between our data and conductivities in the earth derived from magnetotelluric data is given in fig. 7. (Magnetotelluric values in fig. 7 after CANTWELL et al. (1960), ANGENHEISTER (1963), SWIFT (1967)). Conductivity of the olivine was calculated for several assumed temperature distributions in the earth ( $T_I$  and  $T_{II}$  after ANGENHEISTER (1963) and  $T_R$  after RINGWOOD et al. (1964)).

For a pressure of 30 kbar and a temperature of 1000°C (which corresponds to a depth of approximate 100 km in the earth) the electrical conductivity of the olivine from Dreiser Weiher/Eifel, Germany amounts to  $2 - 3 \cdot 10^{-1} \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$ .



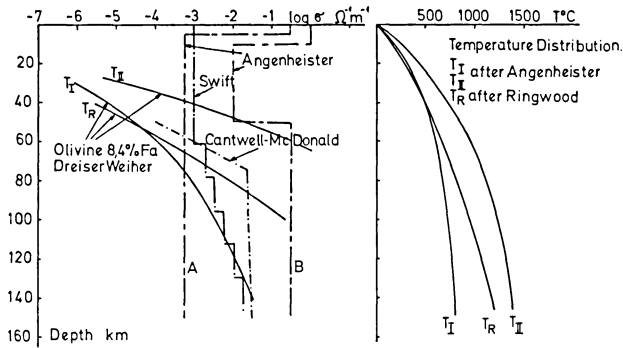


Fig. 7: Plot of electrical conductivity versus depth in the earth for olivine from Dreiser Weiher/Eifel, Germany, for assumed temperature distributions  $T_I$  and  $T_{II}$  after ANGENHEISTER (1963),  $T_R$  after RINGWOOD et al. (1964), compared with conductivity distributions calculated from magnetotelluric data after CANTWELL et al. (1960), SWIFT (1967) and ANGENHEISTER (1963). Lines A and B limit the possible conductivity in the earth derived from all available magnetotelluric data (ANGENHEISTER (1963)).

## Acknowledgements

We thank Prof. Dr. G. ANGENHEISTER for suggestions and for giving the encouragement for this investigation. The financial help of the Deutsche Forschungsgemeinschaft is gratefully acknowledged.

## References

- AKIMOTO, S. and H. FUJISAWA: Demonstration of the electrical conductivity jump produced by the olivine-spinel 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 in Salzgitter-Lebenstedt vom 10.—12. Okt. 1963, 97—108, 1963.
- BALCHAN, A. S., and H. G. DRICKAMER: Effect of pressure on the spectra of olivine and garnet. *J. Appl. Phys.* 30, 1446—1447, 1959.
- 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.
- CANTWELL, W., and T. R. MADDEN: Preliminary report on crustal magnetotelluric measurement. *J. Geophys. Res.* 65, 4202—4205, 1960.
- CLAUSSEN, W.: Detection of the  $\alpha$ - $\gamma$  iron phase transformation by differential thermal conductivity analysis. *Rev. Sci. Instr.* 31, 878, 1960.

- GRIGGS, D. T., and G. C. KENNEDY: A simple apparatus for high pressures and temperatures. *Am. J. Sci.* 245, 722, 1956.
- HAMILTON, R. H.: Temperature variation at constant pressures of the electrical conductivity of periclase and olivine. *J. Geophys. Res.* 70, 5679—5692, 1965.
- HUGHES, H.: The pressure effect on the electrical conductivity of peridot. *J. Geophys. Res.* 60, 187—191, 1955.
- KAUFMAN, L., and E. V. CLOUGHERTY: The electrical conductivity of iron from 20 to 1250°C at static pressures from 25 to 95 kbar: a secondary standard for pressure calibration at high temperatures. From: *High pressure measurement*, Editor: A. A. Giardini and E. C. Lloyd. Washington, 1963.
- KENNEDY, G. C., and R. C. NEWTON: *Solids under pressure*. New York 1963.
- 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.* 237 A, 509—540, 1939.
- LEGER, J. M., C. SUSSE et B. VODAR: Propriétés magnétiques de fer et de l'invar sous hautes pressions. *Sol. State Comm.* 8, 503—505, 1966.
- PARKHOMENKO, E. J., and A. T. BONDARENKO: An investigation of the electric resistivity of rocks at pressures up to 40.000 kg/cm<sup>2</sup> and temperatures up to 400°C. *Bull. (Izv) Akad. Sci. USSR, Geophys. Ser.* 12, 1106—1111, 1963.
- PAUL, W.: Properties of semiconductors at high pressures. From: *Progress in very high pressure research. Proceedings of an international conference*. Editors: F. P. Bundy, W. R. Hibbard Jr., H. M. Strong. New York, 1960.
- PITT, G. D.: Optical studies of natural and synthetic ferromagnesian minerals subject to high pressure. Thesis, School of Physics, University of Newcastle upon Tyne 1967.
- RINGWOOD, A. E., and S. P. CLARK Jr.: Density distribution and constitution of the mantle. *Rev. Geophys.* 2, 35—85, 1964.
- RUNCORN, S. K.: Experiments on the displacement of the ultraviolet absorption edge of olivine at high pressures. *J. Appl. Phys.* 27, 598—602, 1956.
- SWIFT, C. M.: A magnetotelluric investigation of an electrical conductivity anomaly in the southwestern United States. Thesis, Geophysics Laboratory Massachusetts, 1967.
- TOZER, D. C.: The electrical properties of the Earth's interior. From: *Physics and Chemistry of the Earth 3*, Editors: L. H. Ahrens, F. Press, K. Rankama, S. K. Runcorn. London, 1959.

# Über die Natur der elastischen Wellen der Seegangs-Mikroseismik

Von K. STROBACH, Berlin<sup>1)</sup>

Eingegangen am 30. Juli 1968

*Zusammenfassung:* Untersuchungen der dreidimensionalen Partikelbewegungen von Mikro-seismik-Wellen in Norddeutschland und Nordamerika sowie modellseismische Studien führen zu dem Schluß, daß die Mikro-seismik überwiegend aus RAYLEIGH- und LOVE-Wellen besteht. Dabei wird offensichtlich ein bedeutender Teil der LOVE-Wellen erst sekundär auf dem Wellenwege durch Transformation von RAYLEIGH-Wellen an lateralen Inhomogenitäten der Kruste erzeugt. Ferner entsteht beim Hineinlaufen der Oberflächenwellen in geschichtete Sedimentstrukturen ein System von interferierenden Kopfwellen, wodurch die Partikelbewegungen sehr kompliziert werden und die Tendenz zu linear polarisierten Schwingungen zeigen.

*Summary:* Investigations of three-dimensional particle motions of microseismic waves in Northern Germany and North-America, and further model seismic studies led to the conclusion that microseismic waves are mainly composed of RAYLEIGH and LOVE waves. Thereby a considerable proportion of the LOVE waves is apparently produced only secondarily on the wave passage by transformation of RAYLEIGH waves at lateral inhomogeneities of the crust. Further, in the case when surface waves penetrate into layered sediment structures, a system of interfering head waves is formed, whereby the particle motions get very complicated and show the tendency of linear polarized oscillations.

## Einleitung

Die Untersuchungen des Verfassers über die Mikro-seismik, deren Ergebnisse in verschiedenen Publikationen mitgeteilt worden sind, erstreckten sich auf Fragen nach der Lage der Erregergebiete, der statistischen Eigenschaften des Wellenfeldes am Beobachtungsort und der Natur der mikro-seismischen Wellen. Nachdem die Ergebnisse aus Norddeutschland (Hamburg) und von mehreren Stationen Nordamerikas vorliegen, und ferner *modellseismische Studien* der Ausbreitung von RAYLEIGH-Wellen in geschichteten Medien vorgenommen worden sind, erscheint es möglich und nützlich, die erhaltenen Ergebnisse bezüglich der Wellennatur der Mikro-seismik im Zusammenhang darzustellen. Besonders die Erkenntnisse, die aus den modellseismischen Arbeiten gewonnen wurden, die teils schon publiziert [STEINBECK 1965] vorliegen,

---

<sup>1)</sup> Prof. Dr. KLAUS STROBACH, Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin, 1 Berlin 33, Podbielskiallee 62.

teils noch bearbeitet werden, haben einen tieferen Einblick in die Natur der registrierten Bodenbewegungen ermöglicht.

### Untersuchungsmethoden

Als Grundlage dienen entweder die gewöhnlichen Registrierungen von 3-Komponenten-Stationen, bei denen der Verlauf der Bodenbewegung als Funktion der Zeit für einen festen Ort registriert ist, oder stereoskopische Vektorregistrierungen der Partikelbewegung, wobei der dreidimensionale Ablauf der Partikelbewegung unmittelbar anschaulich aufgezeichnet wird [STROBACH 1957] mit dem Vorteil, daß ein umfangreiches Material direkt erhalten wird und zeitraubende Konstruktionen der Partikelbewegungen erspart werden.

Das Studium der Partikelbewegungen erlaubt Rückschlüsse auf die Art der beteiligten Wellen. Bei RAYLEIGH-Wellen müssen die Hodographen retrograd durchlaufene Ellipsen sein, deren Ebene vertikal steht und durch die Fortpflanzungsrichtung geht; LOVE-Wellen erkennt man an rein horizontalen, senkrecht auf der Fortpflanzungsrichtung stehenden Bewegungen. Für Raumwellen würden entsprechend andere Partikelbewegungen vorhanden sein. Hierbei ist notwendig, daß die Fortpflanzungsrichtung der Wellen oder, mit anderen Worten, deren Herkunftsrichtungen bekannt sind.

Setzen wir voraus, daß wir über die Herkunftsrichtungen orientiert sind, dann bleiben leider noch weitere Komplikationen übrig, die mit dieser Methode notwendigerweise verbunden sind. In manchen Fällen ist nämlich kein eindeutiger Rückschluß von der Partikelbewegung auf die Art der damit verknüpften Welle möglich, wie z. B. im Falle von SH- und LOVE-Wellen oder von RAYLEIGH- und SV-Wellen, wenn die SV-Wellen Einfallswinkel zwischen etwa  $35^\circ$  und  $45^\circ$  besitzen; in diesem Winkelbereich ist auch bei SV-Wellen die Partikelbewegung an der Oberfläche retrograd elliptisch [GUTENBERG 1952]. Außerdem werden, sobald ein geschichtetes Medium vorliegt, die Hodographen der RAYLEIGH-Wellen in mannigfacher Weise verändert. Hier war jedoch durch die modellseismischen Untersuchungen eine ausreichende Klärung möglich.

Eine weitere Komplikation rührt daher, daß die Wellen der Mikroseismik nicht richtungseinheitlich sind, sondern, wie der Verfasser [STROBACH 1964, 1965] zeigen konnte, von einer großen Zahl von „seismischen Oszillatoren“ abstrahlen, die das mehr oder weniger ausgedehnte Erregergebiet in statistischer Verteilung überdecken. Das dadurch entstehende räumliche und zeitliche Interferenzfeld der Partialwellen äußert sich am Beobachtungsort durch Partikelbewegungen, die nur statistisch untersucht werden können und Rückschlüsse auf die Wellennatur nur im Zusammenhang mit wahrscheinlichkeitstheoretischen Rechnungen gestatten.

Neben der Untersuchung der Partikelbewegungen führt jedoch auch schon die statistische Methode des Verfassers, die zur Bestimmung der Herkunftsrichtungen dient [STROBACH 1955], auf eine Möglichkeit, speziell den Anteil von LOVE-Wellen an den Gesamtbewegungen abzuschätzen.

## Ergebnisse aus Nordamerika

Während eines Aufenthaltes in den USA am Institute of Technology, Department of Geophysics, Saint Louis University, hatte der Verfasser Gelegenheit, im Rahmen einer mikroseismischen Untersuchung [STROBACH 1965] auch spezielle Studien über die Natur der Mikroseismik-Wellen anzustellen. Methodisch wurde an Konstruktionen der Partikelbewegungen angeknüpft. Zur Verfügung standen die Seismogramme der langperiodischen Seismographen (Sprengnether bzw. Press-Ewing) von 5 Stationen, nämlich Rolla (Missouri), Florissant (Missouri), Bloomington (Indiana), Dubuque (Iowa) und Ann Arbor (Michigan). Wahrscheinlichkeitstheoretische Untersuchungen [STROBACH 1965] hatten ergeben, daß man beim Vorliegen eines Gemisches aus RAYLEIGH- und LOVE-Wellen mit hoher Wahrscheinlichkeit an solchen Stellen des Seismogramms repräsentative Schwingungsbilder vom RAYLEIGH-Wellentyp erwarten darf, an denen die Vertikalkomponente ein auffallendes Maximum zeigt.

Deshalb wurden für den untersuchten Sturm eine große Zahl von Hodographen für derart ausgezeichnete Seismogrammausschnitte konstruiert und im Grund- und Aufriß (vertikaler Schnitt durch die horizontale Schwingungsrichtung) dargestellt. Eine Auswahl davon ist in Abb. 1 wiedergegeben. Man erkennt, daß die Hodographen im Vertikalschnitt retrograd umlaufene Ellipsen sind, was für RAYLEIGH-Wellen der Grundmode spricht. Eine genauere Betrachtung der Schwingungsfiguren lehrt zweierlei: Einmal weicht das Verhältnis von horizontaler zu vertikaler Amplitude z. T. erheblich vom theoretischen Wert von 0,68 ab, und zweitens sind die großen Achsen der Ellipsen z. T. stark gegen die vertikale Richtung geneigt. Der Grund hierfür liegt zunächst in der Tatsache, daß es sich um keine richtungseinheitlichen Wellen handelt, sondern um ein Interferenzsystem aus einer großen Zahl von Partialwellen, die aus verschiedenen Richtungen einfallen. Die theoretischen Untersuchungen haben ergeben [STROBACH 1965], daß dadurch sowohl das Verhältnis der horizontalen zur vertikalen Amplitude verändert wird, als auch Neigungen der großen Ellipsenachse gegen die Vertikale eintreten müssen. Ein weiterer Grund für die Abweichungen von den theoretischen Daten des homogenen Halbraumes ist die Inhomogenität des Untergrundes, d. h. im wesentlichen der geologische Vertikalaufbau der oberen Erdkruste und die gegebenenfalls vorhandenen Neigungen der Schichtgrenzen. Immerhin beweisen die „relativ idealen“ Schwingungsbilder, daß der Untergrund der untersuchten amerikanischen Stationen doch wesentlich homogener aufgebaut sein muß als im norddeutschen Raum.

Neben den RAYLEIGH-Wellen ist im nordamerikanischen Raum (im untersuchten Fall) auch ein beträchtlicher Anteil von LOVE-Wellen vorhanden. Dies folgt klar aus den *Peilfiguren*, die für alle fünf Stationen in Abb. 2 (s. S. 118) wiedergegeben sind. Um das einzusehen, muß kurz auf die Ableitung und den Sinn dieser Darstellungen eingegangen werden. Die „Peilfiguren“ stellen in Polarkoordinaten die zeitlichen Mittelwerte der Amplituden der horizontalen Partikelbewegungen als Funktion ihres Schwingungszimuts dar; unter „Schwingungszimut“ wird dabei das Azimut der großen Halb-

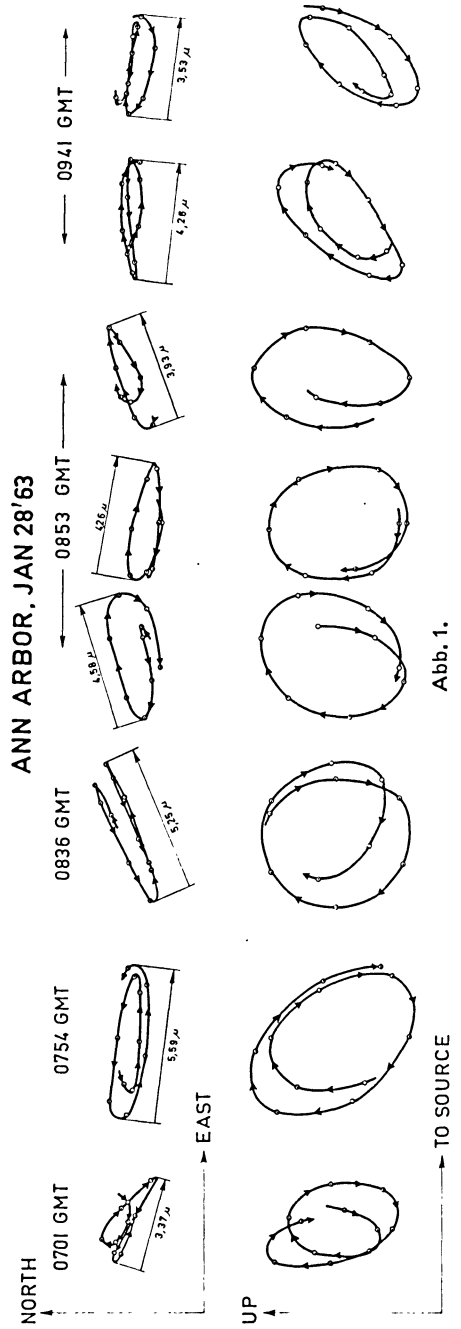
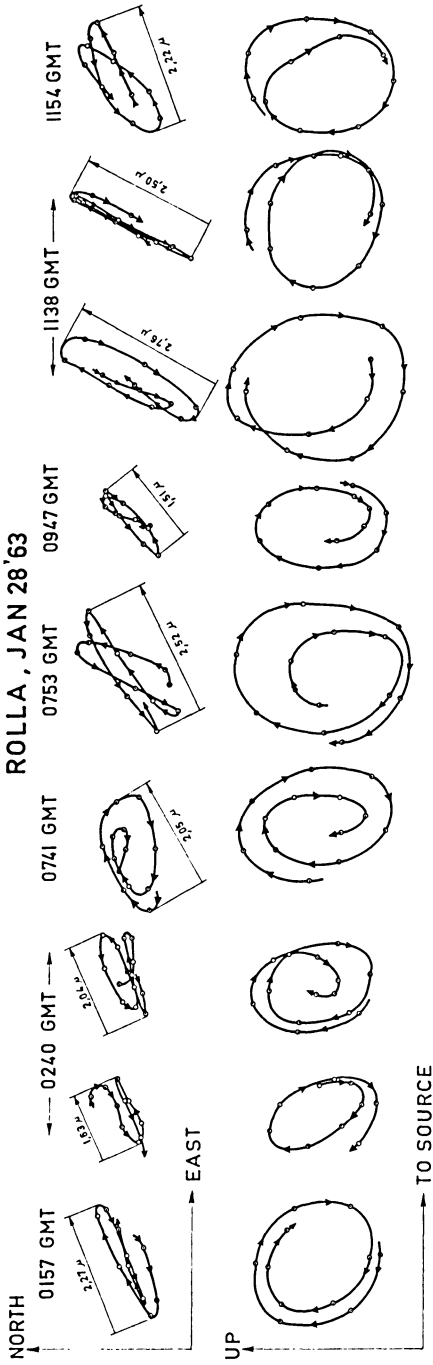


Abb. 1.

achse der (zumeist langgestreckten) ellipsenartigen Partikelbahnen verstanden, wie sie sich in der Projektion der räumlichen Bewegung auf eine horizontale Ebene darstellen. Grundlage sind dabei die aus den beiden Seismogrammen der Nord- und Ostkomponente konstruierten Partikelbahnen, wie sie z. B. in Abb. 1 in der ersten und dritten Reihe gezeichnet sind. Jede der in Abb. 2 gezeigten Peilfiguren ist aus *allen* fortlaufenden Schwingungen konstruiert worden, die für sämtliche Stationen den *gleichen* Zeitabschnitt von 18 Minuten überdecken (unter Berücksichtigung der Laufzeitdifferenzen der erzeugenden Wellen). Man kann auch sagen, daß die Länge jedes einzelnen Strahls die Quadratwurzel aus dem zeitlich gemittelten Energietransport aus derjenigen Richtung angibt, in die der Strahl zeigt, was allerdings nur für Wellen mit „longitudinaler“ Horizontalkomponente gilt.

Die schwarz ausgefüllten Strahlen entsprechen RAYLEIGH-Wellen; die Begründung hierfür wurde in [STROBACH 1965] ausführlich gegeben. Im Prinzip fußt sie auf der Tatsache, daß die räumlichen Hodographen, deren horizontale Schwingungsvektoren in den schwarz gekennzeichneten Azimutbereich fallen, den typischen RAYLEIGH-Wellencharakter zeigen (siehe Beispiele der Abb. 1). Außerdem weisen die schwarzen Strahlen sämtlich in Richtungen, aus denen die mikroseismischen Wellen auf Grund der Wettersituation (Sturmtief über New Brunswick mit starker Südwindströmung gegen die Südküste von Newfoundland) ankommen werden.

Im Falle des Vorhandenseins von LOVE-Wellen müßten die Peilfiguren in den Richtungen senkrecht zu den ausgeprägten schwarzen Strahlen, d. h. senkrecht zur Richtung des stärksten Energietransports, ebenfalls mehr oder weniger deutliche Strahlen zeigen. Das ist für die Stationen Rolla und Florissant (nahe St. Louis) tatsächlich in sehr eindrucksvollem Maße der Fall. Wir haben hier im Vergleich zu den RAYLEIGH-Wellen sogar einen *wesentlich höheren* Anteil von LOVE-Wellen (weiße Strahlen).

Bevor auf die auffallenden Unterschiede zwischen den einzelnen Stationen bezüglich des LOVE-Wellenanteils näher eingegangen wird, sollen noch einige Beispiele der für LOVE-Wellen typischen Partikelbewegungen gezeigt werden. Die naheliegende Vermutung, daß die ausgeprägten weißen Strahlenbündel der Peilfiguren von Rolla und

---

Abb. 1: Hodographen von RAYLAIGH-Wellen der Mikroseismik an zwei nordamerikanischen Stationen (Rolla, Missouri und Ann Arbor, Michigan). Erste und dritte Reihe: Partikelbewegungen in der horizontalen Ebene. Die Pfeile neben den Figuren weisen in das Herdgebiet und markieren die Richtungen der Vertikalschnitte durch die räumlichen Hodographen, die darunter in der zweiten und vierten Reihe dargestellt sind.

Hodographs of RAYLEIGH waves of Microseisms at two Northamerican Stations (Rolla, Missouri and Ann Arbor, Michigan). First and third line: Particle motions in the horizontal plane. The arrows beside the figures point to the source area and mark the directions of the vertical sections through the spatial hodographs which are shown in the second and fourth line.

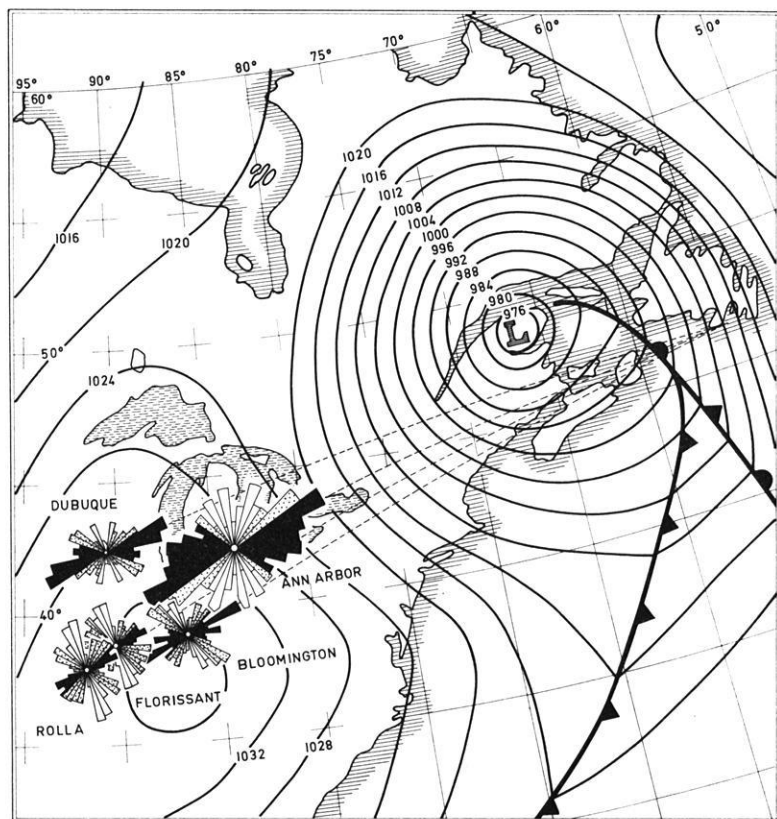


Abb. 2: Karte der Wetterlage am 28. Januar 1963, 0600 GMT, und der abgeleiteten Pfeilfiguren aus langperiodischen Registrierungen von Rolla, Florissant, Bloomington, Ann Arbor und Dubuque. Schwarze Strahlen: RAYLEIGH-Wellen; weiße Strahlen: LOVE-Wellen; punktierte Strahlen: Superponierte Wellen des RAYLEIGH- und LOVE-Typs. Die gestrichelten Linien sind Großkreise und geben die Richtungen zur Südküste von Newfoundland an.

Beachte: In Dubuque und Ann Arbor dominieren die RAYLEIGH-Wellen, jedoch in Rolla und Florissant die LOVE-Wellen (nach [STROBACH 1965]).

Map showing the weather situation at Jan. 28, 1963 at 0600 GMT and the obtained beam patterns from long period records of Rolla, Florissant, Bloomington, Ann Arbor, and Dubuque. Black beams: RAYLEIGH waves; Outlined beams: LOVE waves; Dotted beams: Superimposed waves of the RAYLEIGH and LOVE type. The dashed lines are great circles indicating the directions to the southern coast of Newfoundland.

Notice: At Dubuque and Ann Arbor RAYLEIGH waves are predominant, but at Rolla and Florissant the LOVE waves predominate (figure and text after [STROBACH 1965]).



ROLLA, JAN 28 '63 0819 GMT

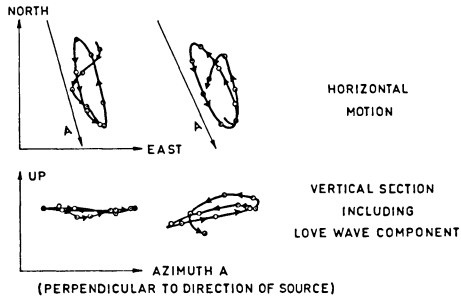


Abb. 3: Beispiel der Partikelbewegung von Love-Wellen. Oben: horizontale Bewegung; unten: Bewegung im Vertikalschnitt in der Richtung A senkrecht zur Herdrichtung.

Example of particle motion of LOVE waves. Above: horizontal motion; below: motion in a vertical section through direction A which is perpendicular to direction of source.

ROLLA, JAN 28 '63 1043 GMT

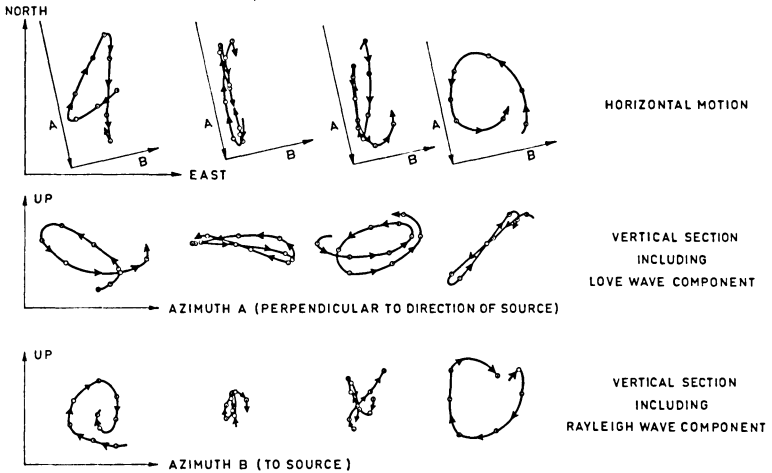


Abb. 4: Ein weiteres Beispiel der Partikelbewegung von Love-Wellen. Obere Reihe: Fortlaufende horizontale Bewegung, in der zweiten Figur fast linear polarisiert und senkrecht zur Herdrichtung. Mittlere Reihe: Bewegung im Vertikalschnitt in der Richtung A senkrecht zur Herdrichtung; beachte die zweite Figur! Untere Reihe: Bewegung im Vertikalschnitt in der Herdrichtung B. Am Anfang und am Ende erkennt man überlagerte RAYLEIGH-Wellen; die zweite Figur enthält nur noch einen sehr kleinen Anteil davon.

Another example of particle motion of LOVE waves. Line above; Continuous horizontal motion, practically polarised linear and perpendicular to direction of source in the second hodograph. Central line: Motion in a vertical section through the direction A perpendicular to direction of source; notice the second hodograph! Line below: Motion in a vertical section through the direction to source B. At the beginning and the end appear superimposed RAYLEIGH waves, but the second hodograph includes only a poor proportion of these.

Florissant von LOVE-Wellen hervorgerufen sein müßten, fand ihre Bestätigung durch Konstruktionen der dreidimensionalen Hodographen für solche Stellen aus den Seismogrammen, wo die Vertikalkomponente über einige Schwingungen hin nahezu verschwindende Amplituden zeigte. Beispiele für zwei solcher Fälle zeigen die Abb. 3 und 4.

Ein Beobachter, der sich in Rolla oder Florissant befände, müßte konstatieren, daß die Mikroseismik aus einem größeren Anteil LOVE-Wellen und einem kleineren Anteil RAYLEIGH-Wellen bestehen würde. Dagegen würde sein Kollege in Dubuque (siehe Abb. 2), ca. 500 km nördlich von Florissant, genau das Gegenteil feststellen: Hier besteht die Mikroseismik praktisch nur aus RAYLEIGH-Wellen. Auch in Ann Arbor ist die RAYLEIGH-Wellenkomponente überwiegend, während Bloomington etwa gleiche Anteile beider Wellenarten zeigt.

Es war eine überraschende Beobachtung, daß an den Orten, die im Verhältnis zu der Entfernung des Erregergebietes relativ nahe beieinanderliegen, völlig verschiedene Anteile von RAYLEIGH- und LOVE-Wellen auftreten. Dabei ist wichtig, daß der Beobachtungszeitraum für alle Stationen derselbe ist und daß es sich demnach überall um dasselbe Wellensystem handelt. Zwar würden sich geringe Differenzen aus der Abstrahlcharakteristik im Erregergebiet deuten lassen, doch nicht die gemessenen großen Unterschiede, denn die auf das Erregergebiet bezogenen Azimutunterschiede der fünf Stationen sind relativ klein.

Gelegentlich findet man in der Literatur kurze Hinweise, die auf ähnliche Beobachtungen schließen lassen. Eine präzise Darstellung und Deutung geben A. N. RYKUNON und V. V. SEDOV, wie aus dem Referat von B. M. ARKHANGEL'SKAYA [1962] über die „Conference on the Study of Surface Waves“, die im April 1962 in Moskau stattfand, hervorgeht: “The investigations had yielded the conclusions that: (1) microseisms were a superposition of RAYLEIGH and LOVE waves and (2) the LOVE waves appeared in microseisms as a result of the conversion of primary RAYLEIGH waves on their passage across discontinuities in the crustal structure and their reflection from these.”

In der UdSSR ist also die gleiche Beobachtung gemacht worden, wie sie hier dargestellt worden ist. Der Deutung, die A. N. RYKUNON und V. V. SEDOV geben, kann zugestimmt werden, denn die in den USA erhaltenen Ergebnisse veranlaßten den Autor — damals noch ohne Kenntnis der russischen Arbeit — zu folgender Darstellung (STROBACH 1965, page 385): “This result, that the proportion of LOVE waves is *very different* at the investigated stations, is a new and unexpected fact. It may be that this effect is caused by the dispersion of the waves and depends strongly on the structure of the upper crust. Another or additional explanation could be some kind of transformation of RAYLEIGH into LOVE waves, caused by lateral inhomogeneities in the crustal material. This is not entirely unlikely, for in any case a small proportion of LOVE-wave-like motion is present due to the interference patterns of pure RAYLEIGH waves, as was pointed out in the theoretical part. It may be that some kind of transformation mechanism is supported by these transverse motions.”

## Ergebnisse aus Norddeutschland

Die stereoskopischen Vektorregistrierungen hatten für den *Hamburger Raum* zwei wesentliche Eigenschaften der mikroseismischen Wellen erkennen lassen (vgl. STROBACH 1962):

1. Ein ins Gewicht fallender Anteil von LOVE-Wellen konnte, zumindest im Mittel über viele mikroseismische Stürme, nicht festgestellt werden.

Dies zeigt Abb. 5a besonders deutlich. Die Figur enthält die Summation von 108 einzelnen Peilfiguren, die aus den Messungen eines dreimonatigen Zeitraums abgeleitet wurden (siehe STROBACH 1962). Die Summation wurde so durchgeführt, daß die *längsten* Peilstrahlen jeder Peilfigur in die gleiche Richtung zu liegen kommen (in der Figur mit R bezeichnet). Insofern diese maximalen Peilstrahlen RAYLEIGH-Wellen repräsentieren, müßte sich beim Vorhandensein eines merklichen Anteils von LOVE-Wellen senkrecht zu dieser Richtung ein Nebenmaximum zeigen. Das ist jedoch nicht der Fall. Diese Aussage besitzt einen hohen Grad statistischer Sicherheit, da die Figur auf ca. 30000 Einzeldaten basiert. Zum Vergleich wird in Abb. 5b eine entsprechende Figur aus den Messungen in *Nordamerika* gezeigt, bei der die fünf Peilfiguren der Abb. 2 mit Deckung der RAYLEIGH-Wellenmaxima (R) summiert wurden. Hier ist ein deutliches Nebenmaximum von LOVE-Wellen (L) vorhanden.

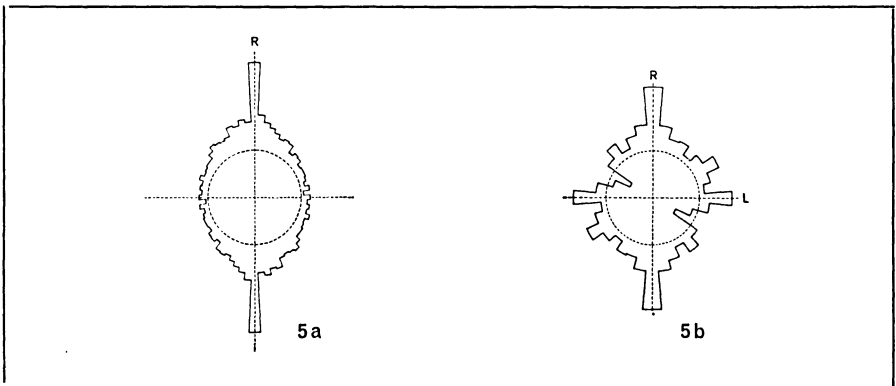


Abb. 5: a) Summation von 108 Peilfiguren aus Hamburg mit Deckung der Maxima (Richtung R). Es fehlt das Nebenmaximum für LOVE-Wellen.

b) Die entsprechende Darstellung für die Peilfiguren der 5 Stationen aus Nordamerika. Hier ist ein Nebenmaximum (L) von LOVE-Wellen vorhanden.

a) 108 beam patterns from Hamburg summed up with coincidence of their maxima (direction R). The secondary maximum due to LOVE waves is missing.

b) The corresponding representation for the beam patterns of the 5 stations of North-America. Here exists a secondary maximum (L) due to LOVE waves.

In Hamburg konnte aber auch bei vielen Einzelpfeilungen das Fehlen von merklichen LOVE-Wellen nachgewiesen werden. Bei Wettersituationen mit einem klar hervortretenden, isolierten Anregungsgebiet wiesen die Pfeilstrahlen eindeutig auf die von anlandigen Winden getroffenen Küstenbereiche; Nebenmaxima senkrecht zu diesen Richtungen, die beim Vorhandensein eines deutlichen Anteils von LOVE-Wellen hätten sichtbar werden müssen, fehlten in vielen Fällen praktisch ganz (siehe z. B. Tabelle Seite 54 in STROBACH 1962).

2. Die räumlichen Partikelbewegungen, abgeleitet mit Hilfe der stereoskopischen Vektorregistrierung, wiesen eine sehr komplizierte Struktur auf (Abb. 6). Klare RAYLEIGH- oder LOVE-Wellen, wie sie in Nordamerika gefunden wurden (Abb. 1, 3, 4), waren nicht zu erkennen.

Nun hatte schon LEE [1932, 1934] gezeigt, daß RAYLEIGH-Wellen, die sich in einem geschichteten Medium ausbreiten, wesentliche Veränderungen bezüglich der Partikelbewegung an der Erdoberfläche erfahren. Bei einer relativ zur Wellenlänge dünnen

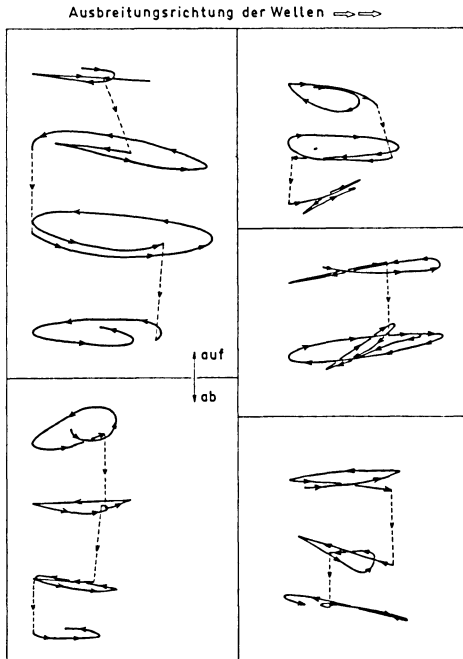


Abb. 6: Beispiele von Hodographen der Mikroseismik in einer durch die Ausbreitungsrichtung gelegten vertikalen Ebene für Hamburg, abgeleitet aus stereoskopischen Vektorregistrierungen.

Examples of hodographs of microseisms in a vertical plane through direction of wave passage for Hamburg, obtained from stereoscopic vector records.

Deckschicht eines schallweicherer Materials auf schallhärterem Untergrund kann der Fall eintreten, daß die Horizontalkomponente um ein Mehrfaches größer wird als die Vertikalkomponente der Bodenbewegung. Dies wird in Hamburg beobachtet. Jedoch müßte auch dann noch nach der LEESchen Theorie die Partikelbewegung elliptisch retrograd polarisiert sein, was aber in Hamburg im wesentlichen nicht auftritt. Vielmehr finden wir in der vertikalen Ebene, wovon die Abb. 6 Beispiele zeigt, überwiegend mehr oder weniger linear polarisierte Partikelbewegungen, ferner elliptische Bewegungen beiderlei Umlaufsinn und mit mannigfachen Achsenneigungen.

In [STROBACH 1962] wurde vom Verfasser die Vermutung geäußert, daß diese Bewegungen durch RAYLEIGH-Wellen verursacht sein könnten, die sich in einem geschichteten Medium mit *wechselnder* Mächtigkeit der Deckschicht ausbreiten, ein Modell, wie es für den geologischen Untergrund in Hamburg zutrifft.

Um diese Frage zu klären, wurden *modellseismische* Untersuchungen vorgenommen.

### Ergebnisse der Modellseismik

Diese Untersuchungen wurden von J. STEINBECK mit der von ihm entwickelten modellseismischen Apparatur durchgeführt und sind in [STEINBECK 1965] ausführlich beschrieben. Durch die Abtastung der Ultraschallschwingungen des Modells mittels speziell gedämpfter Biegeschwinger war es möglich, die Bewegungen nicht nur nach ihren Horizontal- und Vertikalkomponenten getrennt zu erfassen; durch seitliches Andrücken des Aufnehmers an die zweidimensionale Modellplatte konnten darüber hinaus die Bewegungen auch auf senkrecht zur Modell-Oberkante angeordneten „Tiefenprofilen“ registriert werden, wodurch auch Einblicke in die entsprechenden Bewegungsvorgänge im Erdinnern möglich wurden. Von den erhaltenen Ergebnissen über die Ausbreitung von RAYLEIGH-Wellen in geschichteten Medien sollen hier nur die Resultate an einem speziellen Modell diskutiert werden, das für die geologische Struktur in der Umgebung der Hamburger Erdbebenwarte eine brauchbare Näherung darstellt. Das Modell bestand aus einer Aluminiumplatte, auf die eine keilförmige „Deckschicht“ aus Plexiglas mit einem Keilwinkel von  $5^\circ$  geklebt wurde. Die Anregung der RAYLEIGH-Wellen erfolgte an der Keilspitze. Auf diese Weise war ein Modell gegeben für den Fall, daß eine RAYLEIGH-Welle in eine Struktur eintritt, die durch eine zunehmend mächtiger werdende Deckschicht schallweicherer Materials gebildet wird. Ähnlich verhalten sich die aus nördlicher Richtung auf die Hamburger Erdbebenwarte zulaufenden RAYLEIGH-Wellen, die dabei eine auf der Oberkreide liegende Deckschicht rezenter Sedimente mit wachsender Mächtigkeit zu durchmessen haben.

In den Abb. 7 bis 10 werden die modellseismischen Meßergebnisse vorgeführt. Die Abb. 7 zeigt die Registrierungen der beiden Komponenten in einer Entfernung von 250 mm von der Keilspitze. Die Deckschicht hat hier eine Dicke von 23 mm und beträgt etwa 25% der RAYLEIGH-Wellenlänge. Die zugehörige Partikelbewegung ist in Abb. 8 dargestellt und läßt erkennen, daß langgestreckte elliptische und annähernd linear polarisierte Bewegungen vorkommen, wobei die großen Ellipsenachsen bzw. die

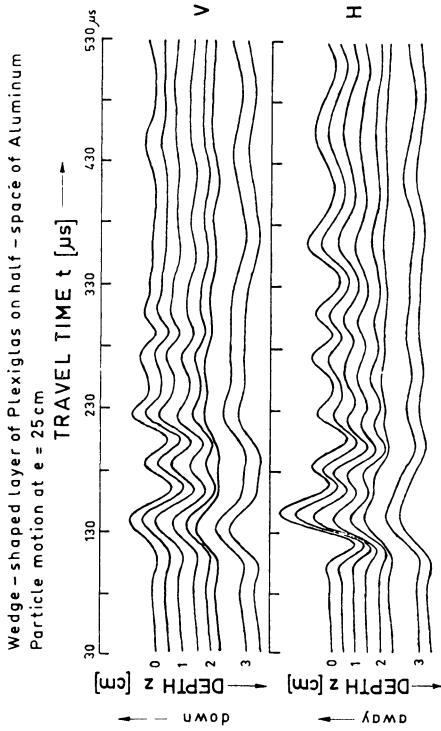


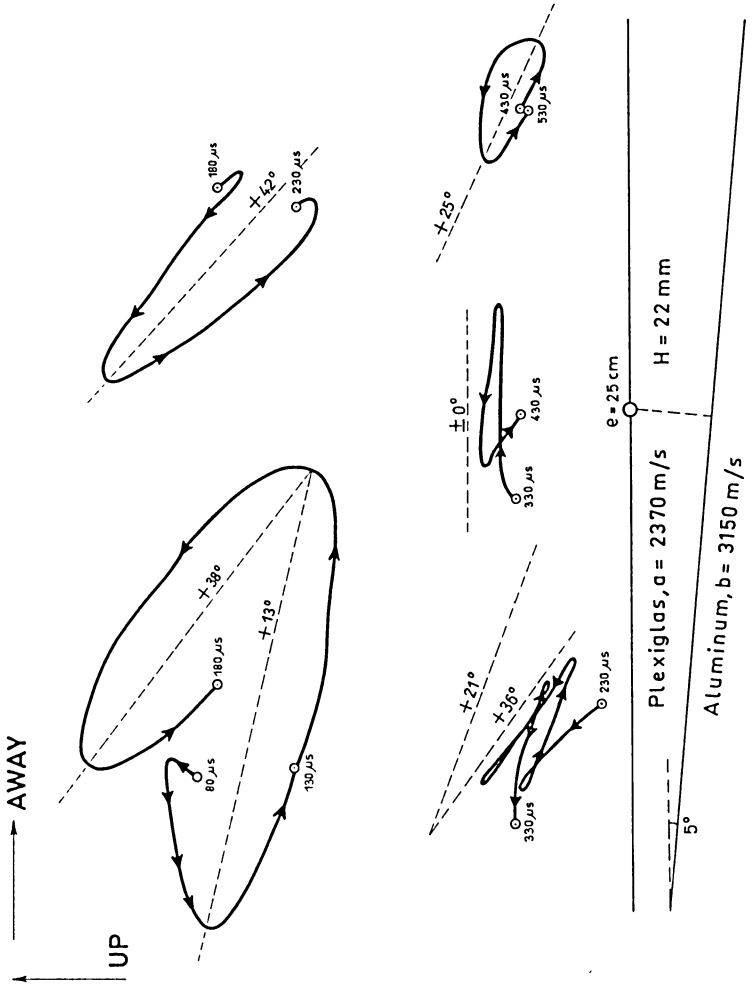
Abb. 7: Modellseismische Registrierung der RAYLEIGH-Welle an einem Modell aus Aluminium mit keilförmiger Deckschicht aus Plexiglas. Vertikalprofile der  $V$ - und  $H$ -Komponente in der Entfernung  $e = 25$  cm von der Keilspitze. Die Schichtgrenze liegt bei  $z = 23$  mm; die hier vorhandene Partikelbewegung zeigt jeweils die 3. Spur von unten.

Model-seismic record of the RAYLEIGH wave on a model of aluminium with a wedge-shaped layer of plexiglas. Vertical profiles of the  $V$ - and  $H$ -component at a distance of  $e = 25$  cm from the wedge axis. The interface is situated at  $z = 23$  mm; the particle motion at this point is represented by the third trace from below respectively.

Abb. 8: Hodograph, konstruiert aus der modellseismischen Registrierung der Abb. 7. Vergleiche die Form der Figuren mit den gemessenen mikroseismischen Hodographen der Abb. 6!

Hodographs, constructed from the model-seismic records of fig. 7. Compare the shape of the orbits with the measured microseismic hodographs of fig. 6!

Abb. 8. Wedge-shaped layer of Plexiglas on half-space of Aluminum  
Particle motion at  $e = 25\text{ cm}$



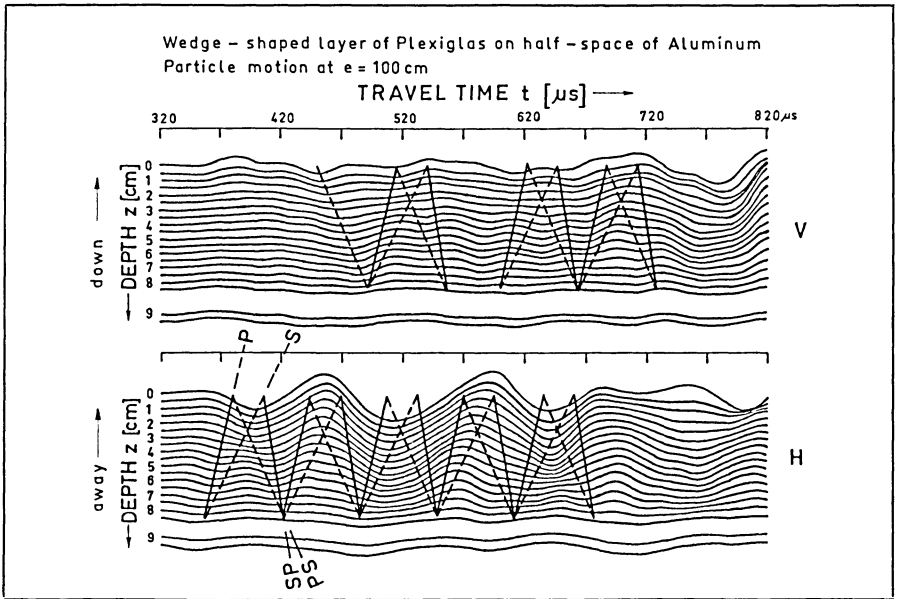


Abb. 9: Registrierung eines Vertikalprofils am Modell Plexiglas-Aluminium wie bei Abb. 7, doch bei  $e = 100$  cm und 88 mm Schichtmächtigkeit. Sichtbar ist das Interferenzsystem der von der „refraktierten RAYLEIGH-Welle“ mitgeführten Kopfwellen. Die eingezeichneten Wellenfronten haben die theoretisch zu erwartenden Neigungen. Jeweils 3. Spur von unten: Bewegung an der Schichtgrenze.

Records of a vertical profile at a model of plexiglas-aluminium as shown in fig. 7, but at  $e = 100$  cm and 88 mm thickness of wedge-shaped layer, representing the interference system of the head-waves guided by the “refracted RAYLEIGH wave”. The added wave fronts have the theoretically expected inclinations. Third trace each from below: particle motion at the interface.

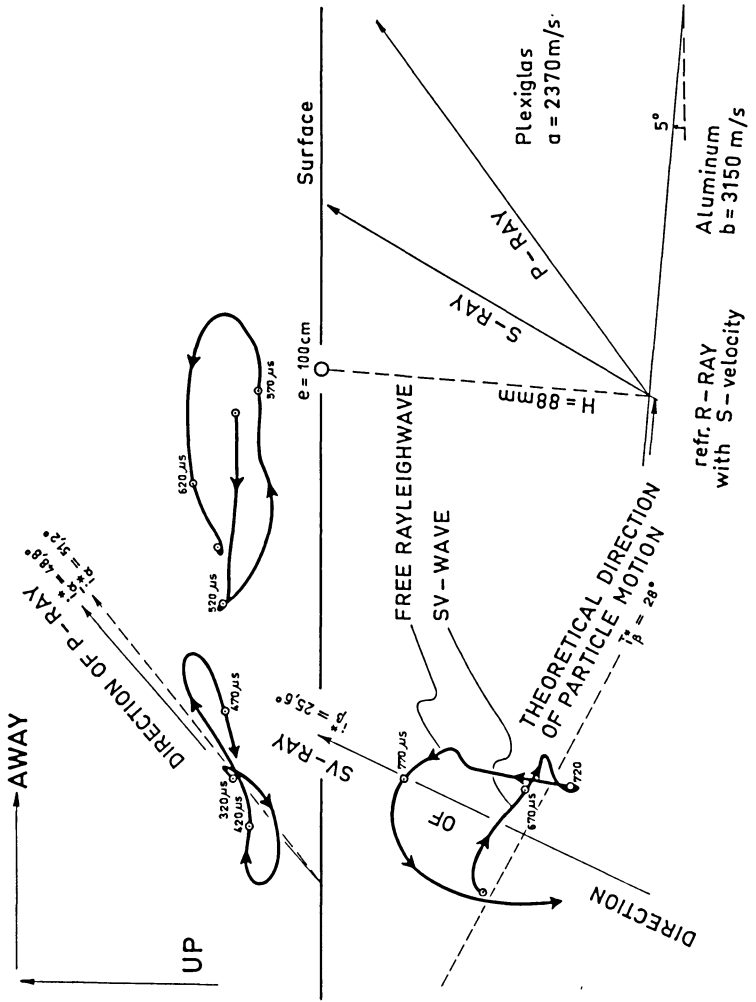
Abb. 10: Hodographen, konstruiert aus der modellseismischen Registrierung der Abb. 9. Teilausschnitt des Modells mit eingezeichnetem P- und S-Strahl am Kopf der „refraktierten RAYLEIGH-Welle“. Die wahren und scheinbaren Einfallswinkel für P- und SV-Welle sind in die Hodographen eingetragen. Die erste Bewegung verläuft in Richtung des P-Strahls (320–470  $\mu$ s); es folgt eine Überlagerungsbewegung der P- und SV-Welle (470–640  $\mu$ s), die reine SV-Bewegung (640–700  $\mu$ s) und schließlich die „freie RAYLEIGH-Welle“ mit retrograder Partikelbewegung.

Hodographs constructed from the model-seismic records of fig. 9. Section of the model with P- and S-ray at the head of the “refracted RAYLEIGH wave”. The true and apparent angles of incidence of P- and SV-wave are marked in the hodographs, indicating that the first motion is in the direction of P-ray (320–470  $\mu$ s), followed by superimposed motion of P- and SV-wave (470–640  $\mu$ s), by pure SV-motion (640–700  $\mu$ s), and finally by the “free RAYLEIGH wave” with retrograde particle motion.



Wedge-shaped layer of Plexiglas on half-space of Aluminum  
 Particle motion at  $e = 100\text{cm}$

Abb. 10.



linearen Schwingungsvektoren die Tendenz zeigen, sich mehr der Oberkante des Modells anzuschmiegen. Dies steht im Gegensatz zu RAYLEIGH-Wellen über dem Halbraum, bei denen die großen Achsen der Schwingungsellipsen auf der Oberkante des Modells senkrecht stehen müßten.

Ähnliche Figuren wurden auch in einer Entfernung von 1000 mm von der Keilspitze erhalten (Abb. 9 und 10). Hier beträgt die Dicke der Deckschicht 88 mm und entsprechend 28% der Wellenlänge, die hier auf 320 mm angewachsen ist gegenüber einer Wellenlänge von 90 mm in 250 mm Entfernung. Unter Hinzunahme der Registrierung im Zwischenbereich und auf Grund von Messungen an ähnlichen Modellen hat J. STEINBECK [1965] folgende Deutung des Bewegungsablaufs gegeben: Von der Keilspitze aus läuft die RAYLEIGH-Welle zunächst mit der für den Aluminiumhalbraum gültigen Geschwindigkeit in die Struktur hinein. Mit zunehmender Dicke der Deckschicht verändert sie sich und spaltet sich in zwei Wellenanteile auf, sobald die Schichtdicke die Phasenumkehrtiefe der RAYLEIGH-Welle überschreitet. Von dieser Stelle an gibt es eine „freie RAYLEIGH-Welle“, die sich in der Deckschicht mit einer entsprechend niedrigeren Wellengeschwindigkeit ausbreitet, und ferner eine „Grenzschichtwelle“ oder „refraktierte RAYLEIGH-Welle“, deren Geschwindigkeit vor allem vom Aluminium kontrolliert wird, aber wegen des Vorhandenseins der Deckschicht höher ist als die RAYLEIGH-Wellengeschwindigkeit in einem Halbraum aus Aluminium. Sie nähert sich zunehmend dem Wert der Scherwellengeschwindigkeit dieses Materials. Diese Grenzschichtwelle führt nun in der Deckschicht Kopfwellen mit sich, die an der freien Oberfläche reflektiert werden und als Wechselwellen unter wiederholter Reflexion zwischen Schichtgrenze und freier Oberfläche ein Interferenzsystem aufbauen, das die für die Mikroseismik typischen, in Abb. 10 gezeigten Hodographen liefert.

Damit dürfte die komplizierte Natur der in Hamburg beobachteten Hodographen der Mikroseismik dem Verständnis nähergerückt sein.

Fassen wir die Ergebnisse der bisherigen Beobachtungen zusammen, so sieht man keinen Grund, daran zu zweifeln, daß der Transport der mikroseismischen Energie primär überwiegend durch RAYLEIGH-Wellen der Grundmode erfolgt. Andere Wellenanteile scheinen erst auf dem Wellenwege sekundär an strukturellen Inhomogenitäten der Erdkruste zu entstehen, was für die LOVE-Wellen an den untersuchten amerikanischen Stationen besonders deutlich wird.

Dieser Folgerung könnte allerdings noch ein anderes, mögliches Modell der Wellenausbreitung entgegengehalten werden. Betrachtet man nämlich ein Strukturmodell der oberen Erdkruste, bei dem die Wellengeschwindigkeit, von der Oberfläche ausgehend, etwa in der Form

$$\beta = \beta_{\infty} - (\beta_{\infty} - \beta_0) \exp(-\gamma z) \quad (1)$$

zunimmt, dann gibt es für bestimmte Bereiche der Werte  $\beta_0$ ,  $\beta_{\infty}$  und  $\gamma$  einen theoretisch verlustlosen Wellenleiter für SV-Wellen. Hier bedeuten:  $\beta$  = Scherwellengeschwindigkeit,  $\beta_{\infty}$  = Scherwellengeschwindigkeit für  $z \rightarrow \infty$ ,  $\beta_0$  = Scherwellengeschwindigkeit an der Erdoberfläche,  $\gamma$  = reeller Koeffizient und  $z$  = Tiefe. Etwa nach (1) verlaufende

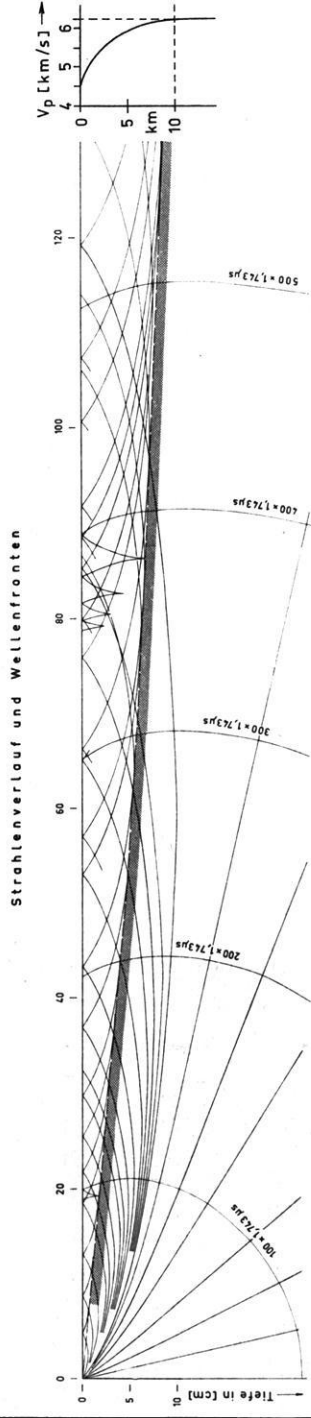


Abb. 11: Wellenwege und zugehörige Wellenfronten direkter und ein- oder mehrfach reflektierter SV-Wellen in einem perforierten Plexiglasmodell. *Rechts*: Zugehörige Geschwindigkeits-Tiefen-Funktion (nach RICHTER [1968]).

Wave paths and corresponding wave fronts of direct and single or multiple reflected SV-waves in a perforated model of Plexiglass. *Right*: Underlying velocity-depth-function (after RICHTER [1968]).

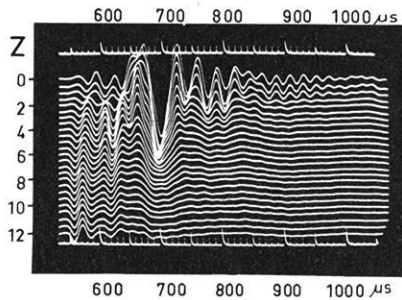


Abb. 12: Modellseismische Registrierung der Vertikalkomponente von SV- und RAYLEIGH-Welle auf einem Tiefenprofil. Die Wellengeschwindigkeit nimmt nach unten zu, gemäß Abb. 11.

*Abszisse:* Laufzeit in  $\mu\text{s}$  (Zeitskala einer Quarzuhr).

*Ordinate:* Tiefe  $z$  in cm. Die Entfernung vom Geber beträgt 70 cm. Man erkennt ganz links die Wellenfronten der direkten und der ein- oder mehrfach an der Oberfläche reflektierten SV-Wellen, denen die dispergierende RAYLEIGH-Welle mit großer Amplitude folgt.

Model seismic record of the vertical component of SV- and RAYLEIGH wave on a vertical profile. The wave velocity increases with depth due to fig. 11.

*Abscissa:* Travel time in  $\mu\text{s}$  (time scale of cristal clock).

*Ordinate:* Depth  $z$  in cm. The distance from source is 70 cm. Notice on the left side the wave fronts of the direct and the single or multiple surface-reflected SV-waves followed by the large amplitude dispersive RAYLEIGH wave.

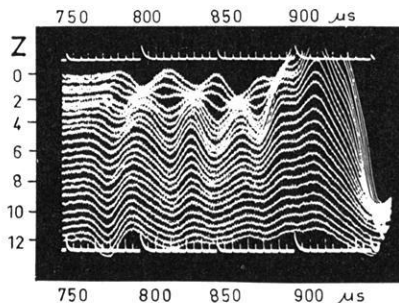


Abb. 13: Wie Abb. 12, doch in einer Entfernung von 100 cm vom Geber. Die RAYLEIGH-Welle beginnt rechts im Bild.

The same as fig. 12, but at a distance of 100 cm from source. The RAYLEIGH wave begins at the right side of the figure.

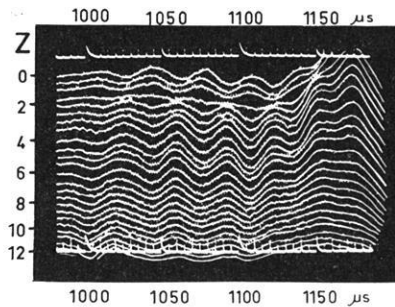


Abb. 14: Wie Abb. 12, doch in einer Entfernung von 130 cm vom Geber. Man erkennt rechts nur noch den Beginn der RAYLEIGH-Welle.

The same as fig. 12, but at a distance of 130 cm from source. Only the beginning of the RAYLEIGH wave is indicated at the right side of the figure.

Geschwindigkeits-Tiefenfunktionen hat P. GIESE [1968] in Gebieten mit anstehendem Grundgebirge (Böhmische Masse) refraktionsseismisch ermittelt.

Ein entsprechendes zweidimensionales Plexiglasmodell, bei dem die Geschwindigkeitsfunktion durch Perforation (trigonales Lochgitter) realisiert wurde, hat J. STEINBECK<sup>1)</sup> modellseismisch durchgemessen. Von I. RICHTER [1968] wurden die Wellenwege in diesem Modell theoretisch berechnet und mit den modellseismischen Aufnahmen verglichen. In der Abb. 11 sind die Wellenwege der sich unter ein- oder mehrfacher Reflexion an der freien Oberfläche girlandenartig ausbreitenden SV-Wellen nebst einigen dazugehörigen Wellenfronten eingetragen. Die Abb. 12—14 zeigen die entsprechenden modellseismischen Registrierungen, die in Tiefenprofilen in verschiedenen Entfernungen vom Geber aufgenommen wurden und eine Vorstellung von der Lage der Wellenfronten und den auftretenden Amplituden vermitteln.

Ogleich man schon qualitativ aus diesen Aufnahmen eine praktisch verlustlose, wiederholte Reflexion der SV-Wellen erkennen kann, zeigte doch eine Untersuchung der Amplitudenabnahme mit der Entfernung vom Geber, daß die SV-Wellen schneller abklingen als die später eintreffenden RAYLEIGH-Wellen gleicher Periode. Unter Verzicht auf die detaillierte Darstellung dieser Meßdaten mag hier der Hinweis genügen, daß auch bei diesem Modell die RAYLEIGH-Wellen, vor allem in größerer Entfernung vom Geber, die energiemäßig stärkste Wellenart sind.

Damit ist der Schluß gerechtfertigt, daß die Mikroseismik zwar auch andere Wellenanteile wie P- und SV-Wellen enthalten wird, ihr wesentlicher Energiegehalt jedoch den RAYLEIGH-Wellen und, im dreidimensionalen Medium, zusätzlich den LOVE-Wellen zugeschrieben werden muß. In diese Aussage wäre natürlich der Fall einzu-

<sup>1)</sup> Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin.

beziehen, wo RAYLEIGH-Wellen in andere geologische Strukturen hineinlaufen und dabei ganz oder teilweise in andere Wellenarten zerfallen. Ein Teil dieser abgespaltenen Energie wird immer wieder zur Ausbildung neuer RAYLEIGH-Wellen führen.

### Literatur

ARKHANGEL'SKAYA, B. M.: Conference on the Study of Surface Waves. *Izvestiya, Geophys. Series*, 763—764, 1962 (English Edition).

GIESE, P.: Versuch einer Gliederung der Erdkruste im nördlichen Alpenvorland, in den Ostalpen und in Teilen der Westalpen mit Hilfe charakteristischer Refraktions-Laufzeit-Kurven sowie eine geologische Deutung. Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin, *Geophysikalische Abhandlungen*, Band 1, Heft 2, Berlin 1968.

GUTENBERG, B.: SV and SH. *Transact. Am. Geoph. Union*, 33, No. 4, 573—584, 1952.

LEE, A. W.: The Effect of Geological Structure upon Microseismic Disturbance. *Monthl. Not. of R. A. S., Geoph. Suppl.*, 3, 83—116, 1932.

—: Further Investigations of the Effect of Geological Structure upon Microseismic Disturbance. *Monthl. Not. of R. A. S., Geoph. Suppl.*, 3, 238—252, 1934.

RICHTER, I.: Eine Gradientschicht im obersten Teil der Erdkruste als Wellenleiter von Raumwellen. Diplomarbeit Freie Universität Berlin, 1968.

STEINBECK, J.: Modellseismische Untersuchungen von RAYLEIGH-Wellen unter besonderer Berücksichtigung einer Deckschicht von variabler Mächtigkeit. Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin, *Geophysikalische Abhandlungen*, Band 1, Heft 1, 1965.

STROBACH, K.: Zum Studium der mikroseismischen Bodenunruhe in Hamburg. *Z. f. Geophysik*, 21, 190—214, 1955.

—: Stereoskopische Vektorregistrierung. *Z. f. Geophysik*, 23, 306—315, 1957.

—: Ein Beitrag zum Problem der Entstehung und der Wellennatur der mikroseismischen Bodenunruhe. *Hamburger Geophysikalische Einzelschriften*, Heft 5, 1962.

—: Entstehung und Charakter der Mikroseismik als Resultantschwingung zahlreicher seismischer Oszillatoren. *Z. f. Geophysik*, 30, 192—208, 1964.

—: Origin and Properties of Microseisms from the Standpoint of Oscillator Theory. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 55, 365—390, 1965.

## **On the properties of deep crustal reflectors<sup>1)</sup>**

By K. FUCHS, Karlsruhe<sup>2)</sup>

Eingegangen am 1. Juli 1968

*Summary:* A number of observations in deep crustal reflection work is not concordant with the simple model of the earth's crust consisting of three more or less homogeneous layers separated by first order discontinuities. These experimental facts will be reviewed. First order discontinuities and transition zones with a monotonically increasing depth-velocity distribution have to be rejected as models of deep crustal reflectors. Instead a laminated transition zone with velocity reversals is concordant with all characteristic features of deep crustal reflections. Synthetic reflection seismograms from laminated transition zones display a remarkable similarity with deep crustal reflections found on field records.

*Zusammenfassung:* Zahlreiche Beobachtungen an Reflexionen aus großer Tiefe stehen im Widerspruch zu dem einfachen Erdkrusten-Modell, das aus drei mehr oder weniger homogenen Schichten besteht, die voneinander durch Diskontinuitäten 1. Ordnung getrennt sind. Diese Beobachtungen werden zusammengestellt und diskutiert. Diskontinuitäten 1. Ordnung und Übergangszonen mit monotonen Geschwindigkeitstiefen-Verteilungen scheiden als Modelle für Reflektoren in der tieferen Erdkruste aus. Im Gegensatz hierzu wird durch eine lamellenförmige Übergangszone mit Geschwindigkeitsumkehrungen der experimentelle Befund gut erklärt. Synthetische Reflexionsseismogramme von solchen lamellenförmigen Übergangszonen weisen eine beachtliche Ähnlichkeit mit Reflexionen aus großer Tiefe bei Feldregistrierungen auf.

### **1. Introduction**

Observations of deep crustal reflections have played a major role in developing the picture of the earth's crust in central Europe (REICH, 1953; DOHR, 1957a, b, 1959, 1962; SCHULZ, 1957; LIEBSCHER, 1962, 1964; DEMNATI and DOHR, 1965; HEHN, 1964; HADJEBI, 1966) and in other parts of the world (BELOUSSOV et al., 1962). Today the earlier critics of this work (STEINHART and MEYER, 1961) admit that the signals with long travel times on reflection records may come from the deeper parts of the earth's crust (JAMES and STEINHART, 1966). The observation of continuous wide angle reflections from the MOHOROVIČIĆ discontinuity using a common depth point technique (German Research Group for Explosion Seismology, 1966; MEISSNER, 1966, 1967a) highly supports the conclusion drawn from earlier statistical evaluations of deep

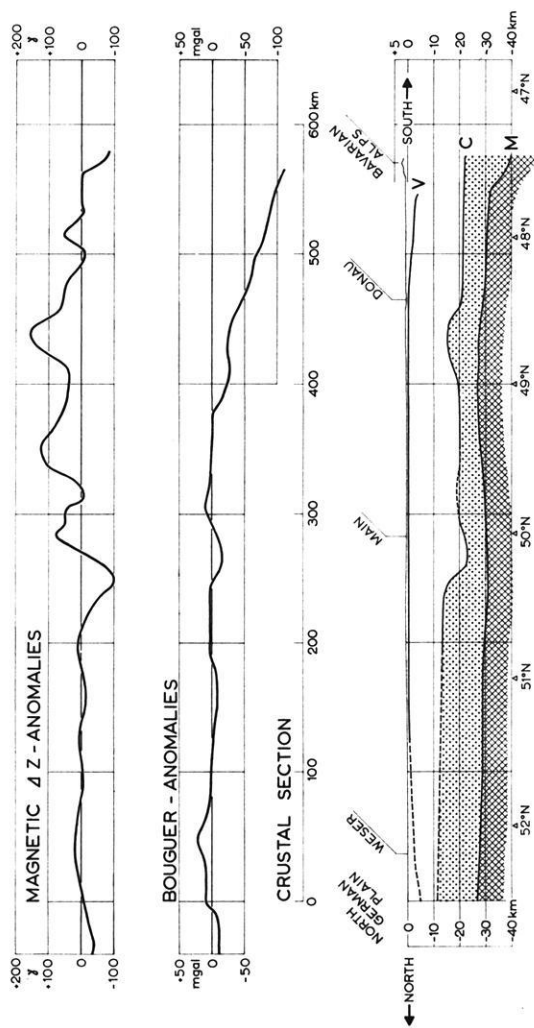
---

<sup>1)</sup> Contribution No. 74 within the research program „Determination of Crustal Structure in Central Europe“ of the Deutsche Forschungsgemeinschaft (German Research Association), Contribution No. 20, Geophysical Institute, University Karlsruhe.

<sup>2)</sup> Priv.-Doz. DR. KARL FUCHS, Geophysikalisches Institut, Universität Karlsruhe, 75 Karlsruhe, Hertzstraße 16.

### NORTH - SOUTH PROFILE

(DATA COMPILED BY FUCHS, BEISE, MUELLER, STEIN & STROBACH)



**Fig. 1:** Crustal cross-section along a N-S profile through Western Germany (German Research Group for Explosion Seismology, 1964).

Krustenschnitt längs eines N-S-Profiles durch Westdeutschland.



crustal reflections (DOHR and FUCHS, 1967). There is now widespread agreement that the deeper crust is reflecting seismic energy.

At this stage we may properly raise the question about the nature of the reflectors which seem to exist within the deeper crust of the earth. Many objections of the critics have not been accounted for so far. There are still a number of experimental observations from deep crustal reflection work which are in conflict with the classical model of the earth's crust. It is the purpose of this paper to review these experimental facts, to reject certain models of deep crustal reflectors and to present a possible reflector model which explains these observations. Synthetic seismograms from such a model show remarkable similarity with field records.

## 2. Crustal reflection observations in conflict with the classical model of the earth's crust

The classical model of the earth's crust was derived mainly from observations of refracted arrivals generated by near-earthquakes and explosions. Two supposedly worldwide discontinuities, the MOHORoviČIĆ and the CONRAD discontinuity were reported. In some regions there were indications of additional discontinuities, but in general the crust was believed to consist of three more or less homogeneous layers; the sedimentary cover with velocities mostly less than 5.8 km/sec, the "granitic" layer with velocities between 5.9 and 6.8 km/sec, and the "basaltic" layer with velocities between 6.5 and 7.8 km/sec. A typical example for this classical model of the earth's crust is the cross-section shown in Fig. 1 which was derived for Western Germany by the German Research Group for Explosion Seismology (1964).

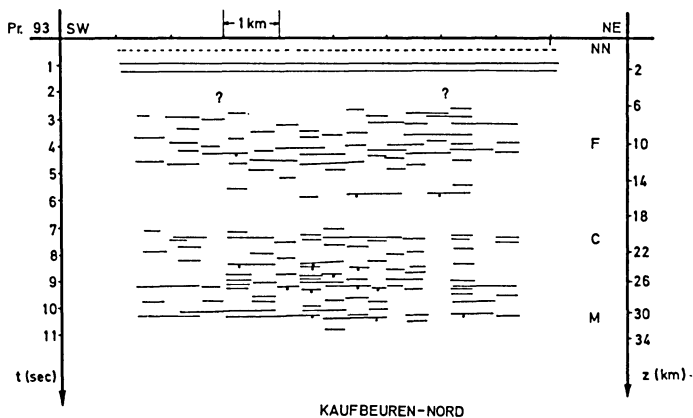


Fig. 2: Travel time plot of deep crustal reflections along a profile in the Bavarian Molasse foreland of the Alps in southern Germany (LIEBSCHER, 1962).

Laufzeitdiagramm von Tiefenreflexionen längs eines Profils in der Bayrischen Molasse im süddeutschen Alpenvorland.

This simple crustal model is not concordant with a number of observations in deep crustal reflection work. Fig. 2 presents a travel time plot of reflections along a profile in the Bavarian Molasse foreland of the Alps in southern Germany (LIEBSCHER, 1962). From this more or less typical example the following observations may be summarized which are in conflict with the classical crustal model:

- reflector elements very rarely correlate over more than 1 to 2 kilometers
- reflections seem to originate within a wide range of depth accumulating at certain levels which so far were correlated with the discontinuities obtained in refraction studies.

Fig. 3 gives an example of deep crustal reflections recorded in southern Germany (LIEBSCHER, 1964):

- the band character of the reflected signal and the rather sudden disappearance of certain reflections can be recognized. The reflected signals reverberate for a few cycles.
- Following this reflection band along a profile, the main energy of the signal is frequently shifting from one phase to another until finally it disappears completely.

Two further observations are not concordant with the crustal model containing first order discontinuities:

- deep crustal reflections possess a lower cut-off frequency at about 10 cps. Special studies with low-frequency instrumentation (STEINHART and MEYER, 1961; FUCHS and KAPPELMEYER, 1962; HEHN, 1964) resulted in a failure to record low-frequency reflections from the deeper parts of the crust;
- the amplitudes of the deep crustal reflections are larger than expected from first order discontinuities with impedance contrasts commonly assumed in the lower crust (O'BRIEN, 1965).

All these important observations remain unexplained by the classical crustal model. Until recently these findings have been used to reject the reality of deep crustal reflections completely. With the occurrence of these reflections having now been accepted, these observations place important bounds on the possible models of deep reflectors within the earth's crust.

### **3. Rejection of a transition zone with a monotonically increasing depth-velocity distribution as a model for a deep crustal reflector**

The classical crustal model with only a few first-order discontinuities between thick homogeneous layers does not account for the wide depth range from which reflections are recorded. Since the wavelengths observed in refraction studies are about 5–10 times larger than those in reflection experiments, it seemed natural to replace the first order discontinuities by a transition zone in which the elastic moduli increase mono-

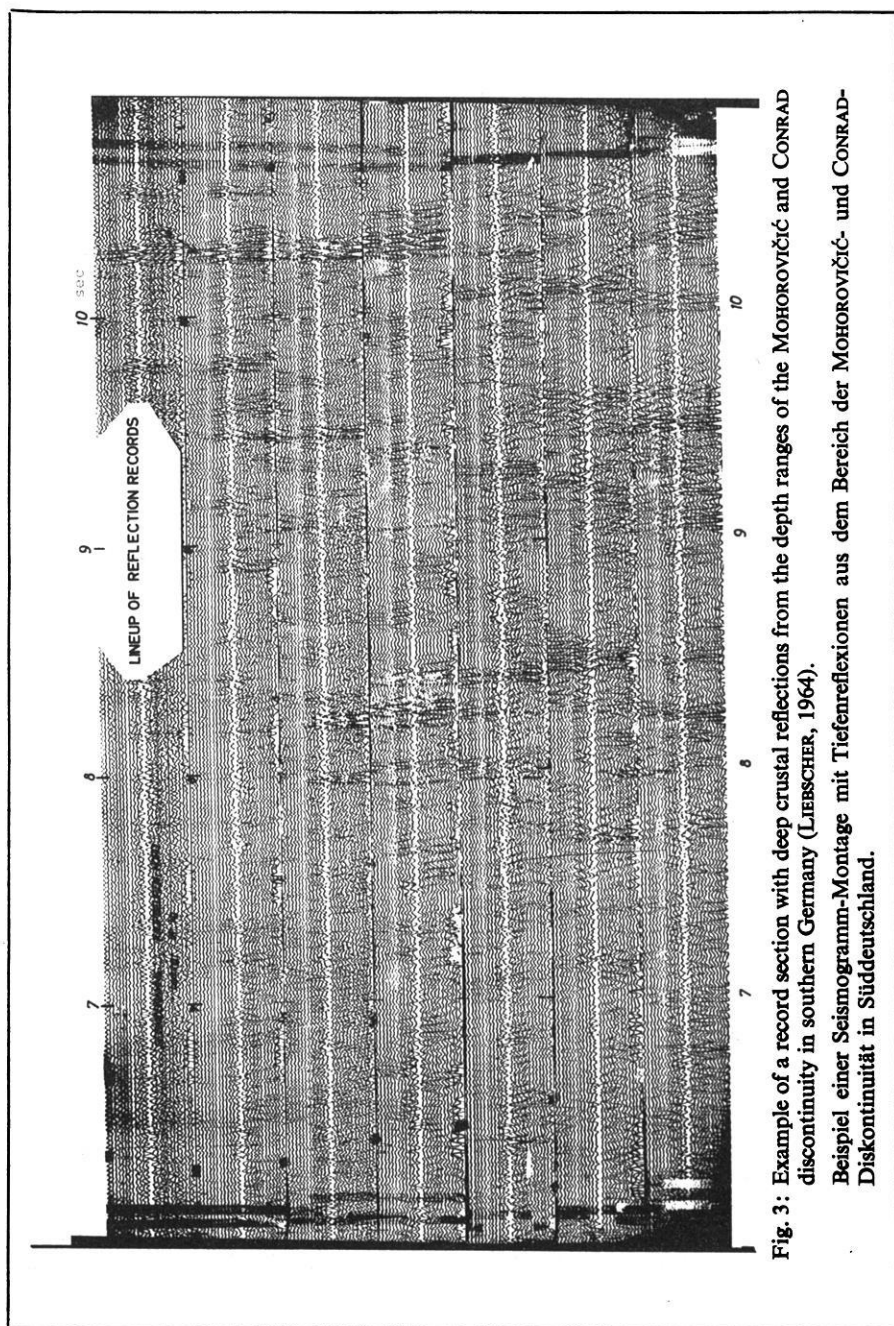


Fig. 3: Example of a record section with deep crustal reflections from the depth ranges of the MOHORVIČIĆ and CONRAD discontinuity in southern Germany (LIEBSCHER, 1964).

Beispiel einer Seismogramm-Montage mit Tiefenreflexionen aus dem Bereich der MOHORVIČIĆ- und CONRAD-Diskontinuität in Süddeutschland.

tonically in small steps or continuously with depth. Such a model would explain the extended depth range of deep crustal reflections. Small horizontal variations of the depth-velocity distribution within the transition zone could account for the sudden disappearance of reflections along a profile. Transition zones of this type are dispersive systems in which a lengthening of the reflected signal must be expected. Such zones, therefore, could also explain the band character of late reflections.

There is quite a number of both theoretical and experimental work on reflections from transition zones, especially with a linear increase of velocity with depth. For a review of the literature see FUCHS (1968). It is well established by now that the transition zones described, even without first and second order discontinuities, are reflecting elastic waves.

Nevertheless the transition zone with a monotonically increasing depth-velocity function must be rejected as a model for a deep crustal reflector, since two very important observations would still remain unexplained:

- the large amplitudes and
- the low cut-off frequency of deep crustal reflections.

Every transition zone with a monotonically increasing depth-velocity distribution produces smaller amplitudes of the reflected signal than a first order discontinuity with the same impedance contrast taken between top and bottom of this transition zone (see FUCHS, 1968, Fig. 2). At the most, for very long wavelengths, the same amount of energy is returned from such a transition zone as would be reflected from a first order discontinuity. MEISSNER (1967b) obtained a different result, which is caused by an error in his computation (MEISSNER, private communication).

The transition zone with a monotonically increasing depth-velocity distribution does also not account for the observed low cut-off frequency of deep crustal reflections. A first-order discontinuity reflects all frequencies equally well. If the discontinuity is replaced by a transition zone the reflectivity of the transition zone decreases with increasing frequency. All frequencies below a critical frequency  $\nu_0$  are reflected, but all frequencies above  $\nu_0$  penetrate into the transition zone without reflection. The critical frequency depends upon the velocity gradient in the transition zone. For vertical incidence upon a linear transition zone  $\nu_0$  is nearly equal to the velocity gradient which has also the dimension of a frequency ( $\text{sec}^{-1}$ ).

We, therefore, must reject a transition zone with a monotonically increasing depth-velocity distribution as a possible model for deep crustal reflectors.

#### **4. The laminated transition zone with velocity reversals as a possible model for deep crustal reflectors**

Transition zones which include velocity reversals, e. g. laminated media, are on the other hand, concordant with the observed large amplitudes and with the low cut-off frequency found. The reflectivity of laminated media with velocity inversions will be

discussed in this chapter in the frequency domain and in the next chapter in the time domain by means of synthetic seismograms. The same matrix formalism and the FORTRAN IV program as described by FUCHS (1968) is utilised in the computation of the frequency dependent reflectivity of these transition zones for plane waves.

As an appropriate model we shall use different types of laminated structures with layers of high P-wave velocities interspersed with layers of low-velocity. Our interest will be confined to the influence of the following parameters: impedance contrast, thickness and numbers of the laminae. The reflectivity for normal incidence as a function of frequency (better: the ratio of lamina thickness to wavelength) is depicted in Fig. 4 and 5 (see p. 140 and 141) for various models of laminated media.

Fig. 4 shows the amplitude of the reflectivity of a single lamina over a half space with high velocity, as well as for two and three laminae and for three high-velocity laminae over a low-velocity half space. The ratio of the two P-velocities is  $\alpha_0/\alpha_1 = 5.8/8.4 = 0.7$ . The same ratio is used for the two densities. This will serve as an example for an extremely high impedance contrast. The thicknesses of the intermediate laminae of low-velocity material have been chosen as  $(\alpha_1/\alpha_0) \cdot H$ , where  $H$  is the thickness of the high-velocity lamina. Therefore the ratio of thickness to wavelength is the same for both types of laminae.

The two most important observations are the high values reached by the reflectivity at a thickness of a quarter wavelength ( $H = 0.25 \lambda$ ), and the rather low amplitudes outside a reflecting band of high reflectivity. With only three laminae the amplitude of the reflectivity within the reflecting band is practically raised to unity, i. e. nearly three times larger as for a first-order discontinuity with the same impedance contrast.

The following features also deserve attention. For the case of three laminae it makes no difference within the reflecting band whether a high-velocity half space is present or not underneath the laminae. This indicates that we may obtain reflections out of an otherwise homogeneous layer if only a few laminae are present. It may account for reflections out of a zone from where no head wave signals have been obtained. The amplitudes within the reflecting band increase with the number of laminae of the transition zone.—The reflecting band becomes narrower and its flanks grow steeper with increasing number of layers.—If no high-velocity half space is present underneath the transition zone, then near and at zero frequency no energy will be reflected.—The position of the maximum in the reflecting band does not change with the increasing number of laminae. It is therefore not dependent on the overall thickness of the laminated transition zone but only on the (average) thickness of the individual layers. Fig. 5 gives the amplitudes of the reflectivities for a decreased velocity and density contrast:  $\alpha_0/\alpha_1 = 6.0/6.8 = 0.9 = \rho_0/\rho_1$ . The high-velocity half space is absent in this example. A single lamina, and two to five laminae are considered in Fig. 5. The maximum is again at a quarter wavelength thickness of the lamina, independent of the numbers of laminae. For the same number of layers the maximum amplitude is smaller than in Fig. 4 for the case of large contrast. For a zone consisting of three laminae the amplitude of the maximum is nearly 0.6, while for the large contrast case a value of 1.0

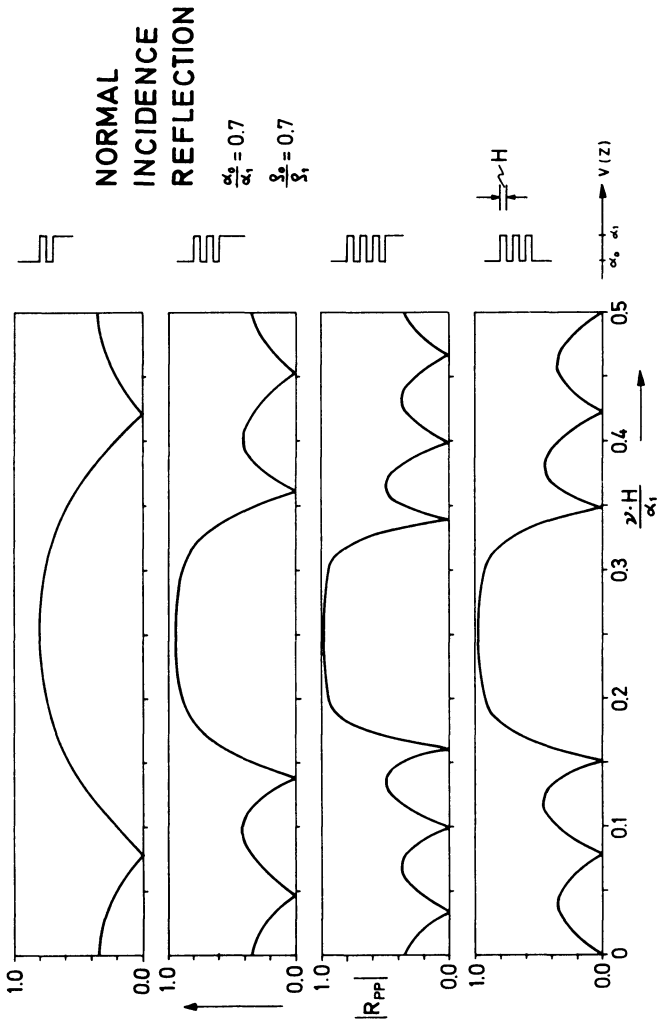


Fig. 4:

Amplitude of the vertical reflectivity of one, two and three laminae over a half space of high velocity, and three laminae over a low-velocity half space. The horizontal scale is the dimensionless frequency  $v \cdot H/\alpha_1$  with  $H$  = thickness of the lamina of high velocity  $\alpha_1$ . Velocity and density ratio  $\alpha_0/\alpha_1 = \rho_0/\rho_1 = 0.7$ .

Amplitude der vertikalen Reflektivität von einer, zwei und drei Lamellen über einem Halbraum mit hoher Wellengeschwindigkeit und drei Lamellen über einem Halbraum mit niedriger Geschwindigkeit. Horizontal ist die dimensionslose Frequenz  $v \cdot H/\alpha_1$  aufgetragen ( $H$  = Mächtigkeit der Lamelle mit hoher Geschwindigkeit  $\alpha_1$ ). Die Verhältnisse der Geschwindigkeiten und Dichten sind:  $\alpha_0/\alpha_1 = \rho_0/\rho_1 = 0,7$ .

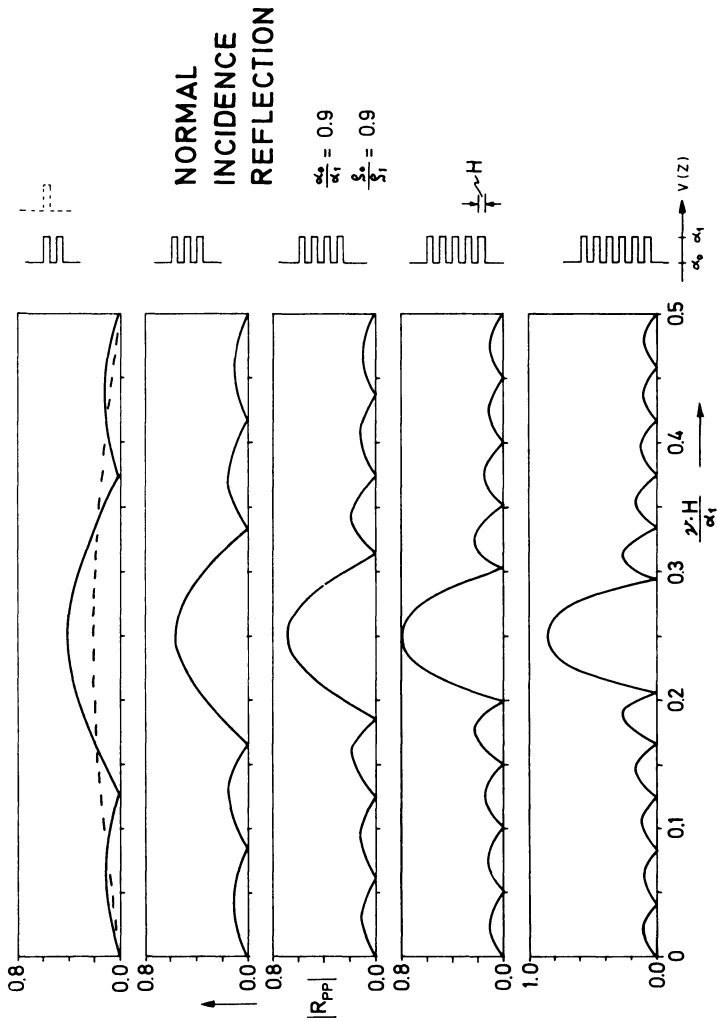


Fig. 5: Amplitude of the vertical reflectivity of one to five laminae over a low-velocity half space. Velocity and density ratio: 0.9 (compare to Fig. 4).  
Amplitude der vertikalen Reflektivität von ein bis fünf Lamellen über einem Halbraum mit niedriger Geschwindigkeit. Die Verhältnisse der Geschwindigkeiten und Dichten sind:  $\alpha_0/\alpha_1 = \rho_0/\rho_1 = 0.9$  (Vergleiche Fig. 4).

is reached. In any case, comparing 0.6 with the reflection coefficient 0.105 of a first-order discontinuity with the same contrast, about six times larger amplitudes are obtained from three lamellae than from the first-order discontinuity.

The width of the reflecting band is smaller and its flanks are not as steep as compared to the previous case. With an increasing number of laminae, again the width of the reflecting band gets smaller and its flanks become steeper. With five laminae the maximum amplitude reaches 0.8.

Using the low cut-off frequency of about 10 cps observed in deep crustal reflections the thickness of the laminae may be estimated. In the case of the high impedance contrast (Fig. 4) the low cut-off frequency was found to be at about

$$v_0 = \frac{0.15 \cdot 8.4}{H} \geq 10 \text{ cps}$$

This gives an estimate of:

$$H \leq 126 \text{ m};$$

for the small impedance contrast (Fig. 5) the low cut-off frequency is determined to be at about

$$v_0 = \frac{0.2 \cdot 6.8}{H} \geq 10 \text{ cps}.$$

The estimate for the thickness of the lamina in this case is:

$$H \leq 136 \text{ m}.$$

Thus a thickness of less than 120 m for the high velocity lamina is a fair estimate.

In Fig. 6 the amplitude of the reflectivity for a transition zone consisting of four high velocity laminae is given as a function of frequency for three velocity contrasts normally encountered within the earth's crust and for vertical incidence. In the middle part of the figure (6.2/7.4-contrast) the dashed curve represents the amplitude spectrum of a signal incident upon the laminated zone. This signal will be used in the next chapter for the calculation of synthetic seismograms (see Fig. 7 to 9). Note that the reflectivity increases with the velocity contrast; the width of the reflecting band becomes larger and the flanks grow steeper.

So far we have studied the reflections from a laminated structure in the frequency domain. It turned out that a laminated transition zone is a possible model describing deep crustal reflectors since it is concordant with all observations characteristic of crustal reflections. Especially the unusually high amplitudes and the low cut-off frequency can be explained by means of such a model. But also the large depth range, the band character of the reflected signal and the sudden disappearance of certain phases can be much better understood using this model. In the next chapter the reflections from a laminated transition zone will be studied in the time domain.



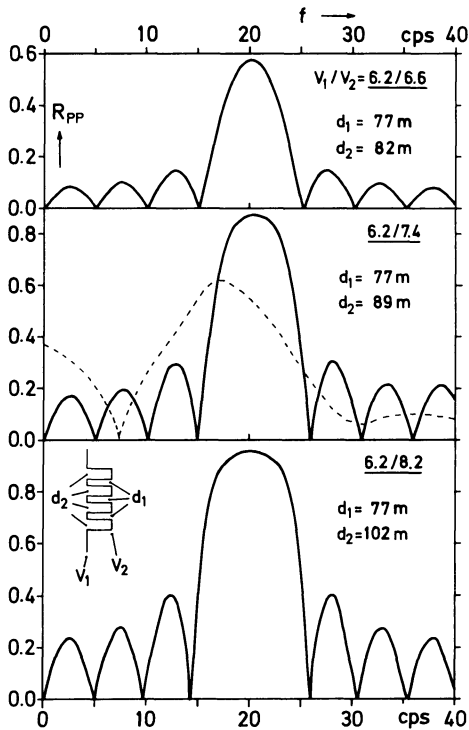


Fig. 6: Amplitude of the vertical reflectivity of four high-velocity laminae over a low-velocity half space as a function of frequency for three different velocity ratios.

Amplitude der vertikalen Reflektivität von vier Lamellen hoher Geschwindigkeit über einem Halbraum mit niedriger Geschwindigkeit als Funktion der Frequenz für drei verschiedene Geschwindigkeitsverhältnisse.

Synthetic seismograms of the reflected signal will be computed from its complex spectrum by FOURIER synthesis. Thus the amplitude and the phase of the complex reflectivity will be considered together.

## 5. Synthetic reflection seismograms obtained from laminated transition zones

For the computation of synthetic seismograms this procedure has been followed. The incident signal is digitized at a sampling rate  $\Delta t = 0.002$  sec. Its NYQUIST frequency of 250 cps is well above the dominating frequency of the signal (see Fig. 6). Then the digitized signal  $S(t)$  is FOURIER transformed into the frequency domain using the fast FOURIER transform subroutine of COOLEY and TUKEY (1965). In the frequency domain the FOURIER transform  $S(\nu)$  of the incident signal is multiplied by the complex reflectivity  $R_{PP}(\nu, \gamma)$  of the transition zone to obtain the FOURIER transform  $\bar{S}(\nu)$  of

the reflected signal:

$$\bar{S}(v) = R_{PP}(v, \gamma) \cdot S(v),$$

where  $\gamma$  is the angle of incidence of plane waves upon the upper boundary of the transition zone. The COOLEY-TUKEY subroutine is also used in the fast computation of the inverse FOURIER transform which generates the reflected signal  $s(t)$  in the time domain. The incident wave is considered to be plane; spherical spreading is not taken into account.

Reflections from the three laminated transition zones studied in Fig. 6 are given in Fig. 7 for three different angles of incidence. For comparison the vertical reflection from a first-order discontinuity with the same impedance contrast is depicted, too. For normal incidence upon a first-order discontinuity the reflection coefficient is real; therefore the reflected signal has the same waveform as the incident signal, but its amplitudes are reduced. The  $P$ -velocities and layer thicknesses are given at the bottom of Fig. 7. POISSON'S ratio has been taken as 0.25, densities were chosen according to the NAFE-DRAKE relations (TALWANI et al., 1959).

Common to all three cases is the long duration of the reflected signal compared to the reflection from a first-order discontinuity. The higher the impedance contrast, the larger are the amplitudes of the reflected signal. It should be noted that in case of the

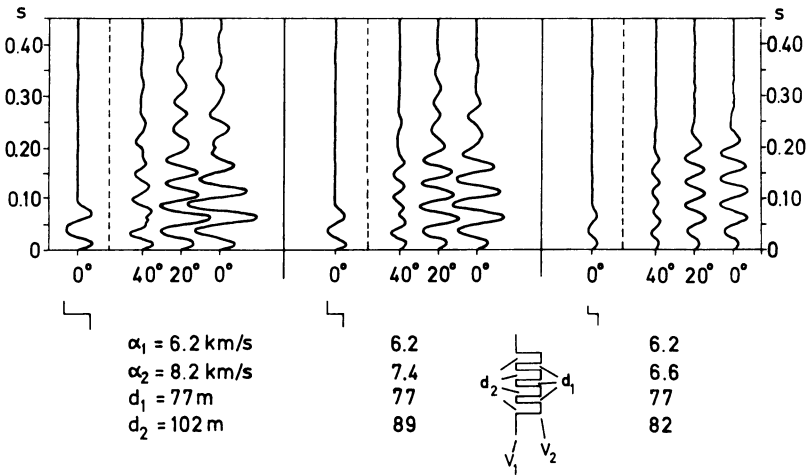


Fig. 7: Synthetic seismograms of reflections from three laminated transition zones studied in Fig. 6 for three different angles of incidence ( $0^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $40^\circ$ ). Vertical reflections from a first-order discontinuity with the same impedance contrast are given for comparison.

Synthetische Seismogramme von Reflexionen der drei in Fig. 6 untersuchten, lamellenförmigen Übergangszonen für drei Einfallswinkel ( $0^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $40^\circ$ ). Zum Vergleich sind die Reflexionen von einer Diskontinuität erster Ordnung mit gleichem Impedanzkontrast dargestellt.

highest contrast the *largest* amplitudes are concentrated comparatively close to the beginning of the signal within a relatively short interval. With decreasing contrast the maximum amplitudes are spread over a longer time interval. This observation in the time domain corresponds to the decrease in width of the reflecting band in the frequency domain.—On the other hand, considering the reverberating tail of the reflected signal, this coda is longer in the case of the high impedance laminae. To put it in other words, the energy in this case is not reflected instantaneously as it is in the case of a first-order discontinuity. Instead it is trapped in the laminated transition zone and leaks only gradually into the two adjacent half spaces. The time spent in the transition zone is longer for larger impedance contrasts.—Correlating the phases of the reflected signals with increasing angle of incidence one notes that the phase velocity is higher than the velocity of the signal onset.

Synthetic seismograms of a wide angle reflection profile from a laminated transition zone are presented in Fig. 8 for the intermediate impedance contrast studied previously in Fig. 6 and 7. The depth of the upper boundary of the transition zone is taken to be at 20 km. The critical distance is 61 km. Therefore all seismograms in Fig. 8 represent subcritical reflections. Seismograms have been computed at intervals of 2 km. They have been shifted in time in such a fashion that they all start at the same instant.

Clearly the phase velocity is higher than the velocity of the signal onset and higher than the group velocity. The phase velocity is increasing with decreasing frequency. We are therefore dealing with normal dispersion. It has to be taken into account when wide angle reflections are interpreted.—Out to a distance of 25 km the shape of the

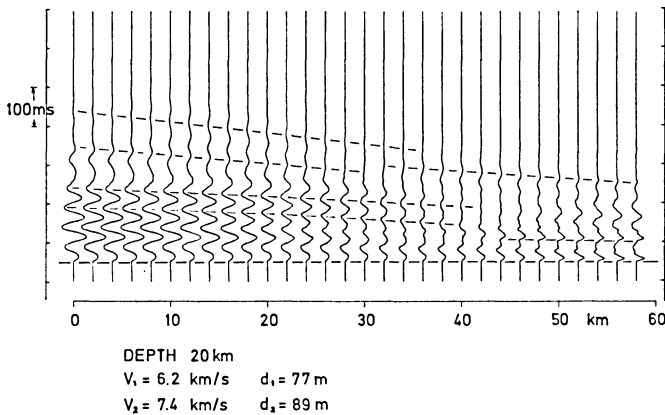


Fig. 8: Synthetic seismograms of subcritical reflections from a four laminae transition zone (depth of upper boundary 20 km). Critical distance 61 km.  $\alpha_1/\alpha_2 = 6.2/7.4$ .

Synthetische Seismogramme unterkritischer Weitwinkelreflexionen von einer Vier-Lamellen-Übergangszone (Tiefe der Oberkante 20 km). Kritische Entfernung 61 km.  $\alpha_1/\alpha_2 = 6,2/7,4$ .

interference signal changes only slightly. From there on the signal deteriorates rapidly losing energy and its original shape. Starting at about 45 km the amplitude of the first break increases gradually. It is followed by a sharp secondary arrival with a constant  $\Delta t$  of 40 msec. This dominant later event corresponds to the reflection from the bottom of the transition zone.

So far we have only considered reflections from laminated transition zones with parallel boundaries. Although the matrix formalism derived in FUCHS (1968) is only

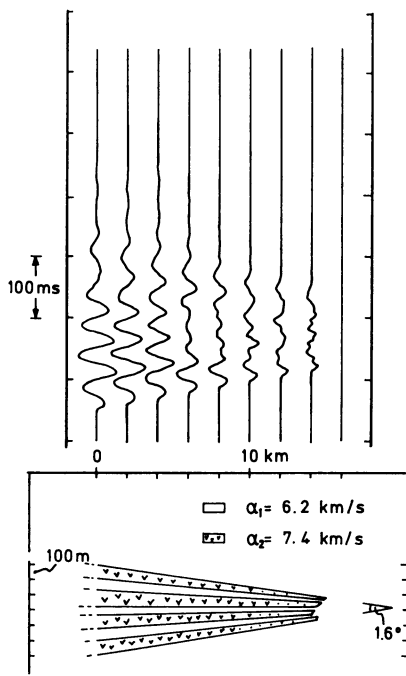


Fig. 9: Synthetic seismograms of vertical reflections from a wedge-shaped laminated transition zone  $\alpha_1/\alpha_2 = 6.2/7.4$ .

Synthetische Seismogramme von Vertikalreflexionen von einer auskeilenden, lamellenförmigen Übergangszone.  $\alpha_1/\alpha_2 = 6.2/7.4$ .

valid for parallel boundaries it will still give a fair approximation if the boundaries are slightly inclined, as e.g. for wedged shaped structures with small angles of aperture. If we are dealing with wedge-shaped laminae the condition for constructive interference at a thickness of a quarter wavelength will only be fulfilled in certain regions. In Fig. 9 the vertical reflection from a wedge-shaped, laminated transition zone is considered for a profile running towards the wedge apex. The wedge angle between the upper and lower boundary is  $1.6^\circ$ . For the computation of the reflectivity of the wedge under-

neath the recording site, the local thicknesses of the wedge laminae have been taken as the thicknesses of the laminae of a transition zone with parallel boundaries. At the left hand side of the seismogram section the condition for constructive interference is satisfied. Moving to the right we are gradually leaving the reflecting band. Since the flanks of this band are fairly steep (Fig. 4 to 6), the reflection disappears rather suddenly. Therefore the wedge-shaped laminated transition zone provides an explanation for the relatively sudden disappearance of deep crustal reflections.

## 6. Conclusions

It has been demonstrated that reflections from transition zones with a monotonically increasing velocity-depth distribution are in conflict with a number of experimental observations characteristic of deep crustal reflections. Especially the large amplitudes and the low cut-off frequency remain unexplained by such a model. It must therefore be rejected.

Instead it could be shown that a laminated transition zone with velocity reversals is concordant with all characteristic features of deep crustal reflections as stated in chapter 2. Synthetic reflection seismograms from laminated transition zones display a remarkable similarity with deep crustal reflections found on field records. Thus the laminated transition zone must be accepted as a possible model for deep crustal reflectors. Laminated reflectors produce considerably larger amplitudes than a first-order discontinuity. Therefore, the observation of deep crustal reflections should no longer be taken as direct evidence for the existence of first-order discontinuities but rather as an indication of fluctuations in the velocity-depth distribution.

It has not yet been proven that the laminated transition zone is the only possible model for deep crustal reflectors. For further confirmation a number of both experimental and theoretical studies is necessary. Earlier and later reflections should show a difference in spectral behavior, since in the reflecting band of the shallower reflector the transmitted signal is attenuated. What is the true shape of the transmitted signal? The dispersive properties of the wide-angle reflections can only be studied properly if more control is achieved with regard to the spectrum of the source signal, for instance with Vibroseis, and if wide-band digital recording is used. This would then permit a much more flexible processing of field records.

## 7. Acknowledgements

The author is indebted to his colleagues at the Geophysical Institute of Karlsruhe University, especially to Prof. ST. MUELLER for fruitful discussions and kindly reading the manuscript. Computing facilities were made available by Deutsches Rechenzentrum (German Computing Center) at Darmstadt. The research reported in this paper was sponsored in part by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (German Research Association) within the research program "Determination of Crustal Structure in Central Europe", and in part by the Air Force Office of Scientific

Research under Contract AF 61 (052)-861 through the European Office of Aerospace Research, United States Air Force, as part of the ARPA Project's Agency's Project VELA-UNIFORM.

### References

- BELOUSSOV, V. G., B. S. VOL'VOSKY, I. S. VOL'VOSKY and V. Z. RYABOI: Experimental investigation of the recording of deep reflected waves. *Bull. Acad. Sci. USSR, Geophys. Ser., AGU Transl.*, 8, 1034—1044, 1962.
- COOLEY, J. W., and J. W. TUKEY: An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series. *Math. of Computation*, 19, 90, 297—301, 1965.
- DEMNATI, A., and G. DOHR: Reflexionsseismische Tiefensondierungen im Bereich des Oberreintalgrabens und des Kraichgaues. *Ztschr. f. Geophys.*, 31, 5, 229—245, 1965.
- DOHR, G.: Ein Beitrag der Reflexionsseismik zur Erforschung des tieferen Untergrundes. *Geol. Rundschau*, 46, 1, 17—26, 1957.
- : Zur reflexionsseismischen Erfassung sehr tiefer Unstetigkeitsflächen. *Erdöl und Kohle*, 10, 4, 278—281, 1957.
- : Über die Beobachtungen von Reflexionen aus dem tieferen Untergrunde im Rahmen routinemäßiger reflexionsseismischer Messungen. *Ztschr. f. Geophys.*, 25, 280—300, 1959.
- : Untersuchungen über den Bau der Erdkruste in Westdeutschland durch reflexionsseismische Messungen. *Bollet. di Geofis. Teor. e Appl.*, 4, 14, 142—154, 1962.
- DOHR, G., and K. FUCHS: Statistical evaluation of deep crustal reflections in Germany. *Geophysics*, 32, 6, 951—967, 1967.
- FUCHS, K.: Das Reflexions- und Transmissionsvermögen eines geschichteten Mediums mit beliebiger Tiefen-Verteilung der elastischen Moduln und der Dichte für schrägen Einfall ebener Wellen. *Ztschr. f. Geophys.*, 34, 389—413, 1968.
- FUCHS, K., and O. KAPPELMEYER: Report on reflection measurements in the Dolomites — September 1961. *Bollet. di Geofis. Teor. e Appl.*, 4, 14, 133—141, 1962.
- German Research Group for Explosion Seismology: Crustal structure in western Germany. *Ztschr. f. Geophys.*, 30, 209—234, 1964.
- : Seismic wide angle measurements in the Bavarian Molasse basin. *Geophys. Prosp.*, 14, 1—6, 1966.
- HADJEBI, B.: Die statistische Auswertung von Reflexionen großer Laufzeit aus dem norddeutschen Raum und ihre Zuordnung zu den bekannten Diskontinuitäten in der Erdkruste. *Thesis Institut f. d. Physik des Erdkörpers der Universität Hamburg*, 29 p., 1966.
- HEHN, K.: Die statistische Auswertung von Reflexionen mit langen Laufzeiten aus dem norddeutschen Raum und ihre Zuordnung zu den bekannten Unstetigkeitsflächen in der Erdkruste. *Thesis Technical University Clausthal-Zellerfeld, Germany*, 54 p., 1964.
- JAMES, D. E., and J. S. STEINHART: Structure beneath continents: a critical review of explosion studies 1960—1965. *Amer. Geophys. Union Geophys. Monogr. Ser.*, 10, 293—333, 1966.

- LIEBSCHER, H. J.: Deutungsversuche für die Struktur der tieferen Erdkruste nach reflexionsseismischen und gravimetrischen Messungen im deutschen Alpenvorland. *Ztschr. f. Geophys.*, 30, 2, 51—96 und 3, 115—126, 1964.
- : Reflexionshorizonte der tieferen Erdkruste im bayrischen Alpenvorland, abgeleitet aus Ergebnissen der Reflexionsseismik. *Ztschr. f. Geophys.*, 28, 162—184, 1962.
- MEISSNER, R.: An interpretation of the wide angle measurements in the Bavarian Molasse basin. *Geophys. Prosp.*, 14, 1, 7—16, 1966.
- : Zum Aufbau der Erdkruste. Ergebnisse der Weitwinkelmessungen im bayerischen Molassebecken. *Gerl. Beitr. z. Geophys.*, 76, 211—254 und 295—314, 1967.
- : Exploring deep interfaces by seismic wide angle measurements. *Geophys. Prosp.*, 15, 4, 598—617, 1967.
- O'BRIEN, P. N. S.: A note on normal incidence reflections from the MOHORovičić discontinuity. *Geophys. Journ. R. A. S.*, 9, 5, 541—545, 1965.
- REICH, H.: Über seismische Beobachtungen der PRAKLA von Reflexionen aus großen Tiefen bei den großen Steinbruch-Sprengungen in Blaubeuren am 4. März und 10. Mai 1952. *Geol. Jahrb.*, 68, 225—240, 1953.
- SCHULZ, G.: Reflexionen aus dem kristallinen Untergrund im Gebiet des Pfälzer Berglandes. *Ztschr. f. Geophys.*, 23, 225—235, 1957.
- STEINHART, J. S., and R. P. MEYER: Explosion studies of continental structure. *Carnegie Inst. Washington Publ. No. 622*, 409 p., 1961.
- TALWANI, M., G. H. SUTTON and J. L. WORZEL: A crustal section across the Puerto Rico trench. *Journ. Geophys. Res.*, 64, 1545—1555, 1959.





# Ein Spulentheodolit zur Messung der erdmagnetischen Komponenten mit dem Protonenmagnetometer

Von D. VOPPEL, Wingst<sup>1)</sup>

Eingegangen am 8. August 1968

*Zusammenfassung:* Zur Messung der Komponenten des erdmagnetischen Feldes mit dem Protonenmagnetometer werden homogene Zusatzfelder in Spulensystemen erzeugt und dem Erdfeld überlagert. Im Erdmagnetischen Observatorium Wingst des Deutschen Hydrographischen Instituts wurde ein Zwei-Komponenten-BRAUNBECK-Spulensystem auf einem ASKANIA-Dreifuß befestigt. Damit läßt sich die Horizontal- und die Vertikalintensität nach der Kompensationsmethode von NELSON messen.

Die Halbierung des Kompensationsfeldes, die bei Anwendung dieser Methode erforderlich ist, wird dadurch erreicht, daß entweder alle Windungen der Spule oder nur die Hälfte mit der gleichen Stromstärke beschickt werden können.

Die Genauigkeit bei 30 Messungen beträgt  $\pm 0,5 \gamma$  für  $Z$  und  $\pm 0,7 \gamma$  für  $H^2$ ). Diese Methode hat gegenüber den klassischen Methoden vor allem den Vorteil, daß der Zeitaufwand für die Messung und Berechnung der Basiswerte etwa um den Faktor zehn geringer ist.

*Summary:* For measuring the components of the Earth's magnetic field by means of a proton magnetometer homogeneous fields are produced in levelled coil systems and superposed on the Earth's field. In the Geomagnetic Wingst Observatory of the Deutsches Hydrographisches Institut an ASKANIA tripod was provided with a two-component BRAUNBECK coil system. Thus, the horizontal and vertical intensities can be measured after the compensation method of NELSON.

Halving of the coil fields as required by this method is accomplished by feeding all coil windings or only half of them with the same current.

The accuracy in the case of 30 measurements amounts to  $\pm 0,5 \gamma$  for  $Z$  and  $\pm 0,7 \gamma$  for  $H^2$ ). The advantage of this method as compared with the classical ones consists, essentially, in the reduction, by the factor of ten, in the time needed for measuring and calculating the base line values.

## 1. Vorbemerkung

Man unterscheidet in der klassischen Technik zur Messung der magnetischen Feldstärke prinzipiell Absolut- und Relativmessungen. Die Absolutmessung führt die magnetische Feldstärke auf die Grundeinheiten cm, g und sec zurück, während die

<sup>1)</sup> D. VOPPEL, Oberregierungsrat, Erdmagnetisches Observatorium Wingst, 2171 Höftgrube/Niederelbe.

<sup>2)</sup>  $1 \gamma = 10^{-5}$  Oersted.

Relativmessungen dazu dienen, Feldstärkeunterschiede an verschiedenen Orten (z. B. mit Feldwaagen) oder zeitliche Unterschiede an einem Ort (mit Variometern) mit hoher Genauigkeit zu messen. Da Absolutmessungen wegen des großen Aufwandes, den sie beanspruchen, nicht beliebig oft und an beliebiger Stelle wiederholt werden können, und da andererseits mit Relativmessungen der mit einer Absolutmessung gewonnene Standard nur innerhalb einer sehr kurzen Zeit reproduziert werden kann, hat man für erdmagnetische Zwecke eine Zwischengruppe geschaffen, die mit „Basismessungen“ bezeichnet wird. Es werden dazu meist ortsfeste Instrumente benutzt, die auf Grund ihrer Bauart bei sorgfältiger Wartung in der Lage sind, einen einmal gewonnenen absoluten Standard über Jahre bis Jahrzehnte zu konservieren und bei Bedarf zu reproduzieren. In den erdmagnetischen Observatorien werden mit diesen Methoden die Basislinien der Registrierungen gemessen.

Die verschiedenen Klassen von Messungen beanspruchen unterschiedlichen Aufwand an Meß- und Rechenarbeit: Für Absolutmessungen sind Monate, für Basismessungen Stunden und für Relativmessungen Minuten anzusetzen. Wie häufig Absolutmessungen durchgeführt werden müssen, richtet sich nach der Stabilität der Basisinstrumente. Die letzte Absolutmessung in Deutschland ist um das Jahr 1950 im Observatorium Niemegk des Geomagnetischen Instituts Potsdam gemacht worden (RICHARD und WIESE 1954). Basismessungen werden an den Observatorien etwa alle acht bis 14 Tage durchgeführt, weil die Basiswerte gut gealterter Variometer unter normalen Umständen in diesem Zeitraum auf  $1 \gamma$  konstant bleiben. Variometer gelten dann als stabil, wenn sich ihre Basiswerte im Laufe eines Jahres um nicht mehr als  $10 \gamma$  ändern. Das ist nur erreichbar durch Alterung der Torsionsfäden und gute Klimatisierung der Registrierräume.

Weltweite Vergleichsmessungen zwischen den erdmagnetischen Observatorien zeigen Unterschiede in den absoluten Niveaus von  $20 \gamma$  und mehr. Diese Niveaudifferenzen schwanken außerdem mit der Zeit um Beträge ähnlicher Größenordnung. Zeitliche Änderungen des Basisniveaus wirken sich bei Untersuchungen der Säkularvariation besonders schädlich aus.

Um das Jahr 1960 wurden die Protonenmagnetometer (PACKARD und VARIAN 1954) in die erdmagnetische Meßpraxis eingeführt. Es soll hier nicht auf deren Wirkungsweise eingegangen werden. Die Messung des Betrages des erdmagnetischen Feldvektors wird auf eine Messung der Präzessionsfrequenz des Protonenkreisels zurückgeführt. Diese Frequenz stellt einen für erdmagnetische Zwecke von äußeren Einflüssen freien, jederzeit schnell reproduzierbaren Maßstab für die Feldstärke dar. Dabei spielt es keine Rolle, ob der Proportionalitätsfaktor zwischen Feldstärke und Präzessionsfrequenz, das gyromagnetische Verhältnis des Protons, auf  $10^{-5}$  genau bekannt ist. Der magnetische Standard, der bisher in jedem magnetischen Observatorium in den Stationsinstrumenten und -magneten bewahrt wurde und deshalb nicht unzerstörbar war, ist nunmehr für die Totalintensität über die Protonenmagnetometer aus dem Atomkern des Wasserstoffs verfügbar und daher makroskopisch nicht zu beeinflussen. Somit wird die Stabilität der Basisniveaus an den Observatorien erheblich vergrößert.

## 2. Methoden der Komponentenmessung

Die Erdmagnetiker waren bestrebt, die Vorteile der Protonenmagnetometer auch für die Messung der Komponenten des Erdfeldes nutzbar zu machen. Dazu werden homogene Zusatzfelder in Spulen erzeugt, die auf justierbaren Plattformen montiert sind, und dem Erdfeld überlagert. Es sind zwei dem Prinzip nach verschiedene Methoden bekannt: Die *Kompensationsmethode* oder das NELSON-Verfahren (NELSON 1958, HURWITZ und NELSON 1960) und die *Zusatzfeldmethode* (SERSON 1961, DE VUYST und HUS 1966, WIENERT 1968).

### a) Kompensationsmethode

Die Sonde des Protonenmagnetometers befinde sich im Homogenitätsbereich einer Spule, deren Feldrichtung beliebig zur Richtung des Erdfeldes liegen möge. In der Spule werde ein Feld erzeugt und so lange variiert, bis das Protonenmagnetometer die gleiche Feldstärke mißt, die ohne Spulenfeld geherrscht hatte. Das Spulenfeld, das diese Bedingung erfüllt, sei  $2\vec{S}$ , sein Einheitsvektor  $\vec{S}_0$  und der Vektor der Erdfeldstärke  $\vec{F} = \{H, 0, Z\}$ . Es gilt dann

$$|\vec{F} + 2\vec{S}| = F. \quad (1)$$

Daraus ergibt sich

$$S = -(\vec{F}, \vec{S}_0). \quad (2)$$

Wird das Spulenfeld  $2\vec{S}$  nun halbiert, dann mißt das Protonenmagnetometer den Wert

$$|\vec{F} + \vec{S}| = |\vec{F} - (\vec{F}, \vec{S}_0)\vec{S}_0|. \quad (3)$$

(3) ist die Komponente des Erdfeldes senkrecht zum Spulenfeld. In der Praxis wird die Spulenchse horizontal nach magnetisch Nord gerichtet, wenn die Vertikalkomponente des Erdfeldes gemessen werden soll, und vertikal gestellt, wenn die Horizontalkomponente gemessen werden soll. Im ersten Falle wird  $\vec{S} = \{-H, 0, 0\}$ , und im zweiten Falle wird  $\vec{S} = \{0, 0, -Z\}$ .

### b) Zusatzfeldmethode

In einer Spule, die beliebig zum Erdfeld ausgerichtet sein mag, werden nacheinander zwei verschiedene Felder erzeugt; das eine Feld sei  $\vec{S}$ , das andere das  $n$ -fache von  $\vec{S}$ .  $n$  und  $\vec{S}$  müssen geeignet gewählt werden, um die Empfindlichkeit der Methode zu gewährleisten ( $n \neq 0$  oder  $1$ ). Gemessen werden jeweils die aus Erdfeld und Spulenfeld resultierenden Totalfeldstärken  $F_1$  und  $F_2$  sowie die Erdfeldstärke  $F$ . Es gilt dann

$$\vec{F} + \vec{S} = \vec{F}_1 \quad (4)$$

$$\vec{F} + n\vec{S} = \vec{F}_2. \quad (5)$$

Aus diesen Gleichungen lassen sich die Komponente des Erdfeldes in Richtung der Spulenchse und das zusätzliche Spulenfeld  $S$  berechnen:

$$(\bar{F}, \bar{S}_0) = \frac{F_2^2 - F_1^2 - (n^2 - 1)S^2}{2(n-1)S} \quad (6)$$

$$S^2 = \frac{F_2^2 - nF_1^2 + (n-1)F^2}{n(n-1)} \quad (7)$$

SEKSON (1961) gibt für  $n = -1$  an. WIENERT (1968) erzielt für die  $H$ -Messung gute Resultate mit  $S = 2H$  und  $n = -1$ . DE VUYST (1966) arbeitet mit  $S = 10000 \gamma$  und  $n = +2$ , macht aber keine Angaben über die Empfindlichkeit der Methode.

Zur Messung der erdmagnetischen Komponenten benötigt man einen nivellierbaren Drehteller, auf den die Spulen montiert werden müssen. Die genaue Nivellierung der Stehachse des Untersatzes ist die Voraussetzung für die Messung nach *beiden* Methoden. Im Erdfeld Wingst erfordert eine Meßgenauigkeit von  $\pm 1 \gamma$  die Justierung der Stehachse für die  $H$ -Messung auf  $\pm 4,6''$ , für die  $Z$ -Messung auf  $\pm 12,0''$ .

Kleine Abweichungen der Richtungen der Spulenchsen gegen die der Stehachse können durch Messungen in verschiedenen Azimuten eliminiert werden.

Welcher von beiden Methoden man den Vorzug geben soll, richtet sich nach der Größe der zu messenden Feldkomponenten und nach dem Instrumentarium, das man zur Verfügung hat. Die Kompensationsmethode ist auf mittlere Breiten beschränkt, wenn man  $H$  und  $Z$  danach messen will. Denn das Protonenmagnetometer ist nicht in der Lage, Felder unter  $16000 \gamma$  zu messen, weil die Amplitude des Präzessions-signals proportional zur Feldstärke ist und bei schwachen Feldern im Rauschen verschwindet. Das Signal-Rausch-Verhältnis darf jedoch den Wert 10 nicht wesentlich unterschreiten. So bietet sich eine Kombination beider Methoden vor allem für Messungen in polaren und äquatorialen Breiten an. Die starke Komponente wird nach der Kompensationsmethode und die schwache nach der Zusatzfeldmethode gemessen. Man benötigt dazu auch nur *eine* Feldspule, in polaren Breiten mit horizontaler, in äquatorialen Breiten mit vertikaler Achse. Die Zusatzfeldmethode erfordert allerdings in  $n$  eine Genauigkeit von etwa  $10^{-5}$ , während das Kompensationsfeld bei der anderen Methode für die  $H$ -Messung nur auf  $1,3 \cdot 10^{-3}$  und für die  $Z$ -Messung auf  $5,3 \cdot 10^{-3}$  genau zu sein braucht. (Diese Zahlen gelten für das Feld in Wingst  $Z = 44800 \gamma$ ,  $H = 17800 \gamma$  und für eine Meßgenauigkeit von  $0,1 \gamma$  in beiden Komponenten.)

### 3. Der neue Spulentheodolit im Observatorium Wingst

Im Erdmagnetischen Observatorium Wingst ist der Kompensationsmethode der Vorzug gegeben worden, weil der Rechenaufwand für diese Methode wesentlich geringer ist als für die Zusatzfeldmethode und weil nicht die Möglichkeit bestand, das Zusatzfeld auf  $10^{-5}$  konstant zu halten.

Dazu wurde ein Zwei-Komponenten-Spulensystem entwickelt und bei der Versuchswerkstatt des Deutschen Hydrographischen Instituts, Hamburg, gebaut. Als Untersatz wurde ein Drehteller mit Minutenteilkreis und justierbaren Spulenträgern von der Firma ASKANIA-Werke, Berlin, erworben.

Form und Größe der Kompensationsspulen hängen von der Größe des gewünschten homogenen Raumes ab. Dieser wird wiederum bestimmt von der Ausdehnung der Sonde des Protonenmagnetometers. In Wingst wird ein von der Firma VARIAN Ass., USA, gebautes Stationsmagnetometer verwendet. Die Sonde hat die Form eines Zylinders mit einem Durchmesser von 15 cm und einer Höhe von 17 cm. Diese Abmessungen ergeben sich daraus, daß die Sonde eine Rauschunterdrückung besitzt; d. h. in dem Zylinder sind zwei Spulen übereinander angeordnet, die gegeneinander gewickelt sind. Beide sind mit Flüssigkeit gefüllt, so daß sich das Nutzsignal aus beiden Spulen addiert, das Störsignal dagegen weitgehend kompensiert.

Um die Abmessungen der Kompensationsspule nicht zu groß werden zu lassen, wurde die von BRAUNBECK angegebene Form gewählt (CHAPMAN und BARTELS 1940). Demgemäß wurde die optimale Homogenität angestrebt, die in einer Spule mit vier Windungsringen erreichbar ist. In Tab. 1 (s. S. 156) sind die Spulendaten angegeben. Abb. 1 zeigt die Seitenansicht des Spulentheodoliten.

Jede Spule besteht aus zwei Teilspulen gleichen Spulenfaktors; beide Teilspulen können einzeln mit Strom beschickt werden, sie können auch hintereinander oder gegeneinander geschaltet werden. Die Gegenschaltung dient zur Kontrolle der Gleichheit beider Teilspulen. Kleine Differenzen zwischen den Spulenfaktoren, die innerhalb der Bautoleranzen liegen, können elektrisch abgeglichen werden. Mit Hilfe dieser Vorrichtung ist es möglich, das Spulenfeld bei konstantem Spulenstrom genau zu halbieren.

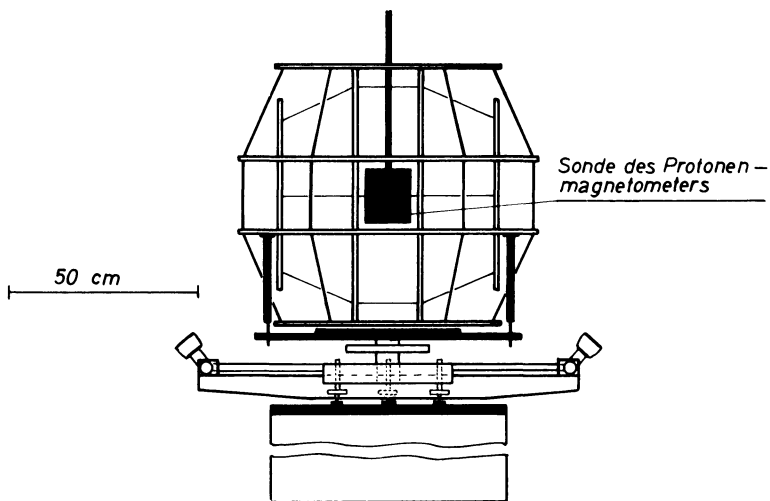


Abb. 1: Skizze des Spulentheodoliten. — Scheme of coil theodolite.

Tabelle 1: Abmessungen der BRAUNBECK-Spulen (Werte zum Teil abgerundet).

	Spule mit vertikaler Achse	Spule mit horizontaler Achse
Durchmesser des inneren Ringes . . . . .	78,0 cm	66,0 cm
Durchmesser des äußeren Ringes . . . . .	59,6 cm	50,4 cm
Abstand der inneren Ringfläche von der Mitte . . . . .	10,8 cm	9,2 cm
Abstand der äußeren Ringfläche von der Mitte . . . . .	33,0 cm	27,9 cm
Anzahl der Windungen auf jedem Ring	$2 \times 18$	$2 \times 18$
Spulenfaktor (36 Windungen) . . . . .	149,4 $\gamma$ /mA	176,7 $\gamma$ /mA

Die Maßverhältnisse müssen beim Bau einer BRAUNBECK-Spule sehr exakt eingehalten werden. Schon bei geringen Abweichungen von den Sollwerten können insbesondere Asymmetrien im Achsenfeld auftreten. Weicht z. B. der Abstand der Ebene eines äußeren Spulenringes vom Mittelpunkt um 0,5 mm von seinem Sollwert ab (siehe

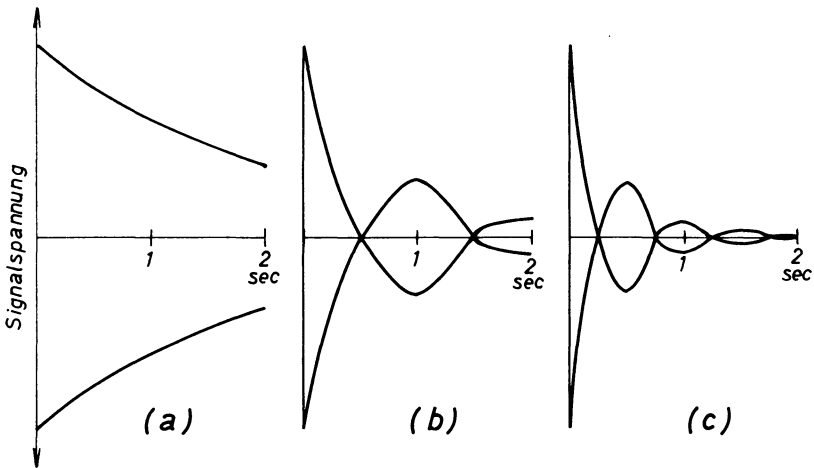


Abb. 2: Einhüllende des Präzessionssignals, gemessen mit einer Doppelspulen-sonde (Abstand der Spulenzentren 10 cm).

- in einem homogenen Feld,
- in einem inhomogenen Feld mit linearem Gradienten von etwa  $2 \gamma/\text{cm}$ ,
- in einem inhomogenen Feld mit linearem Gradienten von etwa  $4 \gamma/\text{cm}$ .

Envelope of precession signal measured with a double-coil sensor (distance of coil centres 10 cm).

- in a homogeneous field,
- in an inhomogeneous field with a linear gradient of about  $2 \gamma/\text{cm}$ ,
- in an inhomogeneous field with a linear gradient of about  $4 \gamma/\text{cm}$ .

Tab. 1), so entsteht im homogenen Bereich der Spule ein konstanter Feldgradient von  $2\gamma/\text{cm}$  bei einem Spulenfeld von etwa  $1\text{ Oe}$  ( $= 10^5\gamma$ ). Dieser Gradient ist mit einer oben beschriebenen Doppelspulen-sonde direkt an der Form des Präzessionssignals erkennbar (Abb. 2). Die Schwebungsfiguren entstehen dadurch, daß jede Einzelspule in der Sonde ein verschiedenes Feld mißt; es überlagern sich zwei Präzessionsschwingungen mit etwa  $1\text{ Hz}$  Differenz. Der Schwingungsknoten tritt „verschmiert“ auf, wenn der Feldgradient an beiden Spulen der Sonde verschieden ist.

#### 4. Meßergebnisse und Genauigkeitsbetrachtungen

Abb. 3 zeigt die Ergebnisse einer vierwöchigen Meßreihe.  $H$  und  $Z$  sind nach der Kompensationsmethode gemessen worden. Dargestellt sind vollständig reduzierte Meßwerte (Basiswerte, mit Indizes Null gekennzeichnet). Die Messung der beiden Komponenten  $Z$  und  $H$  sowie der Totalintensität  $F$  gestattet die innere Kontrolle. Die Differenz  $G = H_0 - (F_0^2 - Z_0^2)^{\frac{1}{2}}$  ist in Abb. 3 unten dargestellt. Die vergleichsweise große mittlere Abweichung eines einzelnen Werts von  $G$  ist auf das Glied  $(F_0^2 - Z_0^2)^{\frac{1}{2}}$  zurückzuführen, weil eine kleine Feldkomponente aus zwei großen berechnet wird.

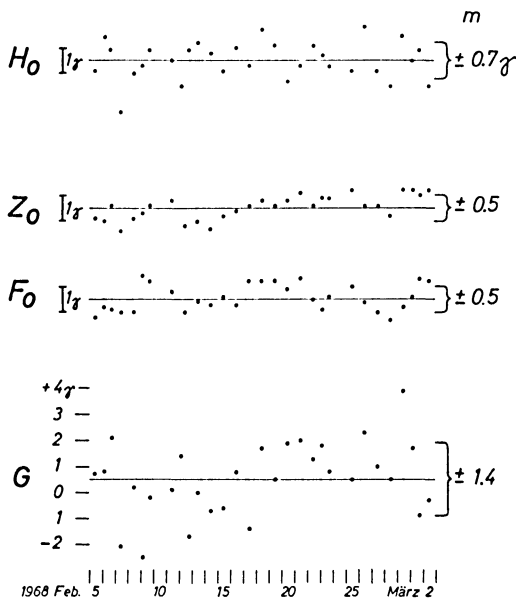


Abb. 3: Basiswerte  $H_0, Z_0, F_0$ , gemessen mit der Kompensationsmethode.

Base line values  $H_0, Z_0, F_0$  measured following the method of compensation.

$$G = H_0 - (F_0^2 - Z_0^2)^{\frac{1}{2}}$$

Tabelle 2: Einfluß der einzelnen Fehlerquellen auf den Gesamtfehler (alle Werte in  $\gamma$ ).

	Messung am Protonen- magnetometer	Nivellierung des Theodoliten	Reduktion der zeitlichen Variationen		Gesamt
			$\Delta H$	$\Delta Z$	
<i>F</i>	0,2	—	0,2	0,4	0,5
<i>Z</i>	0,2	0,2	—	0,4	0,5
<i>H</i>	0,2	0,5	0,5	—	0,7

Nivellierungsfehler des Theodoliten wie auch Fehler der Skalenwerte der Registrierungen beeinflussen  $G$  nicht. Die mittleren Abweichungen der Einzelwerte von  $F$  und  $Z$  betragen  $\pm 0,5 \gamma$ , die von  $H \pm 0,7 \gamma$ . Der größere Fehler in  $H$  beruht in der Hauptsache auf der stärkeren Neigungsempfindlichkeit. Eine Übersicht über den Einfluß der einzelnen Fehlerquellen auf den Gesamtfehler von  $F$ ,  $Z$  und  $H$  vermittelt Tabelle 2. Die Tabellenwerte sind in  $\gamma$  angegeben.

Die Einführung der Protonenmagnetometer in die erdmagnetische Meßpraxis (in Wingst im Jahre 1961) brachte einen großen Fortschritt für die  $F$ - und  $Z$ -Messung. Die Genauigkeit wird nun mit der Einführung des NELSONSchen Verfahrens nur noch unwesentlich gesteigert. Jedoch wird der Zeitbedarf für Messung und Auswertung einer Messung etwa um den Faktor 10 reduziert. Während früher die Messungen von  $H$  und  $Z$  bzw.  $H$  und  $F$  meist von verschiedenen Meßplätzen aus gemacht werden mußten, ist es nunmehr möglich, an einem Platz  $H$ ,  $Z$  und  $F$  zu messen.

Das Gerät läßt auch eine Deklinationsmessung zu. Allerdings kann man die Deklination nur relativ messen, da der Winkel zwischen Fernrohrachse (zur Beobachtung der astronomischen Nordrichtung) und Spulenachse der horizontalen Spule nicht bei jeder Messung eliminiert werden kann. Im Prinzip wird die Deklinationsmessung nach der Zusatzfeldmethode mit  $n = -1$  ausgeführt (ALLDREDGE und SALDUKAS 1964, SIEMANN 1967).

### Literatur

- ALLDREDGE, L. R., und I. SALDUKAS: An automatic standard magnetic observatory. *J. Geophys. Res.* 69, 1963—1970, 1964.
- CHAPMAN, S., und J. BARTELS: *Geomagnetism*, Vol. 1, p. 84, Clarendon Press, Oxford, 1940.
- DE VUYST, A. P.: La mesure des intensités verticale et horizontale du champ magnétique terrestre avec un magnétomètre à protons et deux bobines de HELMHOLTZ. *Askania-Warte* 67, 5—9, 1966.
- DE VUYST, A. P., und J. J. HUS: Généralisation de la mesure de l'intensité des composantes verticale et horizontale du champ magnétique terrestre avec le magnétomètre à protons. *Ann. de Géophysique* 22, 119—127, 1966.
- HURWITZ, L., und J. H. NELSON: Proton vector magnetometer. *J. Geophys. Res.* 65, 1759 bis 1765, 1960.



- NELSON, J. H.: A new absolute instrument—the proton vector magnetometer. *J. Geophys. Res.* 63, 880—881, 1958.
- PACKARD, M., und R. VARIAN: Free nuclear induction in the earth's magnetic field. *Phys. Rev.* 93, 941, 1954.
- RICHARD, M., und H. WIESE: Die Neubestimmung der absoluten erdmagnetischen Feldgrößen am Adolf-Schmidt-Observatorium für Erdmagnetismus in Niemegek. *Abh. Geomagn. Inst. u. Observ. Potsdam-Niemegek*, Heft 13, Akademie-Verlag, Berlin, 1954.
- SERSON, P. H.: Canada Patent No. 654552, 1961.
- SIEMANN, H.: Ein in Deklinations- und Inklinationsrichtung kompensiertes Rubidiummagnetometer. *Abh. Braunschweig. Wiss. Ges.* 19, 13—23, 1967.
- WIENERT, K.: Persönliche Mitteilung, 1968.



## **Geoelektrische Untersuchungen von Salzwasservorkommen<sup>1)</sup>**

Von V. FRITSCH und A. F. TAUBER, Wien<sup>2)</sup>

Eingegangen am 16. April 1968

*Zusammenfassung:* In den letzten Jahren wurde durch ein Team österreichischer Versuchsanstalten im Burgenland das größte Mineralwasservorkommen Mitteleuropas erschlossen. Die geoelektrischen Messungen erstreckten sich über eine Fläche von 1000 km<sup>2</sup>. Das Ergebnis wurde durch 15 Bohrungen bestätigt.

In Salzwasserzonen sind für geoelektrische Untersuchungen andere Voraussetzungen gegeben als in Süßwassergebieten. Der spezifische Widerstand des Untergrundes ist nicht konstant, sondern schwankt mit der Jahreszeit, der Witterung und anderen Faktoren.

Die Salzwässer im Untergrund migrieren oft und verändern dadurch den spezifischen Widerstand des Untergrundes.

In der Arbeit werden die Wirkungen dieser Erscheinungen auf das geoelektrische Meßergebnis besprochen.

*Summary:* During the last years, the largest mineralwater sources of Middle Europe were explored in Burgenland (Austria) by experts of Austrian Research Institutes in Vienna-Arsenal. The geoelectrical soundings were carried out on an area of 1000 km<sup>2</sup>. The results were confirmed by 15 drilling wells.

Geoelectrical surveys in salt-water-areas are based on conditions quite different from those in freshwater regions. The resistivity of the subsoil differs with season, weather conditions, and a lot of other variables.

Mineralwater in the ground is often migrating and therefore the specific resistivity is changed.

In this publication the influences of these effects on the geoelectric results are discussed.

In den letzten Jahren hat ein Arbeitskreis von Versuchs- und Forschungsanstalten über Auftrag der zuständigen Behörden ein ungefähr 1000 km<sup>2</sup> großes Gebiet im österreichischen Burgenlande auf die Existenz von Heilwasservorkommen untersucht. Die Verfasser waren für die geoelektrischen Messungen bzw. die geologisch-hydrologische Interpretation zuständig. Über die Arbeiten wurde schon früher einiges berichtet [FRITSCH 1961; FRITSCH und TAUBER, 1959]. Sie wurden 1965 im wesentlichen abgeschlossen und führten zur Aufschließung des größten Mineralwasservorkommens in Mitteleuropa. Die geoelektrischen Vorhersagen wurden durch 15 Forschungsbohrungen verifiziert, die sämtlich fündig geworden sind.

<sup>1)</sup> Nach einem Referat von V. FRITSCH auf der Jahrestagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Hamburg 1968 (mit einzelnen Ergänzungen).

<sup>2)</sup> Professor Dr. V. FRITSCH und Oberreg.-Rat Dr. A. F. TAUBER, 1031 Wien, Arsenal, Objekt 3, Staatl. autor. Versuchsanstalt für Geoelektrik und Blitzschutz.

Im Laufe dieser Untersuchungen konnte bald festgestellt werden, daß man sich mit Problemen auseinandersetzen müsse, die in Süßwasserzonen nicht gegeben sind. Mit namhafter Unterstützung des österreichischen Bundesministeriums für Bauten und Technik, für die an dieser Stelle verbindlicher Dank ausgesprochen wird, war es möglich, diese Probleme näher zu studieren. Im folgenden sollen einige von diesen kurz behandelt werden.

## 1. Der geologische Leiter

Die zu untersuchenden geologischen Leiter sind Mischkörper, die im wesentlichen aus vier Hauptkomponenten zusammengesetzt sind: dem festen Mineralgerüst, dem gebundenen Wasser, dem freibeweglichen Wasser und der in den Hohlräumen eingeschlossenen Luft. Die Leitfähigkeit der Luft kann man vernachlässigen. Das freie Wasser ist vom gebundenen Hüllen- und Porenwinkelwasser elektrisch meist unterschieden. In Süßwassergebieten liegt der spezifische Widerstand des freien Wassers viel höher als jener des gebundenen. In Salzwasserzonen ist der Unterschied meist viel geringer.

Wenn ein Mischkörper aus den Komponenten vom Volumenteil  $\vartheta_1 \dots \vartheta_2 \dots \vartheta_n$  und den spezifischen Widerständen  $\varrho_1 \dots \varrho_2 \dots \varrho_n$  besteht, dann kann man mit Hilfe der Mischtheorien den spezifischen Widerstand des Mischkörpers berechnen. Es sei vorweggenommen, daß keine der publizierten Theorien befriedigen kann. Der spezifische Widerstand ist von den Volumenanteilen und spezifischen Widerständen der einzelnen Komponenten, überdies aber auch noch von der geoelektrischen Struktur des Mischkörpers abhängig. Gerade dieser Einfluß ist schwierig zu erfassen.

Die Verfasser legen ihren Berechnungen die Mischtheorie von K. LICHTENECKER [1924] zugrunde:

$$\log \varrho_0 = \vartheta_1 \log \varrho_1 + \vartheta_2 \log \varrho_2 + \dots \quad (1)$$

$$\text{mit } \sum_1^n \vartheta_n = 1.$$

Die Gleichung (1) ist nicht allgemein gültig, denn sie würde für  $\varrho_n = \infty$  auch  $\varrho_0 = \infty$  ergeben und zwar auch dann, wenn  $\vartheta_n$  sehr klein ist. Man kann sie, wie experimentelle Erfahrungen gezeigt haben, ungefähr im Bereich  $0,03 < \vartheta_2 < 0,4$  für Zweikomponentensysteme verwenden. Allerdings muß man auch in diesem Bereich der Einfluß der Kornverteilungskurve durch Multiplikation mit einem experimentell gewonnenen Korrekturfaktor berücksichtigen.

Wenn der Mischkörper nur aus einer festen Phase ( $\vartheta_g \dots \varrho_g$ ) und einer flüssigen ( $\vartheta_f \dots \varrho_f$ ) besteht, dann erhält man für ( $\vartheta_g + \vartheta_f = 1$ )

$$\log \varrho_0 = [\log \varrho_g - \vartheta_f (\log \varrho_g - \log \varrho_f)] K' \quad (2)$$

In dieser Gleichung ist  $K'$  der erwähnte Korrekturfaktor, der die Kornverteilung und damit die geoelektrische Struktur des Mischkörpers berücksichtigt.

Nun besteht aber die flüssige Phase aus Haftwasser ( $\varrho_M \dots \varrho_M$ ) und aus freibeweglichem Wasser ( $\varrho_B \dots \varrho_B$ ).

Es ist

$$\varrho_B + \varrho_M = \varrho_f$$

und

$$\varrho_H = f(F_i)$$

mit der „inneren Oberfläche“  $F_i$ .

Wir erhalten dann wieder ein Zweiphasensystem, das aus dem mit dem Haftwasser umkleideten Mineralkorn ( $\varrho' \dots \varrho'$ ) und dem freien Wasser ( $\varrho_B \dots \varrho_B$ ) besteht.

KORREKTURFAKTOR

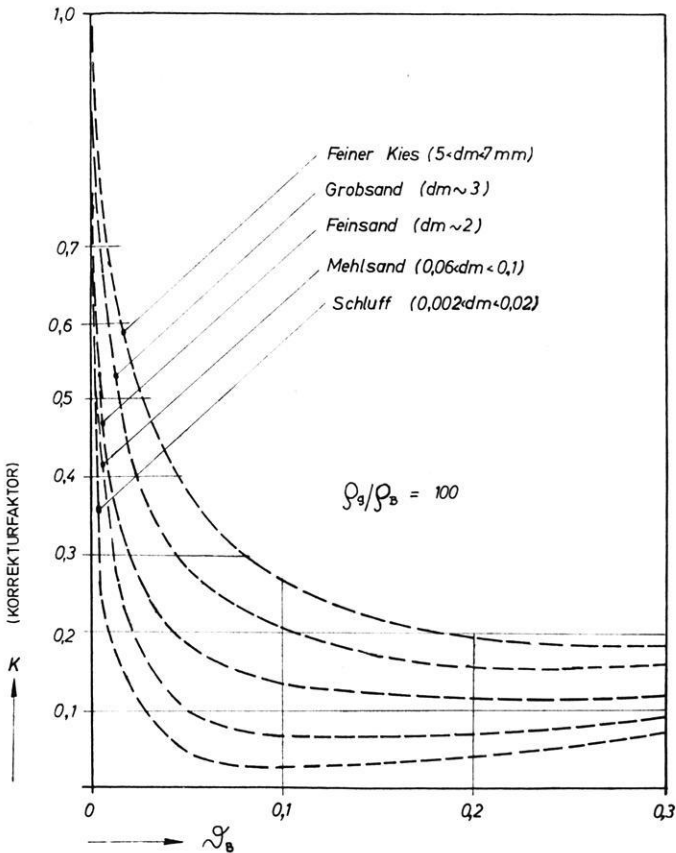


Abb. 1: Korrekturfaktor „K“. — Correcting Factor “K”.

Es ist dann

$$\log \varrho_0 = (\vartheta' \log \varrho' + \vartheta_B \log \varrho_B) K' . \quad (3)$$

Da nun das Volumen des Haftwassers durch die innere Oberfläche wesentlich bestimmt ist, so kann man Kurven zeichnen, die  $\vartheta'$  und  $\varrho'$  als Funktion von  $(\vartheta_g \dots \varrho_g)$  und der Kornverteilung darstellen. Man erhält dann

$$\log \varrho_0 = (\vartheta_g \log \varrho_g + \vartheta_B \log \varrho_B) K \quad (3a)$$

mit dem Korrekturfaktor  $K$ , den man für verschiedene Korndurchmesser und Kornverteilungen experimentell bestimmt. In Abb. 1 sind solche Kurven dargestellt. Man sieht, daß mit der Abnahme des Korndurchmessers der spezifische Widerstand des Mischkörpers rasch absinkt.

Alle so berechneten Kurvenscharen beziehen sich natürlich nur auf jene Sedimente, für die sie berechnet wurden. Im allgemeinen schwanken aber in normalen Böden weder die spezifischen Widerstände der festen Phase noch jene des Haftwassers innerhalb zu weiter Grenzen.

## 2. Geoelektrische Meßmethoden

Für die Messung kommen vor allem die allgemein bekannten Vierpunktverfahren [FRITSCH, 1960] oder auch die Sechspunktverfahren [FRITSCH, 1965] in Betracht. Neben der Sondierung macht man in weitem Umfange auch von der Kartierung Gebrauch und stellt deren Ergebnis in Isoohmenbildern dar. Gewisse Schwierigkeiten sind durch die oft beträchtlichen Erdströme in den Kontaktbereichen (Turbulenzonen) bedingt. Sie können aber meist überwunden werden, wenn man mit entsprechend hohen Strömen im Außenkreis arbeitet und sehr genau kompensiert.

## 3. Die Struktur des Untergrundes

Bei allen Aufschließungsarbeiten sind drei verschiedene Strukturen zu unterscheiden: die geologisch-petrographische, die hydrologische und die geoelektrische.

Es ist bekannt, daß sich die geoelektrische Struktur am besten mit der hydrologischen deckt, wobei allerdings nicht nur das freie, sondern auch das gebundene Wasser zu berücksichtigen ist. Dies ist verständlich, da die Leitfähigkeit der wässrigen Lösungen meist um Zehnerpotenzen über jener der festen Phase liegt.

In Süßwasserzonen sind die Strukturen aber wesentlich komplizierter. Die Unterschiede sind vor allem dadurch bedingt, daß die Leitfähigkeit der freien Mineralwässer meist jenen der Haftwässerkomplexe entspricht. In Süßwasserzonen erscheint z. B. die Grenze zwischen grobkörnigen feuchten Sedimenten (Sand, Schotter etc.) und Lehmen oder Tonen meist durch einen deutlichen Widerstandsrückgang ausgeprägt. In Salzwasserzonen dagegen ist dieser Rückgang meist deshalb nicht zu erkennen,

weil die Salzwasser führenden Grobsedimente oft niedrigere spezifische Widerstände zeigen als die Ton- und Lehmschichten. In Zonen mit nicht zu geringen  $K$ -Werten bildet die Oberfläche der Salzwasser führenden Schichten eine Strukturgrenze unter der andere Grenzen im Sedimentbereich oft kaum mehr zu erkennen sind.

Während also im Süßwasserbereich geologische und hydrologische Grenzen innerhalb der Sedimente meist parallel oder wenigstens konkordant (z. B. beim Kapillarsaum) verlaufen, ist dies in Salzwasserzonen meist nicht mehr der Fall. In diesen Zonen kann man daher auf jeden Fall die Existenz und die Abgrenzung der Salzwasservorkommen bestimmen. In dieser Hinsicht bietet das geoelektrische Verfahren von allen geophysikalischen Methoden die besten Anwendungsmöglichkeiten. Man kann aber in vielen Fällen aus den geoelektrischen Strukturen keineswegs ohne weiteres die geologischen ableiten. Die Fronten, die Süßwasser gegen Salzwasser abgrenzen, können parallel oder senkrecht zur geologischen Schichtung orientiert sein, sie können kongruent oder konkordant zu den geologischen Schichten verlaufen oder eigenen Gesetzen folgen.

#### 4. Veränderung der geoelektrischen Struktur des Untergrundes

In normal aufgebauten Süßwasserzonen kann man im allgemeinen — wenn man von der obersten Verwitterungsschicht absieht — mit zeitlich konstanten Strukturen rechnen. In Salzwassergebieten ist dies aber nicht der Fall. In Abb. 2 sehen wir das Ergebnis zweier Kartierungen, die beide im gleichen Gebiet, aber einmal während einer Trockenperiode und das andere Mal während einer langen Regenperiode aufgenommen wurden. Es sind die Flächen eingezeichnet, in denen der scheinbare spezifische

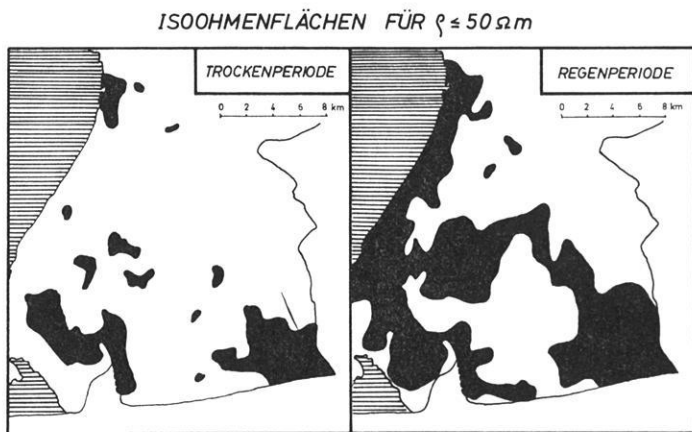


Abb. 2: Vergleich zweier geoelektrischer Untersuchungen bei verschiedener Witterung.

Comparison of the results of two geoelectrical investigations during different weather conditions.

Widerstand bei einem Elektrodenabstand von ( $2 \times 2$  m) unter  $50 \Omega\text{m}$  bleibt. Es wird also die Oberflächenschichte erfaßt. In dem untersuchten Gebiet liegen zahlreiche kleine, seichte salzhaltige Oberflächenwässer (sog. „Salzlacken“). Man sieht, daß die spezifischen Widerstände dieser Zone ungemein stark mit der Witterung schwanken. Ein zweites Beispiel zeigt Abb. 3. Die stark schematisierte Darstellung zeigt die Widerstandszunahme im salzhaltigen Untergrund in der Umgebung eines bewirtschafteten Mineralwasserbrunnens im Laufe von ungefähr  $1\frac{1}{2}$  Jahren. Die Ursachen sind in beiden Fällen verschieden. Im ersten Falle wurden die in der Oberflächenschichte enthaltenen Salze durch die Niederschlagswässer gelöst und dann versickerten diese in den Boden. Im zweiten Falle wurde durch die Wasserentnahme im Brunnen im Untergrunde eine langsame Strömung erzeugt, durch die der Untergrund etwas ausgelaugt wurde. Der mittlere spezifische Widerstand der untersuchten Schichte lag bei  $5 \Omega\text{m}$ , also bei einem sehr niedrigen Werte. Die Strömungsrichtungen sind durch Pfeile markiert. Änderungen in der Oberschichte wirken sich auf den bei der Kartierung gemessenen scheinbaren spezifischen Widerstand sehr stark aus, wie dies in einem Beispiel das Diagramm Abb. 4 zeigt. Der Untergrund besteht aus drei Schichten: An der Oberfläche (1) liegt eine sandige Schichte mit Salzeinschlüssen, darunter (2) eine stark lehmige Schichte mit geringem  $K$ -Wert. Unter dieser folgt dann ein mächtiges Sedimentpaket, dessen geringer spezifischer Widerstand durch das in ihm enthaltene Mineralwasser bedingt ist. Bei trockener Witterung (a) steigt der spezifische Widerstand der obersten Schichte auf  $250 \Omega\text{m}$  an, bei feuchter (b) fällt er auf  $50 \Omega\text{m}$ .

ZUNAHME DES SPEZIFISCHEN WIDERSTANDES  
IM LAUFE VON 18 MONATEN

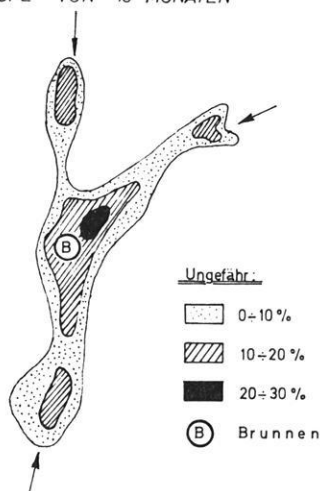


Abb. 3: Änderung des Widerstandes des Untergrundes in der Umgebung eines Brunnens.

Variation of specific resistivity of subsoil near a well.



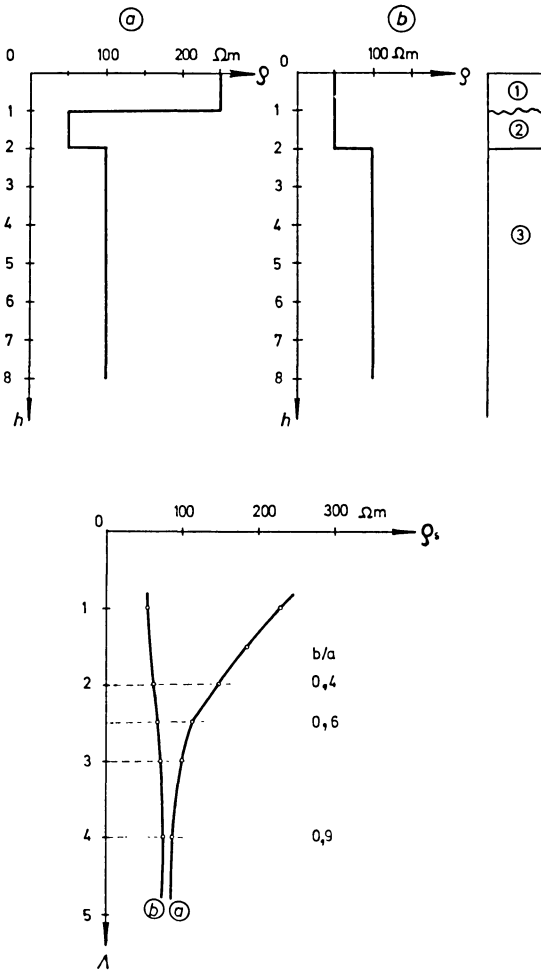


Abb. 4: Einfluß von Änderungen des spezifischen Widerstandes in der Oberschichte.

Influence of changes of specific resistivity in the first layer.

In der Natur wurden noch wesentlich größere Unterschiede beobachtet. Die zugehörigen Diagramme [ $\rho_s = f(\lambda)$ ] sind darunter dargestellt. Bei einer Elektrodenauslegung ( $\lambda = 2$  m) ist der Unterschied sehr bedeutend ( $b/a = 0,4$ ). Mit größerem Elektrodenabstand wird der Unterschied immer geringer. Wenn man daher die Verhältnisse im tieferen Untergrund untersuchen will, so darf die Auslegung nicht zu klein gewählt werden. Wir müssen also in Salzwassergebieten mit laufenden Änderungen der geoelektrischen Struktur des Untergrundes rechnen, die eventuell auch periodisch verlaufen

können. Die Änderungen können langsam, aber auch rasch erfolgen. Hört die Einwirkung auf, die die Änderung bedingt hat, so kann entweder der ursprüngliche Zustand allmählich wieder hergestellt werden oder die Änderung bleibt eine dauernde. Es ist notwendig, diese oft sehr komplizierten Vorgänge genau zu beachten, um geoelektrische Untersuchungen in Salzwasserzonen richtig auswerten zu können.

### 5. Änderung des spezifischen Widerstandes von Sedimenten unter Druck

Wie bereits erwähnt, besteht jedes Sediment aus vier Komponenten. Diese bestimmen den spezifischen Widerstand. Wird nun ein Sediment unter Druck gesetzt, dann wird sein Widerstand verändert. In Abb. 5 ist dies schematisch dargestellt. Der spezifische Widerstand im drucklosen Zustand sei  $\rho''$ .

Wird nun der Druck  $p$  wirksam, so wird zunächst das mit Luft erfüllte Hohlvolumen verpreßt. Dies bedingt einen Abfall des spezifischen Widerstandes, weil ja die Luft als nichtleitend betrachtet werden kann. Nun wird allmählich des freie Wasser ausgepreßt. Meist wird in einem Teilstadium dieses Vorganges Luft und Wasser gleichzeitig ausgepreßt werden. Wird — wie im Diagramm Abb. 5 angenommen — Süßwasser ausgepreßt, dann sinkt der spezifische Widerstand auf  $\rho'$ . Unter der Grenze finden dann nur geringe Widerstandsänderungen statt. In Salzwasserzonen kann ( $\rho'' \cong \rho'$ ) oder sogar ( $\rho'' < \rho'$ ) werden.

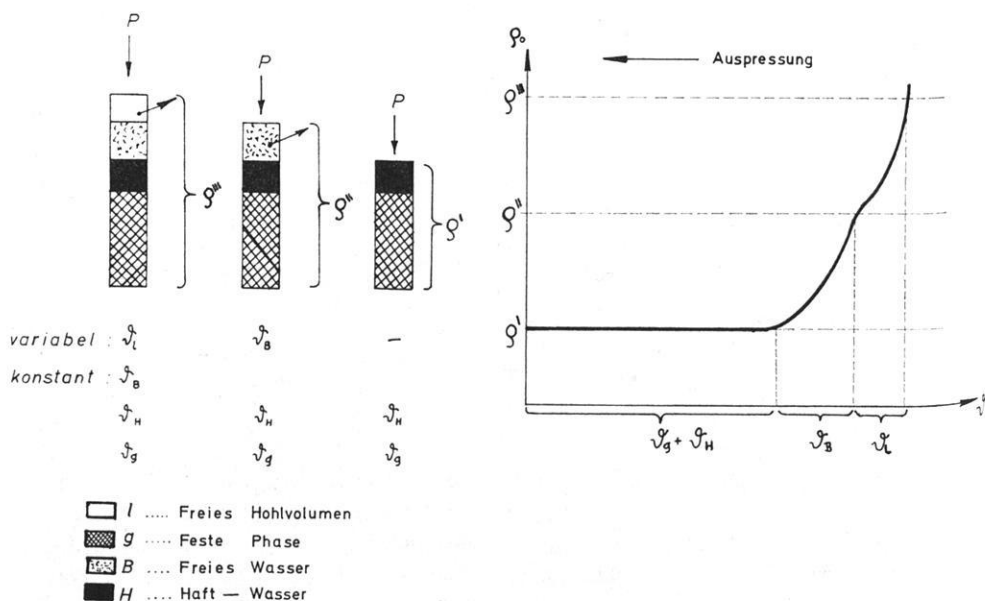


Abb. 5: Änderung des spezifischen Widerstandes unter Druck.

Variation of resistivity under pressure.

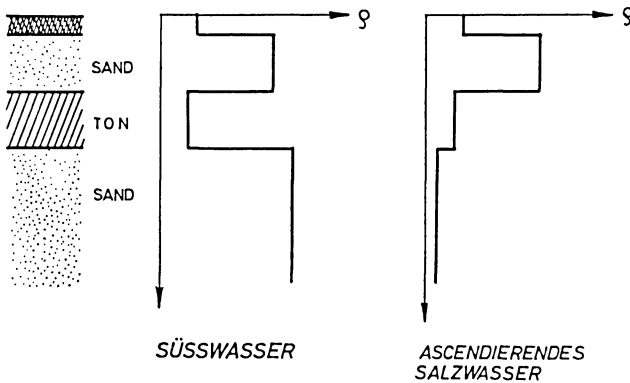


Abb. 6: Geologische und geoelektrische Struktur.  
 Geologic and geoelectric structure.

Nun stehen alle Sedimente, wenn sie nicht an der Oberfläche liegen, unter dem Gebirgsdruck der hangenden Schichten. Es werden daher die geschilderten Widerstandsänderungen laufend zu verzeichnen sein. Im allgemeinen werden sie natürlich sehr langsam und langfristig verlaufen. Das ausgepreßte freie Wasser wird bei diesem Vorgang in die überlagernden Sedimente hineingepreßt. Wird nun Salzwasser ausgepreßt und enthalten die überlagernden Sedimente primär Süßwasser oder Brackwasser, so wird in diesen nun eine neue Widerstandsfront entstehen, die die ursprünglich vorhandenen Hohraumlösungen gegen das eingepreßte Salzwasser abgrenzen. Der Verlauf dieser Grenzflächen ist an vielen Faktoren (Druck, Überlagerung,  $K$ -Wert etc.) abhängig [TAUBER, 1963; FRITSCH und TAUBER, 1967]. Durch die geoelektrischen Verfahren werden nun aber vor allem diese Grenzflächen bestimmt. In Abb. 6 ist dies in einem Beispiel gezeigt.

Links sehen wir einen Schnitt durch den Untergrund. Daneben ist die geoelektrische Struktur im Süßwasserbereich gezeigt. Liegen aber nun in der Tiefe salzwasserführende Sedimente, aus denen Salzwasser ausgepreßt wird, dann ändert sich unter dem Einfluß des aufsteigenden Salzwassers die geoelektrische Struktur, so wie dies im rechten Diagramm schematisch dargestellt ist. Nach einem Vorschlag von A. F. TAUBER werden die so entstandenen geoelektrischen Strukturen als „Infrastrukturen“ bezeichnet. Man kann primäre und sekundäre unterscheiden. Die „primäre“ Infrastruktur stellt leitende Bezirke dar, die durch Diffusion entstanden sind. Ein Beispiel zeigt Abb. 7. In der Tiefe soll ein Salzstock liegen. Wenn dieser mit Wasser in Berührung kommt, so entstehen bekanntlich hochkonzentrierte Lösungen (SW). Durch Diffusion entsteht dann eine sehr gut leitende Zone, deren Grenzfläche sich vertikal vorschiebt. In unserem Falle liegt unter der Oberflächenschichte ein Sedimentpaket, das aus mehreren Schichten besteht. In diesem breitet sich dann die gutleitende Zone aus, deren Oberfläche an einem starken Widerstandsabfall zu erkennen ist.

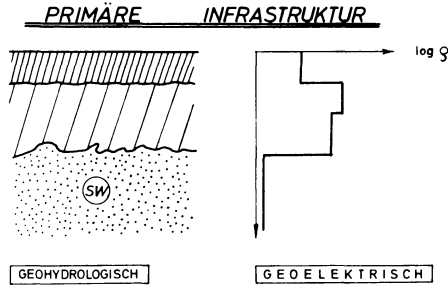


Abb. 7: Primäre Infrastruktur. — Primary infra-structure.

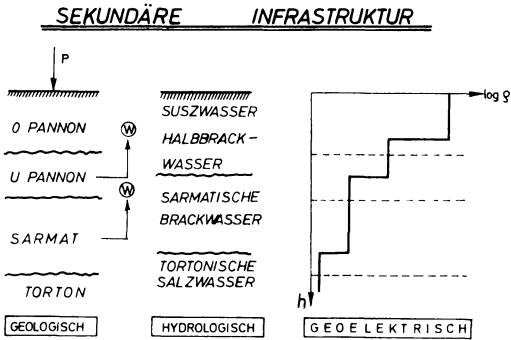


Abb. 8: Sekundäre Infrastruktur. — Secondary infra-structure.

Das Beispiel einer sekundären Infrastruktur zeigt Abb. 8. In diesem Falle sind die, gegen die geologische Struktur verschobenen, Widerstandsgrenzen durch die Bewegung der leitenden, wässrigen Lösungen entstanden. Aus den Torton-, Sarmat- und unteren Pannonschichten sind Salz-, Halbbrack- und Brackwässer ausgepreßt worden und migrieren nun aufwärts. Das geoelektrische Diagramm zeigt daher eine Struktur, die von der geologischen verschieden ist.

## 6. Geologische Herkunft der gutleitenden Lösungen im Untergrund

Primär salzreiche Lösungen haben ihren Ausgangspunkt stets in relativ kleinräumigen geologischen Strukturen (Fumarolen, Solfataren, verwitterte sulfidische Erze oder an solchen reiche Sedimente, Salzlagerstätten etc.). Viel häufiger und für die Geoelektrik daher von allgemeiner Bedeutung, sind die sekundär salzreichen Lösungen, die durch Eindampfung primär salzreicher Verwitterungslösungen und Niederschlagswässer entstanden.

In den fossilen marinen Ablagerungen der Kontinente sind als synsedimentäre Porenraumfüllung Reste des Meereswassers als „connate water“ erhalten geblieben, die vor allem in den marinen Tertiärbecken bedeutsam sind. Da die Tertiärbecken in der Schlußphase ihrer Existenz überwiegend aussüßten, überlagern meist süße „connate waters“ die salzreichen Tiefenwässer. Aber auch dort, wo marine Sedimente direkt zu Tage ausgehen, liegt in humiden Klimazonen als Folge späterer Auswaschung der marinen Sedimente durch Niederschlagswässer ein mehr oder weniger mächtiges Süßwasserstockwerk auf den marinen „connate waters“. Man muß also damit rechnen, daß salzreiche Tiefenwässer regional sehr weit verbreitet sind und insbesondere auch in den dicht besiedelten und industriell entwickelten Beckenlandschaften viel häufiger sind, als man früher angenommen hat. Es muß daher auf diesen Umstand bei der Auswertung geoelektrischer Messungen auch außerhalb der bekannten Mineralwassergebiete Bedacht genommen werden.

## 7. Migration der wäßrigen Lösungen im Untergrund

Es ist im allgemeinen zwischen lateraler und vertikaler Migration zu unterscheiden. Die Migration der Süß- und Salzwässer im Untergrund folgt grundsätzlich den gleichen Gesetzen. Hochkonzentrierte Salzwässer zeigen indessen wegen ihres höheren spezifischen Gewichts bei lateraler Migration ein etwas anderes hydrogeologisches Verhalten als Süßwässer. Zunächst ist festzustellen, daß die Diffusion durch die Struktur des Porenraumes so sehr verlangsamt werden kann, daß sich Grenzen zwischen schlechtleitenden Süß- und gutleitenden Salzwässern über geologische Zeitläufe hinweg mit großer Schärfe erhalten. Verdrängungsvorgänge überwiegen Mischvorgänge. Hochkonzentrierte, extrem gutleitende Lösungen gravitieren nach den tiefsten erreichbaren Bereichen einer geologischen Struktur und verdrängen dabei auch Süßwasser. Alle diese Vorgänge laufen aber so langsam ab, daß sie vom Standpunkt der Geoelektrik aus betrachtet stationär erscheinen.

Eine der wichtigsten Phänomene der vertikalen Migration ist durch die Aszendenz der Sedimentporenwässer als Folge der bereits besprochenen gravitativen Kompaktion bedingt. Bei der Sedimentation mächtiger Schichtserien werden die unteren Schichten durch die wachsende Auflast neugebildeter Schichten synsedimentär komprimiert, wobei die bereits besprochenen Widerstandsänderungen (siehe Abb. 5) und die Auspressung und anschließende Aszendenz der wässerigen Lösungen zustande kommt. Diese Vorgänge wurden auch experimentell untersucht und sind an anderer Stelle mitgeteilt worden [TAUBER, 1962].

Das ausgepreßte Porenwasser muß stets dem Druckgefälle folgend migrieren. Da nun der hydrostatische Druck nach unten hin zunimmt und lateral gleich bleibt, so muß das ausgepreßte Wasser emporsteigen. Es gelangt daher — wenn in der Tiefe Salzwasser vorkommt — gutleitende Lösung in schlechter leitende, höhere Bezirke.

In jedem in Sedimentation befindlichen Schichtstoß gibt es zwei Flächen, in denen die ascendente Migration Null sein muß: nämlich die Basisfläche der Schichtfolge

und die Oberfläche. An jener gibt es keine Lösungen, die ausgepreßt werden können (Grundgebirge!), an dieser fehlt der Druck. Dazwischen zeigt die Kurve, die die Aszendenzhöhe als Funktion der Teufe darstellt, einen stetigen Verlauf mit einem ausgeprägten Maximum.

A. F. TAUBER und W. DALLER haben versucht, die Aszendenzhöhe für die verschiedenen Voraussetzungen zu berechnen und entsprechende Kurven gezeichnet, die diesen Wert als Funktion der Überlagerung und Primärporosität darstellen. Die Aszendenzhöhe kann sehr bedeutend sein. Im Wiener Becken sind z. B. Aszendenzen von rund 1000 m berechnet und durch Widerstandsmessungen in Erdölbohrlöchern auch als tatsächlich existent bestätigt worden. Eine genaue Darstellung dieser Verhältnisse wird noch gegeben werden.

### 8. Folgerungen für die Auswertung geoelektrischer Messungen

Aus diesen Ausführungen kann man zwei wichtige Erkenntnisse ableiten: Bei der Auswertung von geoelektrischen Messungen in Gebieten mit oberflächennahen Mineralwasservorkommen darf man keinswegs stationäre Verhältnisse voraussetzen. Die Schichtwiderstände können sich vielmehr — oft in kurzer Zeit — stark ändern. Aus diesem Grunde wird es oft angezeigt sein, Messungen zu wiederholen und zwar unter verschiedenen Witterungsverhältnissen. Eine übersichtliche Darstellung, etwa in Form von Differenz- oder Quotientenkurven kann oft wertvolle Aufschlüsse geben.

Weiter muß man berücksichtigen, daß die gemessene geoelektrische Struktur keineswegs mit der geologischen übereinstimmen muß. Besonders durch die besprochenen Aszendenzen (die Deszendenzen sind von geringerer Bedeutung!) können sich die elektrischen Schichtgrenzen gegen die geologischen sehr bedeutend verschieben.

Will man daher aus den geoelektrischen Sondierungen die geologische Struktur ermitteln, so muß man die Aszendenzen aus den Schichtkomplexmächtigkeiten unter Berücksichtigung des Anteils an praktisch inkompressiblen Gesteinen (Kalke, Sande) ermitteln und dann das Ergebnis entsprechend korrigieren. Dies kann natürlich niemals rein schematisch geschehen, sondern erfordert eine gute Zusammenarbeit zwischen Geoelektriker, Hydrologen und Geologen. Wird dieser Forderung entsprochen, kann man die Bohrpunkte mit hoher Wahrscheinlichkeit auf Fündigkeit festlegen.

### Literatur

- FRITSCH, V.: Elektrische Messungen an räumlich ausgedehnten Leitern. Karlsruhe, 1960.
- : Die geoelektrische Aufschließung eines Heilwasservorkommens im Bereich des Neusiedlersees im Österr. Burgenland. *Boll. d. Geofisica Teorica e Appl* 3, 19—33, 1961.
- : Geoelektrische Untersuchungen mit Mehrpunktverfahren. *Geofisica e Meteor.* 14, 1—5, 1965.
- FRITSCH, V., und A. F. TAUBER: Die Mineralwässer des Neusiedlerseegebietes. *Wiss. Arb. a. d. Burgenland* 23, 34—39, 1959.

- FRITSCH, V., und A. F. TAUBER: Die goelektrische Untersuchung der Heilwasservorkommen im Gebiete des Neusiedlersees im Burgenlande. Acta hydrophysica 9, 5–34, 1964.
- , —: Die Veränderung der goelektrischen Struktur des Untergrundes durch Mineralwässer. Acta hydrophysica 12, 5–26, 1967.
- LICHENECKER, K.: Der elektrische Leitungswiderstand künstlicher und natürlicher Aggregate. Phys. Z. 25, 169, 193, 225, 1924.
- TAUBER, A. F.: Connate Waters, Formationswässer, Ölfeldwässer. Vortrag Geolog. Ges. Wien 11. 5. 1962, unveröffentlicht.
- : Neusiedlersee-Mineralwässer und Mineralwasserlagerstätte. Allg. Landestopographie d. Burgenlandes. 2, 1963.





# Eine Möglichkeit zur Laufzeitbestimmung reflektierter Wellen im Bereich der kritischen Entfernung<sup>1)</sup>

VON J. BEHRENS UND L. DRESEN, Clausthal<sup>2)</sup>

Eingegangen am 20. Mai 1968

*Zusammenfassung:* In der vorliegenden Arbeit wird die Frage behandelt, in welcher Weise die Laufzeit der reflektierten Welle in einem Bereich bestimmt werden kann, in dem Kopfwelle und Reflexion einen gemeinsamen Impuls (System Kopfwelle-Weitwinkelreflexion) bilden. Das spezielle spektrale Verhalten des Systemimpulses in Abhängigkeit von der Beobachtungsentfernung macht deutlich, daß auf das System Kopfwelle-Weitwinkelreflexion ein von KHUDZINSKI (1961) beschriebenes Verfahren angewendet werden kann. Die Anwendung dieses Verfahrens auf das System Kopfwelle-Weitwinkelreflexion ermöglicht es, bei bekannter Laufzeitgeraden der Kopfwelle die Reflexionshyperbel in gewissen Teilen des Ablösebereiches zu konstruieren.

Die beschriebenen Untersuchungen wurden mit Hilfe modellseismischer Methoden an 2-dimensionalen Modellen durchgeführt.

*Summary:* A possibility to determine the travel-times of reflected waves in the zone of interference of head waves and reflected waves is described. The special shape of amplitude spectrum of the system: head wave/supercritical reflection in the zone of interference shows that a method after KHUDZINSKI (1961) is applicable to this system. Applying the method to the system: head wave/supercritical reflection and knowing the travel-time curves of head waves it is possible to determine the travel-time curves of reflected waves in parts of the zone of interference.

2-dimensional model techniques were used.

## 1. Einleitung und Aufgabenstellung

### 1.1. Einleitung

Untersuchungen von Reflexion und Kopfwelle im Bereich der kritischen Entfernung haben als spezielles Problem in der Seismik an Interesse gewonnen. Neben der Behandlung der dynamischen Parameter von Kopfwelle und Weitwinkelreflexion tritt jedoch auch die Frage nach der Laufzeitbestimmung der reflektierten Welle im Ablösebereich von Kopfwelle und überkritischer Reflexion auf.

Bekanntlich erstreckt sich der Ablösebereich von der kritischen Entfernung  $X_{kr,p}$  (Abb. 1, oberer Teil) bis zu einer Entfernung  $X^*$ , bei welcher die Signale der Kopf-

<sup>1)</sup> Nach einem Vortrag, gehalten auf der 28. Jahrestagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Clausthal-Zellerfeld, 1967.

<sup>2)</sup> Dr. JÖRN BEHRENS und Dipl. Geophys. LOTHAR DRESEN, Institut für Geophysik der Technischen Universität Clausthal.

welle ( $P_1P_2P_1$ ) und der überkritisch reflektierten Welle ( $P_1P_1$ ) als voneinander getrennte Signale zu beobachten sind. Eine Bestimmung der Laufzeithyperbel der überkritisch reflektierten Welle läßt sich daher erst von dieser Entfernung  $X^*$  an vornehmen.

## 1.2. Aufgabenstellung

In vielen Fällen der Auswertung von Weitwinkelmessungen ist es jedoch wünschenswert, den Verlauf der Reflexionshyperbel möglichst lückenlos über das gesamte Profil hinweg verfolgen zu können. Hieraus ergeben sich zwei Forderungen:

1. Der Ablösebereich ( $X_{kr_p} - X^*$ ) von Kopfwellen und Weitwinkelreflexion soll eine möglichst geringe Erstreckung haben. Ein Interpolationsverfahren zur Bestimmung der Reflexionshyperbel im Ablösebereich wird eine dann um so größere Genauigkeit liefern, je kürzer dieser Bereich ist.
2. Für den Ablösebereich, in dem eine visuelle Trennung von Kopfwellen und Weitwinkelreflexion nicht möglich ist, soll eine Methode gefunden werden, die es gestattet, wenigstens in einem gewissen Teil des Bereiches die Laufzeit der reflektierten Welle dennoch zu bestimmen.

Eigene Arbeiten [BEHRENS, DRESEN und HINZ (1968)], die sich ausführlich mit den dynamischen Parametern von Kopfwellen und Reflexion im überkritischen Bereich befaßten, haben gezeigt, daß die Amplitudenspektren und Phasenspektren der registrierten Signale im Ablösebereich einen speziellen Bau aufweisen.

In der vorliegenden Arbeit soll der Frage nachgegangen werden, in welcher Weise der spezielle Bau der Amplitudenspektren eine Möglichkeit zur Laufzeitbestimmung reflektierter Wellen im Ablösebereich darstellt. Die zur Beantwortung dieser Frage notwendigen Untersuchungen wurden mit Hilfe 2-dimensionaler modellseismischer Methoden durchgeführt.

## 2. Beschreibung der Untersuchungen

### 2.1. Meßanordnung

Die Messungen wurden an Modellen vorgenommen, die aus einer Schicht über einem Halbraum bestanden (Abb. 1).

Es wurden folgende Modelle untersucht:

1. Plexiglas über Aluminium

$$(h_1 = 500 \text{ mm}, L = 2000 \text{ mm}, \quad V_{p1} : V_{p2} = 0,43, \quad X_{kr_p} = 47,8 \text{ cm})$$

2. Plexiglas über Messing

$$(h_1 = 500 \text{ mm}, L = 2000 \text{ mm}, \quad V_{p1} : V_{p2} = 0,63, \quad X_{kr_p} = 83,5 \text{ cm})$$

3. PVC über Plexiglas

$$(h_1 = 300 \text{ mm}, L = 2000 \text{ mm}, \quad V_{p1} : V_{p2} = 0,80, \quad X_{kr_p} = 79,5 \text{ cm})$$

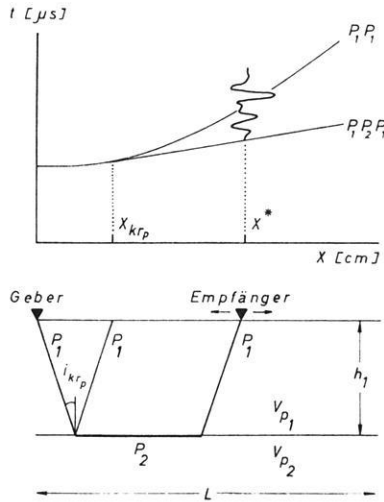


Abb. 1: Laufzeitkurve und Strahlengang im Bereich der kritischen Entfernung.  
 Travel-time curve and rays in the region of the critical distance.

- $P_1P_1$ : reflektierte Kompressionswelle      reflected compressional wave
- $P_1P_2P_1$ : Kopfwelle      head wave
- $X_{krp}$ : kritische Entfernung      critical distance
- $X^*$ : Entfernung, ab der  $P_1P_2P_1$  und  $P_1P_1$  als getrennte Signale zu beobachten sind.  
 Distance, after which  $P_1P_2P_1$  and  $P_1P_1$  are to observe as separated signals.
- $V_{p1/2}$ : Kompressionswellengeschwindigkeit im Medium  $1/2$   
 compressional wave velocity in the medium  $1/2$
- $i_{krp}$ : kritischer Winkel      critical angle
- $h_1$ : Mächtigkeit der Deckschicht      thickness of the upper layer
- $L$ : Länge des Modelles      length of the model

Geber und Empfänger waren auf der Modelloberkante angebracht. Die vom Empfänger aufgenommenen Signale wurden von einem Bandpaß gefiltert, dessen obere Grenzfrequenz bei 60 kHz lag. Die untere Grenzfrequenz betrug jeweils 15 kHz, 25 kHz oder 35 kHz.

**2.2. Verkürzung des Ablösebereiches**

Die Länge des Ablösebereiches hängt generell von dem Frequenzspektrum des von der Quelle abgestrahlten Impulses und damit von der Frequenz der Kopfwelle und der überkritisch reflektierten Welle ab [ČERVENÝ (1962)].

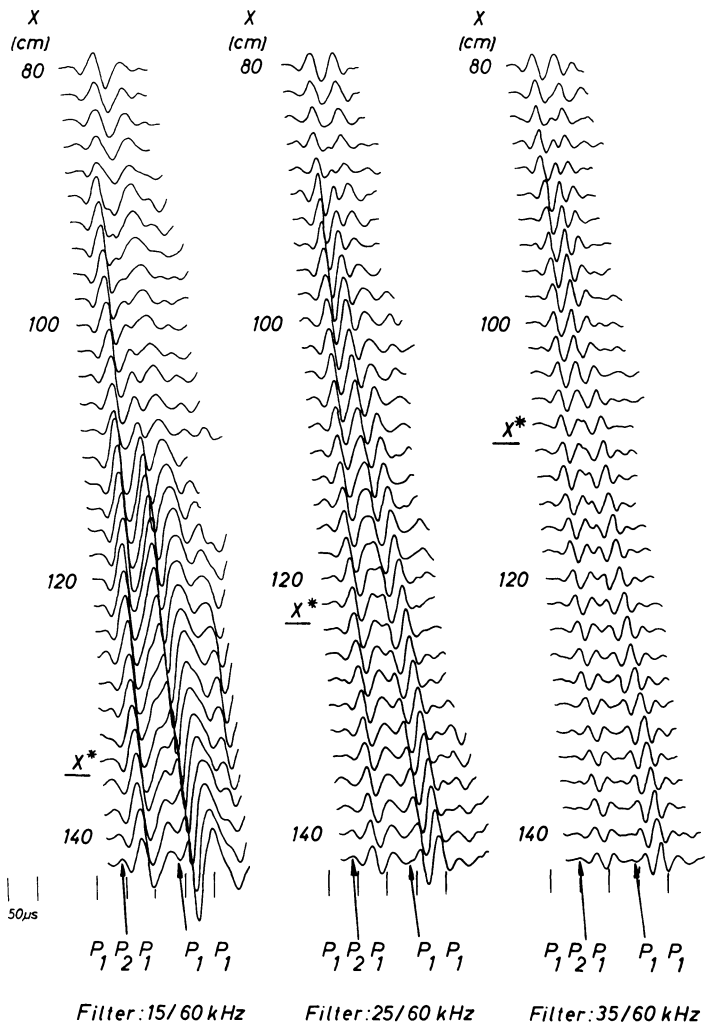


Abb. 2: Seismogramme. Modell: Plexiglas-Aluminium.

Seismograms. Model: Plexiglas-Aluminium.

Modellparameter: Characteristic of model:

$h_1 = 500 \text{ mm}$

$L = 2000 \text{ mm}$

$V_{p1} : V_{p2} = 0,43$

$X_{krp} = 47,8 \text{ cm}$

Zur Verkürzung des Ablösebereiches bietet sich daher eine Filterung an, die auf das Spektrum der vom Empfänger aufgenommenen Signale abgestimmt ist. Als Beispiel hierfür zeigt die Abb. 2 drei Seismogramme, die am Modell Plexiglas-Aluminium bei drei verschiedenen Filterungen gewonnen wurden. Sie überdecken den für die vorliegenden Fragestellungen interessierenden Profilschnitt von 80 cm bis 140 cm. In diesem Profilschnitt vollzieht sich für das vorliegende Modell die Ablösung von Kopfwelle und Weitwinkelreflexion.

Der Bereich von der kritischen Entfernung ( $X_{krp} = 47,8$  cm) bis zu der Entfernung von 80 cm gehört ebenfalls zum Ablöse- bzw. Entstehungsbereich der Kopfwelle. In diesem Bereich weisen jedoch die registrierten Signale gegenüber den Signalen im vorkritischen Bereich keine wesentlichen Unterschiede auf. Sie sind daher für den Ablösebereich nicht charakteristisch.

Aus den Seismogrammen ist zu ersehen, daß mit Anheben der unteren Filterflanke die Entfernung  $X^*$ , von wo ab eine mühelose visuelle Auswertung der Kopfwelle und der Weitwinkelreflexion möglich ist, näher an die kritische Entfernung rückt. Bei dem Seismogramm für die Filterung 15/60 kHz liegt  $X^*$  bei 134 cm, während für die Filterungen 25/60 kHz und 35/60 kHz diese Entfernung auf 122 cm bzw. 108 cm verkürzt wird.

### 2.3. Hauptfrequenzentfernungskurven

Der in der Aufgabenstellung zitierte spezielle Bau der Amplitudenspektren bietet, neben der generellen Bereichsverkürzung mit Hilfe der Filterung, im Ablösebereich selbst eine Aussagemöglichkeit über die Laufzeit der reflektierten Welle.

In Abb. 3 wurde als Beispiel ein charakteristisches Amplitudenspektrogramm aus dem Ablösebereich dargestellt. Das Spektrum gilt für das ungetrennte Signal Kopfwelle-Weitwinkelreflexion (Systemimpuls) bei 106 cm und für die Filterstellung 15/60 kHz.

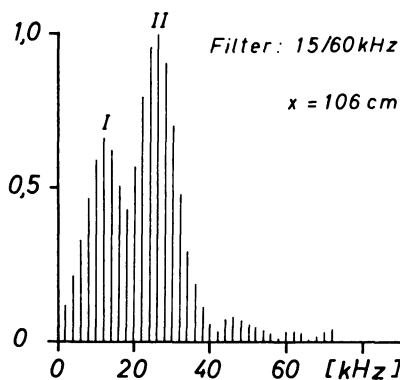


Abb. 3: Beispiel eines Amplitudenspektrogrammes. Modell: Plexiglas-Aluminium.

Example of an amplitude spectrum. Model: Plexiglas-Aluminium.

Auf der Abszisse wurde die Frequenz in kHz, auf der Ordinate im normierten Maßstab die spektrale Amplitude aufgetragen. Dem höchsten spektralen Amplitudenwert wurde die Zahl 1,0 zugeordnet. Die beiden vorherrschenden Frequenzen (Hauptfrequenzen) erhielten die Bezeichnung I und II.

Diese beiden dominierenden Frequenzen zeigen im Ablösebereich ein von der Entfernung abhängiges spezifisches Verhalten. Dieses Verhalten läßt sich in der Darstellung von Hauptfrequenzentfernungskurven deutlich machen, insbesondere bei Gegenüberstellung mit Hauptfrequenzentfernungskurven für die Profilabschnitte außerhalb des Ablösebereiches.

Abb. 4 stellt die Abhängigkeit der Hauptfrequenzen der registrierten Signale von der Schußpunktentfernung für das als Beispiel gewählte Modell Plexiglas-Aluminium dar. Die Abszisse zeigt die Schußpunktentfernung in cm, die Ordinate in normierter Darstellung die Frequenz in willkürlichen Einheiten. Zur Normierung wurde für jeden Meßpunkt das Verhältnis der dominierenden Frequenz des registrierten Signales

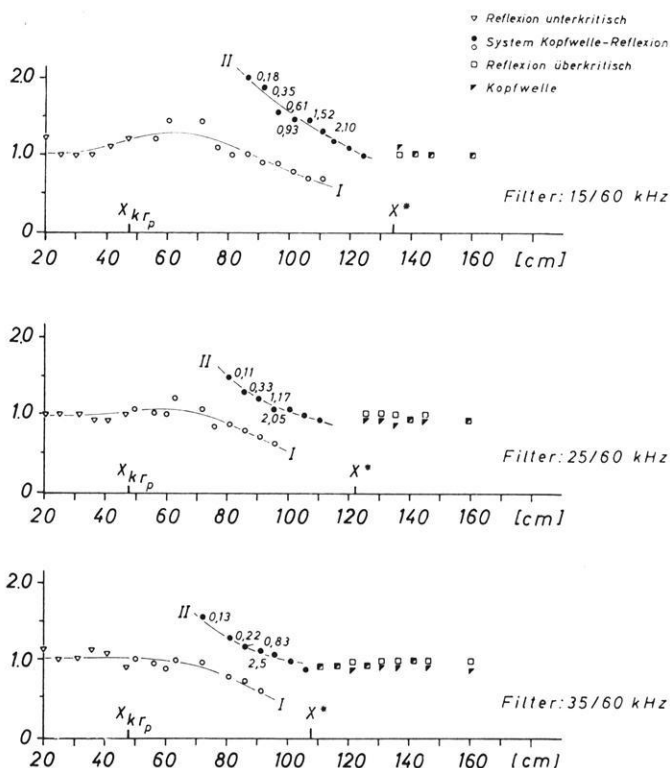


Abb. 4: Hauptfrequenzentfernungskurven. Modell: Plexiglas-Aluminium.

Main frequency distance curves. Model: Plexiglas-Aluminium.

zur Hauptfrequenz des im vorkritischen Bereich bei 30 cm reflektierten Signales gebildet.

Die Hauptfrequenzentfernungskurven weisen das folgend beschriebene spezifische Verhalten auf. Im vorkritischen Bereich und im Bereich kurz hinter der kritischen Entfernung existiert nur eine einzige Hauptfrequenz (offene Dreiecke und Kreise). Diese Frequenz (Kurve I) wird, nach einem leichten Anstieg unmittelbar hinter der kritischen Entfernung  $X_{kr,p}$ , zu geringeren Werten hin verschoben. Gleichzeitig zeigt sich bei einer bestimmten Entfernung im überkritischen Bereich ein weiteres Maximum der spektralen Amplitude bei einer höheren Frequenz (ausgefüllte Kreise, Kurve II). Diese Frequenz sinkt mit zunehmender Schußpunktentfernung, während ihre spektrale Amplitude anwächst. Das Verhältnis der spektralen Amplituden der beiden dominierenden Frequenzen II und I (vgl. Abb. 3) wird in der vorliegenden Abbildung durch die Dezimalzahlen an den Meßpunkten angegeben.

Im Bereich hinter der Entfernung  $X^*$ , in dem Kopfwelle (ausgefüllte Dreiecke) und überkritische Reflexion (offene Vierecke) getrennt beobachtet werden können, zeigt sich für beide Wellen jeweils nur eine Hauptfrequenz, die zur Frequenz der reflektierten Welle im vorkritischen Bereich keinen nennenswerten Unterschied aufweist.

Die geschilderten Charakteristika gelten für alle Filterstellungen.

## 2.4. Graphische Überlagerung einzelner Impulse

Die charakteristischen spektralen Eigenarten des *gemessenen Systemimpulses* lassen sich bei einem Signal wiederfinden, welches als *Überlagerung* zweier voneinander *unabhängiger Impulse* entstanden ist.

Abb. 5 zeigt als Beispiel für diese Aussage die graphische Überlagerung zweier voneinander unabhängiger Signale. Bei einer Überlagerung der Impulse 1 und 2 (oberer Teil der Abb. 5) mit einer bestimmten zeitlichen Verschiebung  $\Delta t$  ergeben sich die im mittleren Teil der Abb. 5 als Beispiele abgebildeten resultierenden Impulse. Werden diese resultierenden Impulse, in gleicher Weise wie die gemessenen Systemimpulse, einer Frequenzanalyse unterworfen, und werden wiederum nur zwei vorherrschende Frequenzen ausgewertet, so ergibt sich bei einer Darstellung der Hauptfrequenzen in Abhängigkeit von der zeitlichen Verschiebung  $\Delta t$  das im unteren Bildteil skizzierte Frequenz- $\Delta t$ -Diagramm. Die hier auf der Abszisse aufgetragene zeitliche Verschiebung  $\Delta t$  der beiden Impulse 1 und 2 zueinander entspricht der in der Abb. 4 aufgetragenen Registrierentfernung. Die Zeitdifferenz  $\Delta t$  der Impulse zueinander — im Falle des Systemimpulses eine Folge der zunehmenden Schußpunktentfernung, im Falle der graphischen Überlagerung frei gewählt — ist damit für das Spektrum der resultierenden Impulse verantwortlich. Dies gilt sowohl für den Systemimpuls als auch für den aus der graphischen Überlagerung entstandenen Impuls.

Der Vergleich zwischen den Hauptfrequenzentfernungskurven (Abb. 4) und dem Hauptfrequenz- $\Delta t$ -Diagramm läßt unter dem Aspekt spektraler Untersuchungen folgende Aussage zu:

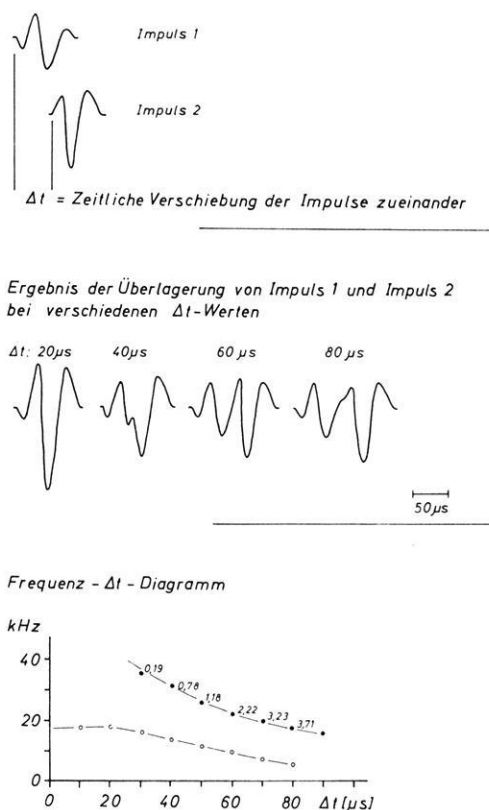


Abb. 5: Graphische Überlagerung einzelner Impulse und Frequenz- $\Delta t$ -Diagramm.  
Graphical superposition of individual pulses and frequency- $\Delta t$ -diagram.

Von einer bestimmten Registrierentfernung an, die wiederum durch den speziellen Bau der Amplitudenspektren von Systemimpulsen, d. h. durch das Auftreten zweier dominierender Frequenzen, bestimmt wird, kann das System Kopfwelle-Weitwinkelreflexion so behandelt werden, als wenn es aus der Überlagerung zweier voneinander unabhängiger Wellen entstanden wäre.

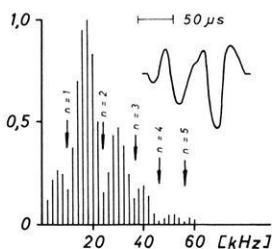
## 2.5. Das Verfahren nach KHUDZINSKI

Als Konsequenz der im vorigen Abschnitt 2.4. getroffenen Aussage kann auf das System Kopfwelle-Weitwinkelreflexion ein Verfahren angewendet werden, das von KHUDZINSKI (1961) für die Mächtighkeitsbestimmung dünner Schichten aus Reflexionsbeobachtungen beschrieben wurde. Dieses Verfahren läßt sich in seinen Grundzügen folgendermaßen erläutern:



Das Spektrum eines durch die Überlagerung zweier unabhängiger, einander ähnlicher Impulse entstandenen Signales, wie es in Abb. 5 für  $\Delta t = 80 \mu s$  gezeichnet wurde, hat das in Abb. 6 skizzierte charakteristische Aussehen. Das Spektrum weist eine Reihe deutlich wahrnehmbarer spektraler Amplitudenminima (Pfeile) auf. Die Frequenzen  $f_n^{\min}$ , bei denen diese Minima zu beobachten sind, werden durch die Formel (1) in Abb. 6 bestimmt, wobei  $n$  die Ordnung des Minimums bedeutet,  $\Delta t$  die Zeitdifferenz der beiden sich überlagernden Impulse und  $\delta$  die Phasenbeziehung der beiden betrachteten Signale zueinander. Ausgehend von der Frequenzdifferenz  $\Delta f(2)$  der Frequenz des Minimums  $(n + 1)$ -ter Ordnung und der Frequenz des Minimums  $n$ -ter Ordnung ergibt sich die sehr einfache Beziehung (3) zwischen dem zeitlichen Abstand  $\Delta t$  der Einzelimpulse und dem Frequenzabstand der Minima im Spektrum des zusammengesetzten Signales.

Eine graphische Auswertung des hier als Beispiel angegebenen Amplitudenspektrums hinsichtlich der Bestimmung eines mittleren  $\Delta t$ -Wertes  $\overline{\Delta t}$  führt zu dem im unteren Teil der Abb. 6 skizzierten Ergebnis. Für die Darstellung des Resultates wurde auf der Abszisse die Frequenz in kHz aufgetragen, auf der Ordinate die Ordnung der spektralen Minima. Die Punkte entsprechen der Ordnung der spektralen Minima in ihrer Abhängigkeit von der Frequenz. Aus der Steigung der Geraden, welche die Punkte verbindet, läßt sich die Zeitdifferenz  $\overline{\Delta t}$  der beiden Ausgangsimpulse ablesen. Bei dem vorliegenden Beispiel beträgt die Zeitdifferenz  $80 \mu s$ .

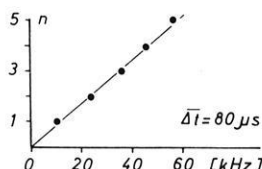


nach  
L.L. Khudzinski  
1961

$$(1) f_n^{\min} = \frac{n + \frac{\delta - \pi}{2\pi}}{\Delta t} \text{ (Hz)}$$

$n = 1, 2, 3, \dots$   
 $\delta$  : Phase  
(0,  $\pi$ )

$$(2) \Delta f = f_{n+1}^{\min} - f_n^{\min} \text{ (Hz)}$$



$$(3) \Delta t = \frac{1}{\Delta f} \text{ (s)}$$

Abb. 6: Erläuterung der  $\Delta t$ -Methode. Frequenzspektrum und seine Auswertung nach der  $\Delta t$ -Methode.

Explanation of  $\Delta t$ -method. Amplitude spectrum and its interpretation after  $\Delta t$ -method.

### 3. Anwendung der $\Delta t$ -Methode auf das System Kopfwelle-Weitwinkelreflexion

Das seinem Prinzip nach beschriebene Verfahren der  $\Delta t$ -Bestimmung soll im folgenden hinsichtlich seiner Anwendbarkeit auf das System Kopfwelle-Weitwinkelreflexion geprüft werden. Hierfür werden die am Modell PVC-Plexiglas gewonnenen Ergebnisse herangezogen.

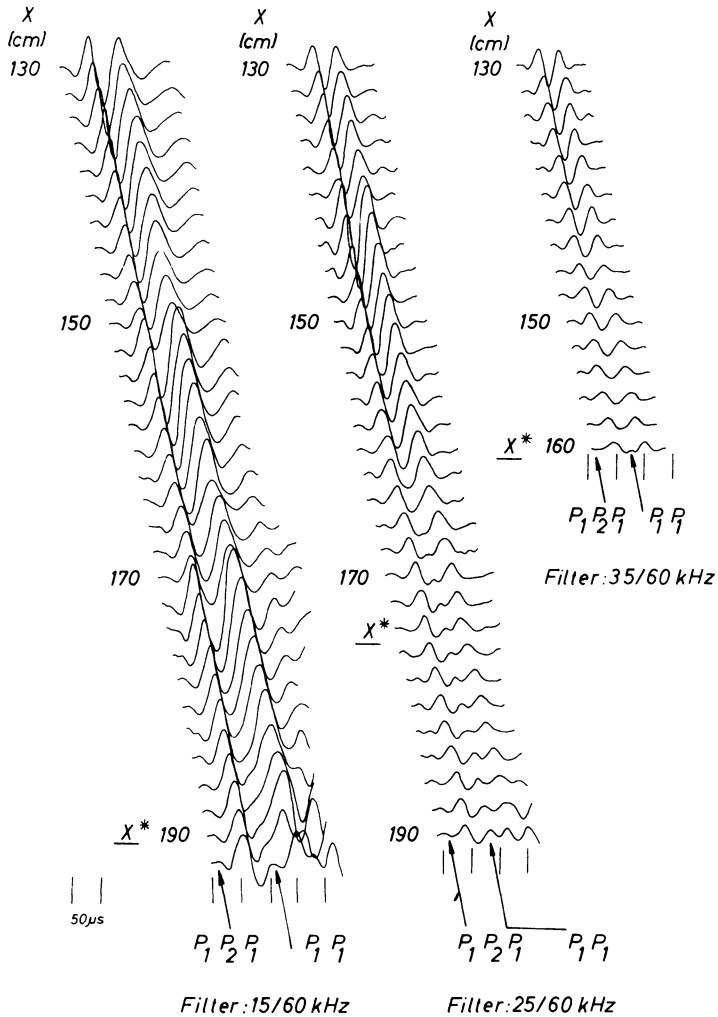


Abb. 7: Seismogramme. Modell: PVC-Plexiglas. — Seismograms. Model: PVC-Plexiglas.

Modellparameter: Characteristic of model:

$h_1 = 300$  mm

$L = 2000$  mm

$V_{p1} : V_{p2} = 0,8$

$X_{krp} = 79,5$  cm

Abb. 7 zeigt die für das Modell PVC-Plexiglas aufgenommenen Seismogramme im interessierenden Profilschnitt. Die Entfernungen  $X^*$  liegen für die Filterung 15/60 kHz bei ca. 190 cm, für 25/60 kHz bei ca. 174 cm und für die Filterstellung 35/60 kHz bei ca. 160 cm.

Die aus der Auswertung der Seismogramme resultierenden Hauptfrequenzentfernungskurven wurden — analog dem Beispiel Plexiglas-Aluminium — über das

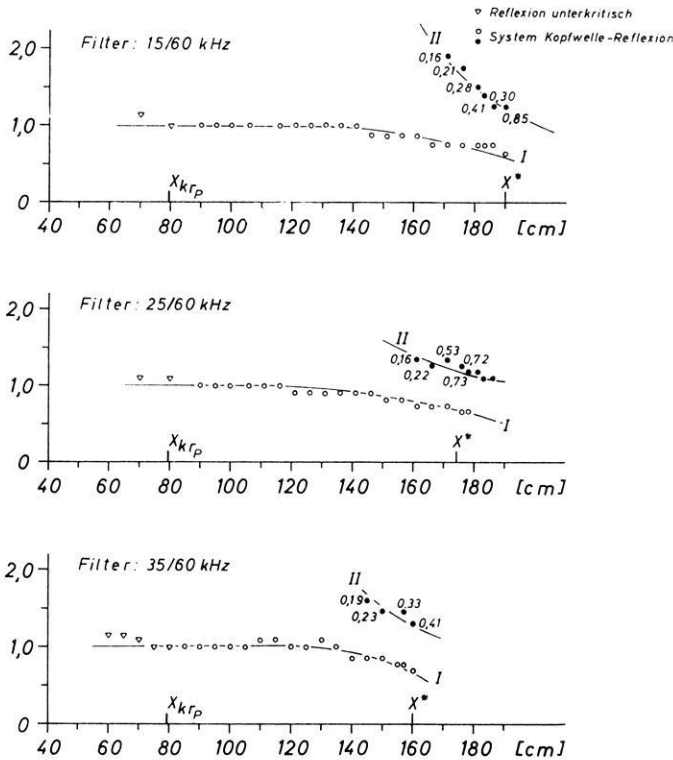


Abb. 8: Hauptfrequenzentfernungskurven. Modell: PVC-Plexiglas.  
Main frequency distance curves. Model: PVC-Plexiglas.

gesamte Profil hinweg in der Abb. 8 wiedergegeben. Die Darstellungweise entspricht der der Abb. 4. Das geforderte spezielle spektrale Verhalten der Signale im Ablösebereich läßt sich auch an diesem Modell gut beobachten.

Die Ausnutzung der spektralen Eigenschaften des Systemimpulses führt zu dem in der Abb. 9 dargestellten Ergebnis.

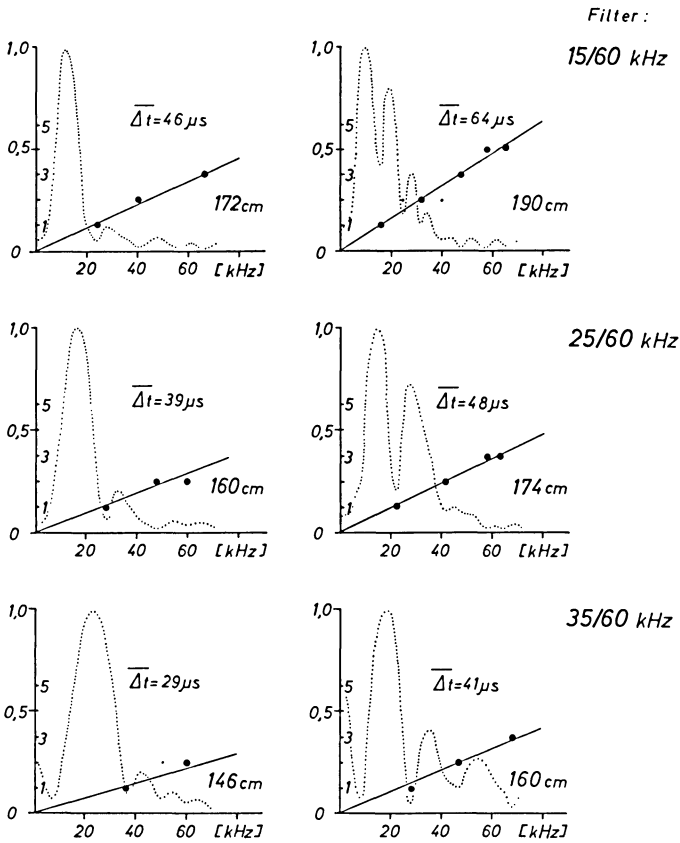


Abb. 9: Normierte Amplitudenspektrogramme und Anwendung der  $\Delta t$ -Methode.  
Modell: PVC-Plexiglas.

Normalized amplitude spectra and application of  $\Delta t$ -method.  
Model: PVC-Plexiglas.

Die Abb. 9 zeigt jeweils in einer gemeinsamen Darstellung Amplitudenspektren<sup>1)</sup> und die Ermittlung der zu den Spektren gehörenden  $\overline{\Delta t}$ -Werte für die verschiedenen Filterstellungen. Auf der Abszisse der Abb. 9 wurde die Frequenz in kHz aufgetragen. Die Ordinate weist für die Spektrogrammdarstellungen die normierte spektrale Amplitude in willkürlichen Einheiten auf, für die Ermittlung der  $\overline{\Delta t}$ -Werte die Ordnung der spektralen Minima.

Die Ergebnisse auf der rechten Bildhälfte beziehen sich auf die Signale  $P_1 P_2 P_1$  und  $P_1 P_1$  bei den Entfernungen  $X^*$  (siehe Abb. 7). Diese Signale wurden — obwohl schon getrennt beobachtbar — zur Kontrolle der  $\overline{\Delta t}$ -Auswertung gemeinsam analysiert.

<sup>1)</sup> Der spezielle Bau der Amplitudenspektren im Bereich der Frequenz Null wird bei (BEHRENS et al. 1969) erklärt.

Auf der linken Seite der Abb. 9 wurden die Amplitudenspektren von Systemimpulsen bei solchen Entfernungen wiedergegeben, bei denen vom Seismogramm her eine Trennung in Kopfwelle und Weitwinkelreflexion absolut nicht möglich ist, bei denen aber die  $\Delta t$ -Methode schon anwendbar wird.

Bei den vorliegenden Untersuchungen stellte sich heraus, daß, obwohl der geforderte spezielle Bau der Spektren im Ablösebereich vorhanden ist, die  $\Delta t$ -Methode erst dann angewendet werden kann, wenn das Verhältnis der spektralen Amplituden der beiden dominierenden Frequenzen (vergl. Abbildung 3) größer als ca. 0,2 ist.

Die Anwendbarkeit der Methode, ihre Grenzen und Fehler wurden von KHUDZINSKI ausführlich beschrieben. Die Vorteile und Nachteile der beschriebenen Methode bei ihrer Anwendung auf das System Kopfwelle-Weitwinkelreflexion lassen sich am Beispiel des Modelles PVC-Plexiglas (Abb. 9) wie folgt erklären:

Während bei einer Filterung von 15/60 kHz eine visuelle Trennung von Kopfwelle und Weitwinkelreflexion erst bei einer Entfernung von ca. 190 cm möglich wird, läßt sich eine Bestimmung der Laufzeitdifferenz zwischen Kopfwelle und überkritischer Reflexion mit Hilfe der  $\Delta t$ -Methode schon bei 172 cm vornehmen. Ein zusätzliches Anheben der unteren Filtergrenze macht eine  $\bar{\Delta t}$ -Bestimmung schon bei einer Entfernung von 146 cm möglich (Filter 35/60 kHz).

Der Nachteil der Methode besteht zweifellos in der oft unsicheren Zuordnung der Frequenzen  $f^{\min}$  zu der Ordnung der spektralen Minima. Durch diese Unsicherheit kann sich der mittlere Fehler der Einzelmessung, d. h. jeder individuellen  $\bar{\Delta t}$ -Bestimmung, der bis zu  $\pm 5\%$  betragen kann, erheblich vergrößern.

#### 4. Diskussion der Ergebnisse. Bestimmung der Reflexionshyperbel

Die Beantwortung der eingangs gestellten Frage, inwieweit eine Laufzeitbestimmung reflektierter Wellen im Ablösebereich von Kopfwelle und Weitwinkelreflexion auf Grund spektraler Untersuchungen ermöglicht werden kann, läßt sich zusammenfassend an Hand der Abb. 10 vornehmen.

In dieser Darstellung wurden für die drei untersuchten Modelle Plexiglas über Aluminium, Plexiglas über Messing und PVC über Plexiglas die theoretischen Laufzeitkurven der Kopfwelle ( $P_1P_2P_1$ ) und der Reflexion ( $P_1P_1$ ) aufgetragen. In die berechneten Laufzeitkurven wurden die Laufzeitdifferenzen  $\bar{\Delta t}$  zwischen Kopfwelle und überkritisch reflektierter Welle, ausgehend von der Laufzeitkurve der Kopfwelle, eingetragen. Die Filterung der Signale, bei denen die  $\Delta t$ -Werte ermittelt wurden, drückt sich in den unterschiedlichen Symbolen aus.

Der Kurvenverlauf der Reflexionshyperbel innerhalb eines Teiles des Ablösebereiches wird zufriedenstellend wiedergegeben.

Der Gewinn der beschriebenen Methode wird besonders in der Verknüpfung von Laufzeitkurven und Seismogrammeispielen deutlich. Neben die Laufzeitkurven wurden daher Seismogramme für die Filterung 15/60 kHz gestellt. Die Registrierentfernung nimmt von unten nach oben hin zu, um die Ablösung von Kopfwelle und

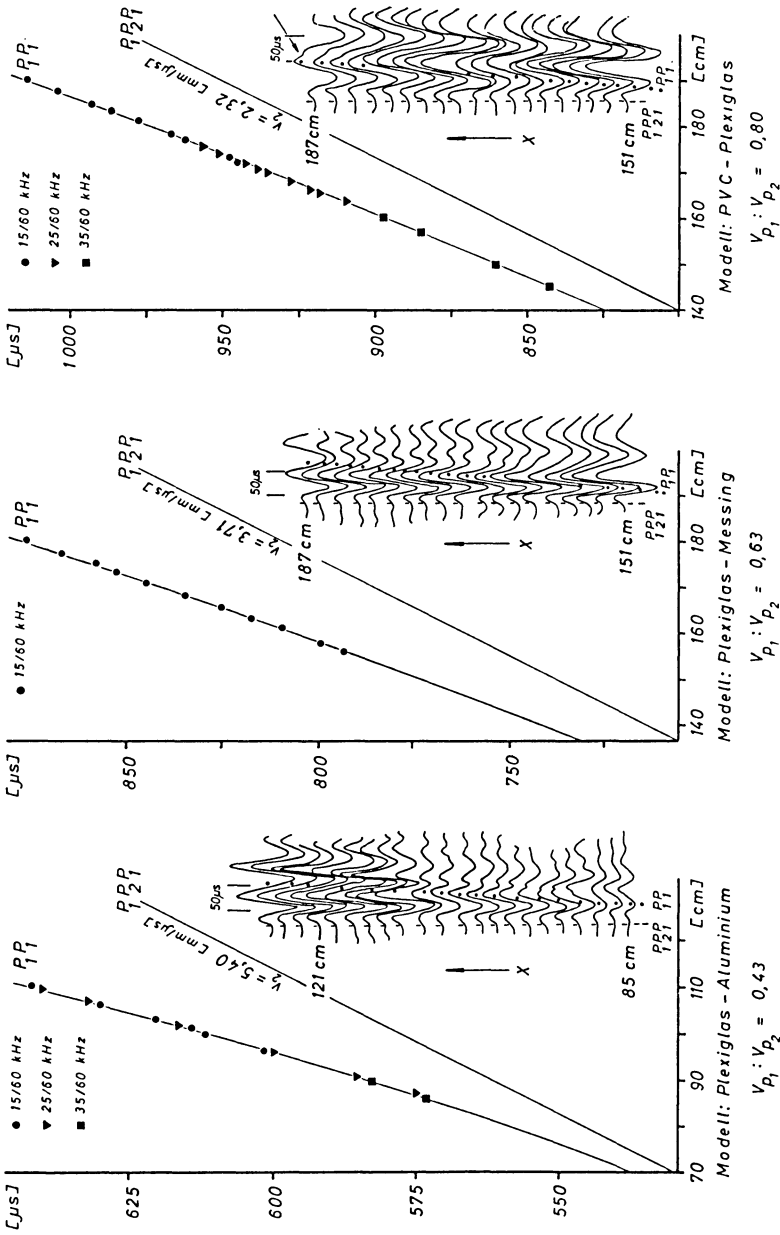


Abb. 10: Theoretische Laufzeitkurven. Modelle: Plexiglas-Aluminium, Plexiglas-Messing und PVC-Plexiglas. Experimentell ermittelte  $\Delta t$ -Werte. Seismogramme für die Filterung 15/60 kHz. Theoretical travel-time curves. Models: Plexiglas-Aluminium, Plexiglas-Messing and PVC-Plexiglas. Experimental  $\Delta t$ -values, Seismograms, filter: 15/60 kcps.

Weitwinkelreflexion im Seismogramm und im Bild der Laufzeitkurven miteinander vergleichen zu können.

Wie der theoretische Einsatz der Reflexion zeigt — er wurde in den Seismogrammen jeweils durch eine punktierte Linie wiedergegeben — läßt sich bei einer Interpretation vom Seismogramm her, selbst bei Registrierentfernungen unmittelbar vor Ende des Ablösebereiches, keine sichere Aussage über den Beginn des Reflexionssignales machen. (Z. B. entspricht der Einsatz bei der Schußpunktentfernung 187 cm [Pfeil] im Modell PVC-Plexiglas nicht dem theoretischen Einsatz!). Durch die Ausschöpfung der im speziellen Bau der Amplitudenspektren liegenden Information ist jedoch eine Bestimmung der Zeitdifferenz zwischen Kopfwelleneinsatz und Einsatz des Reflexionssignales auch in den Bereichen des Profiles durchführbar, in denen eine visuelle Differenzierung des Systemimpulses in Kopfwellenimpuls und Reflexionsimpuls nicht möglich ist.

Das bedeutet, daß bei bekanntem Laufzeitast der Kopfwelle die Reflexionshyperbel jederzeit in dem Teil des Ablösebereiches bestimmt werden kann, in dem die Bedingungen für die Anwendbarkeit der  $A_T$ -Methode erfüllt sind.

## 5. Danksagung

Diese Arbeit stellt ein Teilergebnis von Untersuchungen dar, die durch finanzielle Unterstützung seitens der Deutschen Forschungsgemeinschaft ermöglicht wurden. Wir sind der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die großzügige Förderung zu großem Dank verpflichtet.

Herrn Prof. Dr.-Ing. O. ROSENBACH danken wir für sein förderndes Interesse an unseren Arbeiten.

Den Herren H. HEMSCHEMEIER und A. MÜLLER danken wir für die sorgfältige Ausführung der notwendigen Werkstattarbeiten.

## Literatur

- BEHRENS, J., L. DRESEN und E. HINZ: Modellseismische Untersuchungen der dynamischen Parameter von Kopfwelle und Reflexion im überkritischen Bereich. Z. Geophys. 35, 1969, im Druck
- ČERVENÝ, V.: On the length of the interference zone of a reflected and head wave beyond the critical point and on the amplitudes of head waves. Studia geoph. et geod. 6, 49—63, 1962.
- KHUDZINSKI, L. L.: On the determination of parameters of intermediate thickness from the spectra of reflected waves. Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR. Geophys. Ser., 439—444, 1961





# **Zur Tiefenlage und Größe des Dichtemaximums der induzierten Erdströme**

Von P. WEIDELT, Göttingen<sup>1)</sup>

Eingegangen am 9. Juli 1968

*Zusammenfassung:* Im Erdinnern kann sich infolge des Anstiegs der elektrischen Leitfähigkeit mit der Tiefe ein Dichtemaximum der induzierten Erdströme ausbilden. Für ein einfaches Modell (ebene Erde mit homogenem äußerem Magnetfeld) werden Bedingungen hergeleitet, durch die sich bei vorgegebenem Leitfähigkeitsverlauf die Tiefenlage des Stromdichtemaximums in Abhängigkeit von der Periode der magnetischen Störung näherungsweise bestimmen läßt. Anhand von exakt behandelbaren Beispielen wird der Fehler dieser Näherung abgeschätzt. Zum Abschluß wird ein Modell mit exponentieller Leitfähigkeitszunahme eingehender behandelt.

*Summary:* Due to a general conductivity increase within the earth's interior, a maximum of induced current density can be built up. For a simple model (plane earth with homogeneous external magnetic field) conditions are derived to determine for a given conductivity distribution the approximate depth of this maximum as a function of the period of the magnetic variation. The accuracy of this approximation is estimated by means of exactly solved examples. Finally, a model with an exponential conductivity increase is treated in some detail.

## **1. Einleitung**

Zeitlich variable äußere Magnetfelder induzieren im leitfähigen Erdinnern elektrische Felder, die jedoch aufgrund des Skineffektes bei tieferem Eindringen in die Erde gedämpft werden. Wenn aber die elektrische Leitfähigkeit mit der Tiefe zunimmt — und dies ist in der Erde wegen des Temperaturanstiegs zu erwarten — kann bei nicht zu großem Skineffekt die elektrische Stromdichte zunächst mit der Tiefe ansteigen, muß dann aber wegen der nunmehr erhöhten Dämpfung des elektrischen Feldes stark abfallen. In der Übergangzone bildet sich ein Maximum der Stromdichte aus. Die Bedingungen für das Auftreten eines derartigen Maximums sowie dessen Tiefenlage und Größe in Abhängigkeit von der Periode der magnetischen Störung sollen im folgenden anhand eines einfachen Modells genauer untersucht werden.

In dieser vereinfachten Darstellung wird angenommen, daß die Felder nur bis zu Tiefen eindringen können, die klein gegenüber dem Erdradius sind, so daß die Erde durch einen ebenen Halbraum approximiert werden kann. Der Halbraum enthalte keine magnetisierbare Materie, seine Leitfähigkeit  $\sigma$  sei nur eine Funktion der Tiefe  $z$  (positiv nach unten). Ferner möge das äußere Feld eine harmonische Zeitfunktion mit

---

<sup>1)</sup> Dipl.-Phys. PETER WEIDELT, Institut für Geophysik der Universität Göttingen, 34 Göttingen, Herzberger Landstr. 180.

der Kreisfrequenz  $\omega$  haben und sich räumlich so wenig ändern, daß man es als homogen betrachten kann. Macht man unter diesen Voraussetzungen für die nicht verschwindenden Komponenten des Magnetfeldes ( $H$ ), des elektrischen Feldes ( $E$ ) und der Stromdichte ( $j$ ) die Ansätze

$$H_x(z, t) = \text{Im} \{ H(z) e^{i\omega t} \}, E_y(z, t) = \text{Im} \{ E(z) e^{i\omega t} \}, j_y(z, t) = \text{Im} \{ j(z) e^{i\omega t} \}$$

mit den komplexen Amplituden  $H(z)$ ,  $E(z)$  und  $j(z)$ , in denen die variable Phasenverschiebung berücksichtigt ist, so reduzieren sich die MAXWELLSchen Gleichungen und das OHMSche Gesetz auf

$$E'(z) = i\omega\mu_0 H(z), \quad (1a)$$

$$H'(z) = j(z), \quad (1b)$$

$$j(z) = \sigma(z) E(z). \quad (1c)$$

(Der Strich bedeutet die Ableitung nach  $z$ .) Daraus folgt die Differentialgleichung

$$E''(z) - i\omega\mu_0 \sigma(z) E(z) = 0. \quad (2)$$

Unter einem Stromdichtemaximum wird im weiteren genauer ein Maximum des Betrages der komplexen Stromdichte  $j(z)$ , also ein Maximum der Amplitude der reellen Stromdichte  $j_y(z, t)$  verstanden. Der Index  $m$  bezeichnet den Wert der indizierten Größe am Ort eines Maximums (in speziellen Fällen jedoch auch am Ort eines Minimums).

## 2. Die Bedingungen für ein Stromdichtemaximum

Aus  $|j| = \sigma |E|$  ergibt sich zunächst

$$\sigma'_m / \sigma_m = -|E'_m| / |E|_m = -\frac{1}{2} (|E|^2)'_m / |E|^2_m.$$

Daraus folgt, daß am Ort eines Maximums  $\sigma'_m > 0$  sein muß, da der Betrag des elektrischen Feldes nur monoton abnehmen kann. Denn bedeutet  $E^*(z)$  die zu  $E(z)$  konjugiert komplexe Lösung der Differentialgleichung (2), so gilt wegen  $(E^*)' = (E')^*$

$$(|E(z)|^2)' = (E(z) E^*(z))' = 2 \text{Re} \{ E'(z) E^*(z) \}.$$

Multipliziert man (2) mit  $E^*$  und integriert über  $z$  von  $z$  bis  $\infty$ , so ergibt sich nach partieller Integration des ersten Terms

$$E'(z) E^*(z) = - \int_z^\infty \{ |E'(\zeta)|^2 + i\omega\mu_0 \sigma(\zeta) |E(\zeta)|^2 \} d\zeta,$$

und deshalb

$$(|E(z)|^2)' = -2 \int_z^\infty |E'(\zeta)|^2 d\zeta < 0.$$

Da  $\sigma'_m > 0$  sein muß, können z. B. in einem homogen geschichteten Halbraum Stromdichtemaxima nur unmittelbar unter den Grenzflächen zu tiefer liegenden besser leitenden Schichten auftreten.

In Analogie zur Definition der elektromagnetischen Eindringtiefe für einen homogenen Halbraum kann man *formal* eine mit der Tiefe veränderliche *lokale* Eindringtiefe  $p(z)$  definieren durch

$$p(z) = \left( \frac{2}{\omega \mu_0 \sigma(z)} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Wenn die dimensionslosen Größen  $|p'(z)|$ ,  $|p(z)p''(z)|$ ,  $|p^2(z)p'''(z)|$  etc. klein gegenüber 1 sind, d. h. wenn entweder  $p$  klein ist oder wenn sich die Leitfähigkeit wenig ändert, läßt sich eine einfache Näherungslösung von (2) angeben (vgl. JEFFREYS and JEFFREYS, 1956, S. 522). Zu diesem Zweck transformiert man die Differentialgleichung (2) durch

$$E(z) \sim \exp \left\{ - \int_{z_0}^z g(\zeta) d\zeta \right\},$$

$z_0$  beliebig, auf die RICCATISCHE Differentialgleichung

$$g^2(z) - g'(z) = \left( \frac{1+i}{p(z)} \right)^2. \quad (4)$$

Unter der Annahme, daß  $|g^2| \gg |g'|$  ist, erhält man in nullter Näherung

$$g_0 = \frac{1+i}{p}.$$

Die Bedingung  $|g_0^2| \gg |g'_0|$  ist dann gleichbedeutend mit  $|p'| \ll \sqrt{2}$ . Ersetzt man in (4)  $g'$  durch  $g'_0$ , so ergibt sich die erste Näherung

$$g_1 = \left\{ \left( \frac{1+i}{p} \right)^2 - \frac{1+i}{p^2} p' \right\}^{1/2} \approx \frac{1+i}{p} - \frac{1}{2} \frac{p'}{p}.$$

Im Prinzip lassen sich durch wiederholtes Einsetzen in (4) höhere Näherungen gewinnen (wobei dann auch die Größen  $|pp''|$ ,  $|p^2p'''|$  etc. klein sein müssen), doch reicht für eine allgemeine Abschätzung die erste Näherung aus. In dieser Approximation lautet das elektrische Feld

$$E(z) \sim p^{1/2}(z) \exp \left\{ - \int_{z_0}^z \frac{1+i}{p(\zeta)} d\zeta \right\}$$

und für den Betrag der Stromdichte ergibt sich

$$|j(z)| \sim p^{-3/2}(z) \exp \left\{ - \int_{z_0}^z \frac{d\zeta}{p(\zeta)} \right\}$$

Als Bedingungen für ein relatives *Maximum* von  $|j(z)|$  erhält man daraus

$$p'_m = -2/3, \quad (5)$$

$$p''_m > 0. \quad (6)$$

Ist die Bedingung (5) erfüllt, aber  $p''_m < 0$ , so liegt (im Rahmen dieser Näherung) ein relatives *Minimum* der Stromdichte vor. Dies tritt ein, wenn die Stromdichte zunächst mit der Tiefe abnimmt, dann aber wieder ansteigt, weil die Leitfähigkeit stärker zunimmt als das elektrische Feld abklingt. Beispiele für dies Verhalten finden sich im nächsten und übernächsten Abschnitt. Die Bedingung (5) zeigt noch, daß die Voraussetzung  $|p'(z)| \ll \sqrt{2}$ , die der Ableitung von (5) zugrunde lag, bei  $z = z_m$  einigermaßen erfüllt ist.

Die Tiefe des Maximums wird durch den Gradienten der Leitfähigkeit bestimmt und ist unabhängig von der Leitfähigkeitsverteilung in größerer Entfernung ober- und unterhalb des Maximums. Es läßt sich deshalb im allgemeinen keine direkte Beziehung zwischen  $z_m$  und  $p_m$  angeben.

### 3. Prüfung der Maximumbedingung

Die Gültigkeit der Bedingung (5) soll an einigen einfachen Leitfähigkeitsverteilungen mit numerisch überschaubaren Lösungen überprüft werden. Betrachtet werden zu diesem Zweck mit der Tiefe monoton ansteigende Leitfähigkeitsfunktionen von der allgemeinen Form

$$\sigma' \sim \sigma^{1-n} \quad (7)$$

mit positivem Proportionalitätsfaktor und beliebigem reellem  $n$ . Legt man Proportionalitätsfaktor und Integrationskonstante so fest, daß  $\sigma(0) \equiv \sigma_0$  und  $\sigma'(0)$  unabhängig von  $n$  sind, so werden durch (7) gerade die Verteilungen

$$\sigma(z)/\sigma_0 = \begin{cases} (1+anz)^{1/n}, & n \neq 0 \\ e^{az}, & n = 0 \end{cases}, \quad a > 0 \quad (8)$$

definiert. Bei positivem  $n$  verhält sich  $\sigma$  wie eine positive Potenz von  $z$ , bei negativem  $n$  wächst es monoton von  $\sigma = \sigma_0$  bis  $\sigma = \infty$  im Punkt  $z = 1/(a|n|)$ . Aus (3) und (8) ergibt sich

$$(2\omega\mu_0\sigma_0)^{1/2} p'(z) = \begin{cases} -a(1+anz)^{-\frac{2n+1}{2n}}, & n \neq 0 \\ -ae^{-az/2}, & n = 0 \end{cases} \quad (9)$$

$$2(2\omega\mu_0\sigma_0)^{1/2} p''(z) = \begin{cases} a^2(2n+1)(1+anz)^{-\frac{4n+1}{2n}}, & n \neq 0 \\ a^2e^{-az/2}, & n = 0 \end{cases} \quad (10)$$

Aus (7) folgt noch

$$p' \sim p^{2n+1}. \quad (11)$$

Mit der lokalen Eindringtiefe  $p(z)$  lautet die Dgl. (2):

$$E''(z) - 2ip^{-2}(z)E(z) = 0. \quad (12)$$

Im weiteren wird zunächst  $n \neq -1/2$  vorausgesetzt. Dann erhält man durch die Substitution

$$u(z) = -\frac{\sqrt{2}}{(2n+1)p'(z)} \quad (13)$$

mit  $u' = \sqrt{2}/p$  (aus (11)) und  $u'' = 2/((2n+1)u p^2)$  für  $f(u) \equiv E(z)$  die Differentialgleichung

$$f''(u) + \frac{1}{(2n+1)u} f'(u) - i f(u) = 0.$$

Sie hat die Lösung

$$f(u) = u^v Z_\nu(u e^{-i\pi/4}) \quad (14)$$

$$v = \frac{n}{2n+1}, \quad n = \frac{v}{1-2v}, \quad (15)$$

wobei  $Z_\nu$  eine Zylinderfunktion der Ordnung  $\nu$  ist. Das elektrische Feld muß für  $z \rightarrow 1$  ( $a|n$ ) ( $n < 0$ ) bzw. für  $z \rightarrow \infty$  ( $n \geq 0$ ) verschwinden. Dann strebt  $u$  (wegen (13) und (9)) für  $n < -1/2$  gegen 0 und für  $n > -1/2$  gegen  $\infty$ . Die Lösung (14) muß deshalb im ersten Fall durch die BESSELFUNKTION  $J_\nu$ , im zweiten Fall aber durch die HANKELFUNKTION (2. Art)  $H_\nu^{(2)}$  ausgedrückt werden. Sie lautet also

$$E(z) \equiv f(u) = \begin{cases} A_\nu u^v J_\nu(u e^{-i\pi/4}), & n < -1/2, \quad v > 1/2 \\ A_\nu u^v H_\nu^{(2)}(u e^{-i\pi/4}), & n > -1/2, \quad v < 1/2 \end{cases} \quad (16)$$

wobei  $u$  durch (13) und (9) gegeben ist. Die freie Konstante  $A_\nu$  läßt sich nach (1a) durch das Magnetfeld  $H(0) \equiv H_0$  an der Stelle  $z = 0$  ausdrücken:

$$(\omega\mu_0/\sigma_0)^{1/2} e^{3\pi i/4} H_0/A_\nu = \begin{cases} u_0^v J_{\nu-1}(u_0 e^{-i\pi/4}), & v > 1/2 \\ u_0^v H_{\nu-1}^{(2)}(u_0 e^{-i\pi/4}), & v < 1/2 \end{cases} \quad (17)$$

mit

$$u_0 \equiv u(0) = \frac{2}{2n+1} (\omega\mu_0\sigma_0/a^2)^{1/2} = 2(1-2v)(\omega\mu_0\sigma_0/a^2)^{1/2}.$$

Für den bisher ausgeschlossenen Grenzfall  $n = -1/2$ , d. h. für

$$\sigma(z) = \sigma_0(1 - az/2)^{-2} \text{ mit } p'(z) = -a(2\omega\mu_0\sigma_0)^{-1/2} = \text{const.} \quad (18)$$

besitzt die Ausgangsgleichung (2) die elementare Lösung

$$E(z) \sim (1 - az/2)^\alpha \text{ mit } \alpha = (1 + (1 + 16i\omega\mu_0\sigma_0/a^2)^{1/2})/2. \quad (19)$$

Die Lösungen für die Leitfähigkeitsgesetze (8) zerfallen mithin in drei verschiedene Klassen:

1.  $n > -1/2, \quad \nu < 1/2$ :

Nur dieser Lösungstyp erfüllt wegen der Beziehungen (9) und (10) die Maximumbedingungen (5) und (6). Aus (3), (11) und (13) folgt

$$\sigma \sim u^{2/(2n+1)} = u^{2-4\nu}, \quad (20)$$

und damit

$$|j(z)| \sim u^{2-3\nu} |H_\nu^{(2)}(ue^{-i\pi/4})|.$$

Benutzt man in der asymptotischen Entwicklung des Betrages der HANKEL-funktionen für großes positives  $u$ ,

$$|H_\nu^{(2)}(ue^{-i\pi/4})| = \left\{ \frac{2}{\pi u} \right\}^{1/2} \exp\{-u/\sqrt{2}\} \left\{ 1 + \frac{4\nu^2 - 1}{8\sqrt{2}u} + \frac{(4\nu^2 - 1)^2}{256u^2} + \dots \right\}, \quad (21)$$

nur das erste Glied, so ergibt sich als Maximumbedingung  $p'_m = -2/3$ , d. h. genau die Bedingung (5). Für  $\nu = -1/2, n = -1/4$ , d. h.  $\sigma(z) = \sigma_0(1 - az/4)^{-4}$ , ist dies erste Glied bereits die exakte Lösung. Wenn  $\nu$  nicht zu nahe bei  $+1/2$  liegt, erhält man mit (21)

$$p'_m = -\frac{2}{3} \left( 1 + \frac{1}{36}s + \frac{1}{648}s^2 + \dots \right) \quad (22)$$

mit

$$s = \frac{2\nu + 1}{2\nu - 1} = -(4n + 1).$$

Für  $\nu \rightarrow 1/2 - 0, n \rightarrow \infty$ , also bei fast homogener Leitfähigkeit im gesamten Halbraum ist die Näherung (22) nicht mehr verwendbar, weil in diesem Bereich das Argument von  $H_\nu^{(2)}$  am Ort des Maximums so klein ist, daß die asymptotische

Entwicklung eine schlechte Näherung darstellt. Eine genauere Untersuchung ergibt für diesen Fall

$$\lim_{\substack{\nu \rightarrow \frac{1}{2} - 0 \\ (n \rightarrow \infty)}} p'_m = -1/2.$$

In zwei Spezialfällen läßt sich die Näherung (5) bzw. (22) leicht mit exakt berechneten Werten vergleichen. Bei exponentiellem Leitfähigkeitsanstieg ( $n = \nu = 0$ ) ist

$$E(z) = A_0 H_0^{(2)}(ue^{-i\pi/4}) = -A_0(\text{her}(u) + i \text{hei}(u)).$$

Die KELVINfunktionen  $\text{her}(u)$  und  $\text{hei}(u)$  sowie ihre Ableitungen sind tabelliert [JAHNKE — EMDE — LÖSCH 1960]. Man findet damit  $p'_m = -0,6514$  gegenüber  $p'_m = -0,6492$  aus (22). Bei linearer Leitfähigkeitszunahme ( $n = 1, \nu = 1/3$ ) erhält man aus (16)

$$E(z) = A_{1/3} u^{1/3} H_{1/3}^{(2)}(ue^{-i\pi/4}) = A_{1/3} e^{i\pi/12} \cdot h_2\left(\left(\frac{3}{2} ue^{-i\pi/4}\right)^{2/3}\right),$$

wobei die Funktion  $h_2(w)$  zusammen mit ihrer Ableitung für komplexes Argument ebenfalls tabelliert ist [HARVARD COMPUTATION LABORATORY 1945]. Das Ergebnis ist  $p'_m = -0,638$  im Vergleich zu  $p'_m = -0,600$  aus (22).

Die Bedingung (5) kann somit in allen betrachteten Fällen als brauchbare Näherung angesehen werden. Im Rahmen dieser Näherung läßt sich aus (9) die Tiefe des Maximums berechnen:

$$z_m(\omega) = \begin{cases} \frac{1}{an} \left\{ \left( \frac{\omega_0}{\omega} \right)^{\frac{n}{2n+1}} - 1 \right\}, & -1/2 < n < \infty, \quad n \neq 0 \\ \frac{1}{a} \ln \frac{\omega_0}{\omega}, & n = 0 \end{cases} \quad (23)$$

mit

$$\omega_0 \approx \frac{9a^2}{8\mu_0\sigma_0}. \quad (23a)$$

Mit der Verteilung der Induktionsströme im Untergrund ist auch deren Dichtemaximum frequenzabhängig. Es verlagert sich mit Erhöhung der Frequenz nach oben und erreicht bei der Grenzfrequenz  $\omega_0$  die Erdoberfläche. Wenn  $\omega > \omega_0$  ist, kann sich kein Maximum im Erdinnern mehr ausbilden, da dann die Abnahme der Stromamplitude durch den Skineneffekt überall größer ist als ihre Zunahme durch Erhöhung der Leitfähigkeit.

2.  $n = -1/2, \quad \nu = \pm \infty$ :

In diesem Grenzfall ist  $p'(z)$  konstant, so daß sich für keine Frequenz ein Maximum oder Minimum der Stromdichte ausbilden kann. Aus (18) und (19) folgt, daß bei hohen Frequenzen  $|j(z)|$  monoton abnimmt und bei  $z = 2/a$  (wo  $\sigma$  unendlich wird) verschwindet, bei niedrigen Frequenzen aber monoton zunimmt und bei  $z = 2/a$  unendlich wird<sup>1)</sup>. Als Grenzfrequenz ergibt sich aus (18) und (19)  $\omega = 3a^2/(2\sqrt{2}\mu_0\sigma_0) = 1,0607 a^2/(\mu_0\sigma_0)$ , d. h. ungefähr die Frequenz  $\omega_0$ , die in Gl. (23a) definiert ist.

3.  $n < -1/2, \quad \nu > 1/2$ :

An diesem Lösungstyp zeigen sich die Grenzen der Näherung (5). Zwar werden wegen  $p''(z) < 0$  die Bedingungen für ein Minimum der Stromdichte erfüllt, tatsächlich bildet sich dies aber nur im Bereich  $-1 < n < -1/2$  ( $1 < \nu < \infty$ ) aus. Denn aus (16) und (20) folgt zunächst  $|j| \sim |u|^{2-3\nu} |J_\nu(ue^{-i\pi/4})|$ . Für  $z \rightarrow 1/(a|n|)$ , d. h.  $\sigma \rightarrow \infty$ , strebt  $|u| \rightarrow 0$ , und wegen  $|J_\nu| \sim |u|^\nu$  (für  $|u| \ll 1$ ) gilt  $|j| \sim |u|^{2-2\nu}$ . Im Intervall  $1/2 < \nu < 1$  verschwindet  $|j|$ , ohne ein Minimum durchlaufen zu haben. Der Grund für die Ungültigkeit der Näherung (5) liegt in der großen Inhomogenität der Leitfähigkeit. Die lokale Eindringtiefe  $p$  wird für großes  $\sigma$  sehr klein, aber die in der Ableitung von (5) als klein vorausgesetzten Größen  $|p'|, |pp''|$  etc. verhalten sich wie  $p^{2n+1}, p^{2(2n+1)}$  etc., nehmen wegen  $(2n+1) < 0$  also sehr große Werte an. Deshalb ist hier die Lokalisierung der Stromdichteminima durch die Bedingung (5) nur beschränkt möglich. Wenn  $\nu > 1$  ist, wächst für  $|u| \rightarrow 0$  die Leitfähigkeit schneller an ( $\sim |u|^{2-4\nu}$ ) als das elektrische Feld abfällt ( $\sim |u|^{2\nu}$ ), so daß sich Stromdichteminima ausbilden können. Mit Hilfe der asymptotischen Entwicklung von  $|J_\nu|$  erhält man als Minimumbedingung genau Gl. (22), jetzt gültig für  $\nu \gg 1$ . Die Tiefe des Minimums ist deshalb durch eine Beziehung gegeben, die analog zu Gl. (23) ist, nun jedoch für  $-1 < n < -1/2$  ( $1 < \nu < \infty$ ) gültig. Die Grenzfrequenz  $\omega_0$  hat dabei die Bedeutung, daß für  $\omega > \omega_0$  ein Stromdichteminimum im Innern des Leiters auftritt, während die Stromdichte für  $\omega < \omega_0$  monoton gegen unendlich strebt. Der Fall  $\nu = 3/2$  (d. h.  $\sigma(z) = \sigma_0(1 - 3az/4)^{-4/3}$ ) läßt sich auf trigonometrische Funktionen reduzieren und ergibt den exakten Wert  $p'_m = -0,6988$ .

Die möglichen Formen des Stromdichteverlaufs werden schematisch in Abb. 1 zusammengefaßt. Der relative Fehler der Bedingung (5),  $\Delta p'_m/p'_m = (-2/3 - p'_m)/p'_m$ , ist für den betrachteten Bereich in Abb. 2 dargestellt.

Ganz ähnliche Fallunterscheidungen, wie sie hier für einen Halbraum mit dem Leitfähigkeitsgesetz (8) gemacht werden mußten, sind auch für einen Zylinder erforderlich, dessen Leitfähigkeit sich radial nach einem Potenzgesetz ändert. Dies Modell behandelt ausführlich v. CONSRUCH [1963].

<sup>1)</sup> Die Stromdichte strebt jedoch stets so schwach gegen unendlich, daß der Gesamtstrom in jeder endlich dicken Schicht endlich bleibt.



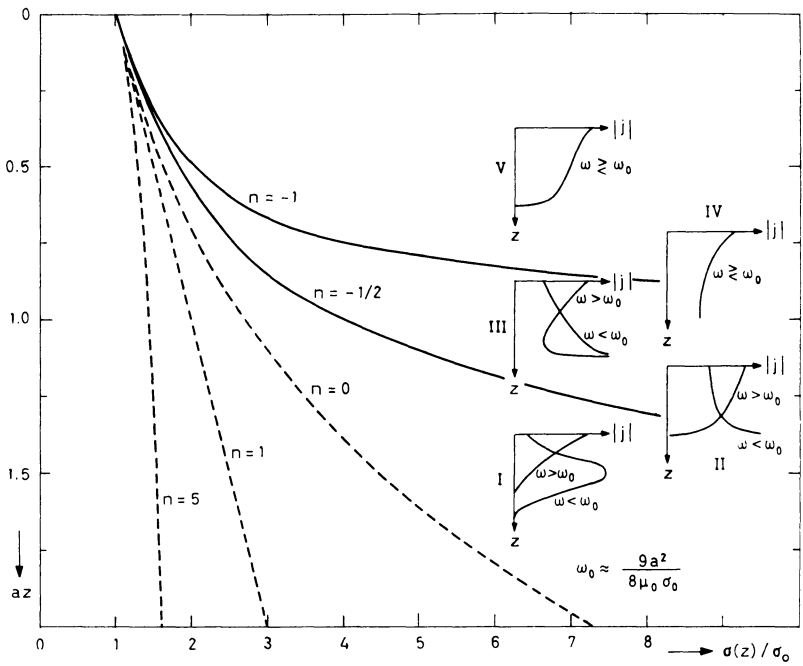


Abb. 1: Die behandelten Leitfähigkeitsgesetze mit einer schematischen Darstellung der möglichen Formen des Stromdichteverlaufs. Fall I ( $n > -1/2$ ): Maximum der Stromdichte für  $\omega < \omega_0$ ; Fall II ( $n = -1/2$ ): weder Maximum noch Minimum; Fall III ( $-1/2 > n > -1$ ): Minimum für  $\omega > \omega_0$ ; Fall IV ( $n = -1$ ) und V ( $n < -1$ ): weder Maximum noch Minimum.

The applied conductivity laws together with sketches of the possible types of current density distributions. Case I ( $n > -1/2$ ): maximum of current density amplitude for  $\omega < \omega_0$ ; case II ( $n = -1/2$ ): neither maximum nor minimum; case III ( $-1/2 > n > -1$ ): minimum for  $\omega > \omega_0$ ; cases IV ( $n = -1$ ) and V ( $n < -1$ ): neither maximum nor minimum.

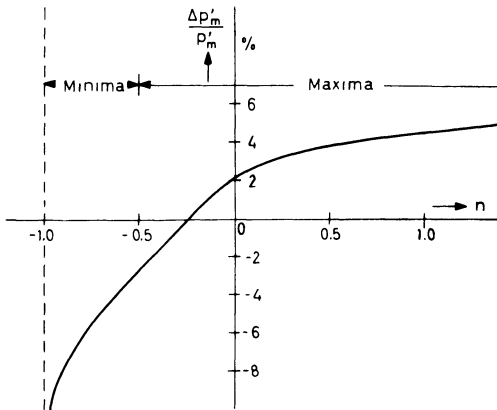


Abb. 2: Relativer Fehler  $\Delta p'_m/p'_m$  der Näherung  $p'_m = -2/3$  für ein Maximum (oder Minimum) der Stromdichte bei den verwendeten Leitfähigkeitsgesetzen.

Relative error of the approximation  $p'_m = -2/3$  for a maximum (or minimum) of current density for the applied conductivity laws.

#### 4. Graphische Bestimmung des Stromdichtemaximums

Ist  $\sigma(z)$  vorgegeben, so läßt sich aufgrund der Bedingung (5) die ungefähre Lage der Maxima (und Minima) graphisch ermitteln. Dazu trägt man (bei Beschränkung auf  $p'(z) < 0$ ) für eine beliebige Periode  $T_1$  die Größe  $-p'(z, T_1)$  über  $z$  auf und transformiert dann die  $-p'$ -Skala mit Hilfe der wegen (5) geltenden Beziehung  $T = T_1 (-\frac{3}{2} p')^{-2}$  in eine Periodenskala  $T$ . Faßt man nun die  $z$ -Achse als  $z_m$ -Achse auf, so stellt die vorher eingezeichnete Kurve  $-p'(z, T_1)$  nunmehr die Funktion  $z_m(T)$  dar. Das Vorzeichen von  $p''(z_m)$  entscheidet, ob bei  $z_m$  ein Maximum ( $p''_m > 0$ ) oder Minimum ( $p''_m < 0$ ) vorliegt. Anstelle von  $-p'$  kann natürlich auch eine geeignete mittelbare Funktion von  $-p'$  über  $z$  aufgetragen werden; in den beiden folgenden Beispielen wird  $-\ln(-p')$  verwendet.

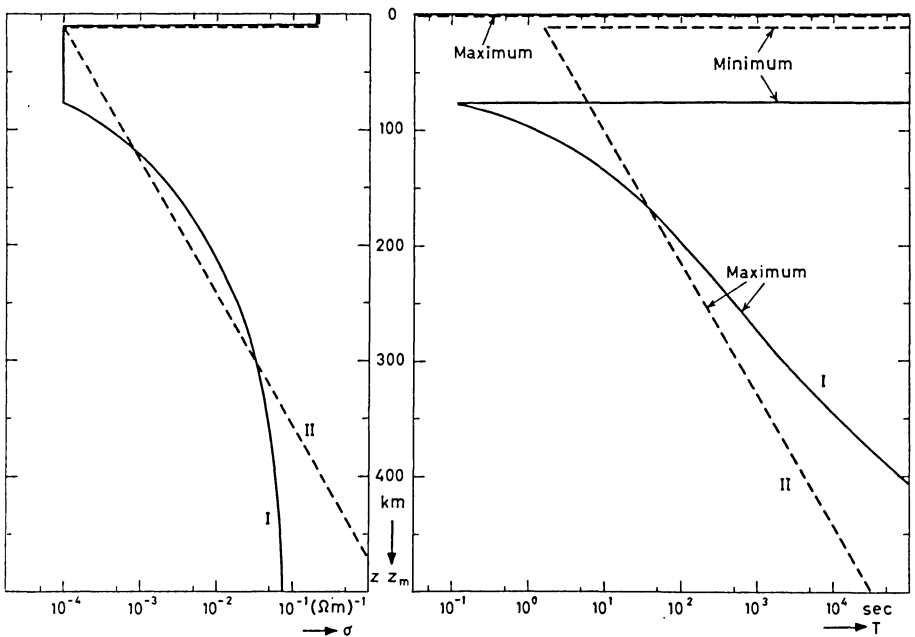


Abb. 3: Zwei spezielle Leitfähigkeitsfunktionen (links) und zugehörige Tiefenlagen  $z_m$  der Stromdichtemaxima (bzw. -minima) als Funktion der Periode  $T$  (rechts). Erst oberhalb einer Grenzperiode (z. B. 0,1 sec für Modell I) können sich Maxima auch im Innern der Erde ausbilden.

Two conductivity versus depth functions (left) and corresponding depth  $z_m$  of the current density maxima or minima as a function of the period  $T$  (right). A maximum in the interior of the earth is possible only for periods beyond a certain lower limit period (e. g. 0.1 sec for model I).

Das Leitfähigkeitsmodell I (Abb. 3, linker Teil) wurde von KERTZ [1966] aus den bisherigen Kenntnissen und Annahmen über Druck- und Temperaturverlauf im Erdinnern über die Verknüpfung zwischen Temperatur und Leitfähigkeit hergeleitet. Es stellt keinen Anspruch auf Gültigkeit im Detail und soll hier nur als Beispiel betrachtet werden. Eine Vereinfachung von Modell I ist Modell II, das im nächsten Abschnitt numerisch behandelt werden soll. Die Lage der Stromdichtemaxima und -minima enthält Abb. 3 (rechter Teil). Für beide Modelle existiert eine Grenzperiode  $T_0$  mit der Eigenschaft, daß für  $T < T_0$  nur das Maximum bei  $z = 0$  auftritt. Für  $T > T_0$  kommen das Minimum zu Beginn des kontinuierlichen Anstiegs und das Maximum in größerer Tiefe hinzu. Die Grenzperiode  $T_0$  ist jedoch sehr klein. Sie liegt im Modell I bei 0,1 sec, im Modell II wegen des schwächeren Leitfähigkeitsanstiegs bei 1,8 sec.

## 5. Die Größe des Stromdichtemaximums

Formal läßt sich für jede Periode oberhalb der Grenzperiode  $T_0$  die Tiefe des Maximums bestimmen. Bei kurzen Perioden, die in der gut leitenden Deckschicht stark gedämpft werden, ist die Stromdichte in diesem Maximum jedoch wesentlich kleiner als diejenige im Maximum bei  $z = 0$ . Erst wenn sich bei längeren Perioden der „Schwerpunkt“ des Stromsystems in größere Tiefen verlagert und die Induktion in der Deckschicht an Bedeutung verliert, werden die beiden Maxima vergleichbar. Für Modell II werden die Größenverhältnisse näher untersucht.

Die Lösung der Dgl. (2) für die Leitfähigkeitsfunktion

$$\sigma(z) = \begin{cases} \sigma_1, & 0 < z < d \\ \sigma_0 e^{a(z-d)}, & z > d \end{cases}$$

läßt sich nach den Ausführungen des Abschnitts 3 leicht angeben. Wenn man an der Grenzfläche  $z = d$  die Stetigkeitsbedingungen für  $E$  und  $H$  erfüllt, ergibt sich

$$-\frac{\alpha(1-\beta)}{i\omega\mu_0 H_0} E(z) = \begin{cases} e^{-\alpha z} + \beta e^{\alpha z}, & 0 \leq z \leq d \\ \frac{2e^{-\alpha d}}{1-i(\sigma_0/\sigma_1)^{1/2}\gamma} \frac{H_0^{(2)}(ue^{-i\pi/4})}{H_0^{(2)}(u_d e^{-i\pi/4})}, & z \geq d \end{cases}$$

mit

$$\alpha = (\omega\mu_0\sigma_1)^{1/2} e^{i\pi/4},$$

$$\beta = \frac{1+i(\sigma_0/\sigma_1)^{1/2}\gamma}{1-i(\sigma_0/\sigma_1)^{1/2}\gamma} e^{-2\alpha d},$$

$$\gamma = \frac{H_1^{(2)}(u_d e^{-i\pi/4})}{H_0^{(2)}(u_d e^{-i\pi/4})},$$

$$u(z) = 2(\omega\mu_0\sigma_0/a^2)^{1/2} e^{a(z-d)/2}, \quad u_d = u(d).$$

Für drei spezielle Perioden ( $T = 1 \text{ min}, 30 \text{ min}, 60 \text{ min}$ ) wird der auf  $H_0 (= H(0))$  bezogene Verlauf der Stromdichteamplitude für das Modell II in Abb. 4 dargestellt. Noch bei Perioden von einer Stunde ist  $|j(0)|$  fast zwanzigmal größer als  $|j|_m$ . Die Größe der beiden Maxima bei  $z = 0$  und  $z = z_m$  als Funktion der Periode ist in Abb. 5

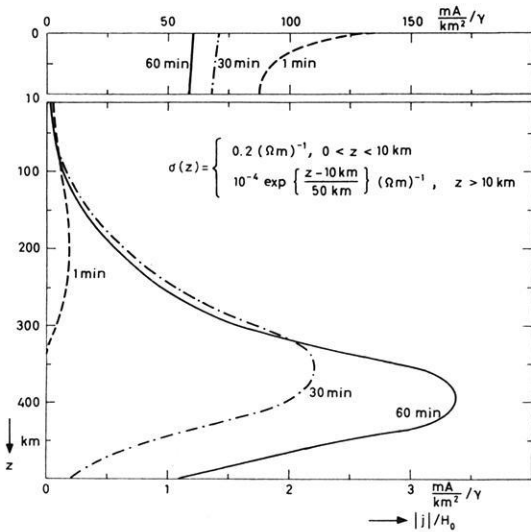


Abb. 4: Relative Amplitude der Stromdichte als Funktion der Tiefe für die Leitfähigkeitsverteilung im Modell II (vgl. Abb. 3). Das Bezugsfeld  $H_0$  ist die Amplitude des magnetischen Gesamtfeldes an der Erdoberfläche. Man beachte die unterschiedlichen Ordinaten- und Abszissenmaßstäbe im oberen und unteren Teil. Die sehr große Stromdichte in der Deckschicht ist im wesentlichen eine Folge der dort herrschenden hohen Leitfähigkeit.

Relative current density amplitude versus depth for model II (cf. Fig. 3). The reference field  $H_0$  is the amplitude of the total magnetic field at the surface. Note the different scales of ordinates and abscissas for upper and lower part. The exceedingly high current density within the surface layer is essentially due to the high conductivity.

aufgetragen. Erst für Perioden von ungefähr einem Tag, also etwa für den Sq-Gang, sind beide Stromdichtemaxima von vergleichbarer Größe. Wenn die Periode sehr lang wird, strebt  $|j|_m$  gegen einen festen Grenzwert, unabhängig von  $d, \sigma_1$  und  $\sigma_0$ :

$$\lim_{T \rightarrow \infty} |j|_m/H_0 = a \cdot \pi/4 \cdot u_m^2 |H_0^{(2)}(u_m e^{-i\pi/4})| = 0,416 a$$

(= 6,62 mA/(km<sup>2</sup> · γ) für  $1/a = 50 \text{ km}$ ). Dies Verhalten der Stromdichte ist jedoch nur eine Eigentümlichkeit des exponentiellen Leitfähigkeitsanstiegs. Untersucht man z. B. die Leitfähigkeitsfunktionen der Form (8), so ergibt sich, daß die Maxima im Grenz-

fall langer Perioden bei einem schwächeren Anstieg ( $n > 0$ ) beliebig groß, bei einem stärkeren Anstieg ( $-1/2 < n < 0$ ) aber verschwindend klein werden. Damit hängt auch die Größe des Stromdichtemaximums im Erdinnern stark von dem Vertikalgradienten der Leitfähigkeit ab.

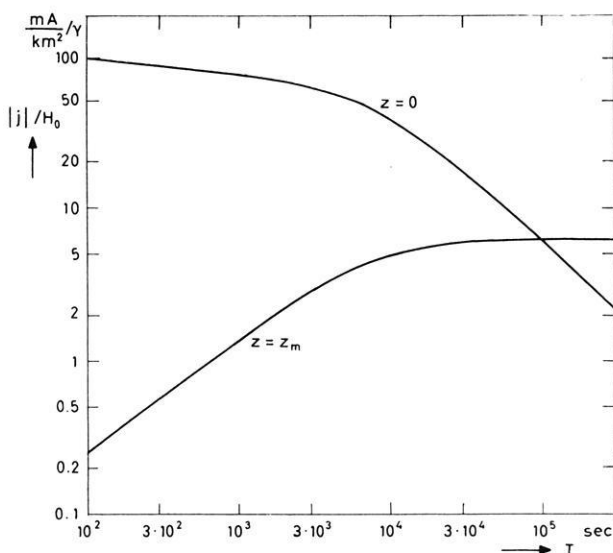


Abb. 5: Größe der Stromdichtemaxima an der Oberfläche ( $z = 0$ ) und im tieferen Untergrund ( $z = z_m$ ) für Modell II (vgl. Abb. 3). Logarithmischer Maßstab für  $|j|/H_0$ .

Magnitude of the current density maxima at the surface ( $z = 0$ ) and in the interior of the earth ( $z = z_m$ ) for model II (cf. Fig. 3). Logarithmic scale for  $|j|/H_0$ .

## 6. Kontinuierliche Leitfähigkeitsänderung und Dreischichtenmodell

Um bei gegebener Frequenz die relative Bedeutung von Deckschicht und tieferem Untergrund für den Induktionsvorgang beurteilen zu können, betrachtet man oft ein vereinfachtes Modell, in dem unterhalb der Deckschicht die Leitfähigkeit zunächst verschwindet (Resistosphäre) und dann in der frequenzabhängigen Tiefe  $z_m(\omega)$  auf unendlich springt (Konduktosphäre). Am Beispiel von Modell II soll abschließend untersucht werden, inwieweit sich eine kontinuierliche Leitfähigkeitsverteilung durch ein derartiges Dreischichtenmodell ersetzen läßt. Hierfür ist insbesondere wichtig, wie sich der induzierte Gesamtstrom in Abhängigkeit von der Frequenz zwischen Deckschicht und tieferem Untergrund aufteilt.

Im Dreischichtenmodell sind die Verhältnisse leicht zu überblicken. Nimmt man an, daß sich das induzierte elektrische Feld innerhalb der Deckschicht nicht ändert — nach Abb. 4 eine gute Näherung für die in Betracht kommenden Perioden — so betragen

Deckschichtanteil  $I_D$  und Konduktosphärenanteil  $I_K$  des Gesamtstromes  $I_{ges}$  (unter Berücksichtigung der Phasenlage)

$$I_D = I_{ges} \cos \psi e^{i\psi},$$

$$I_K = -I_{ges} i \sin \psi e^{i\psi}$$

mit

$$\cot \psi = \omega \mu_0 \sigma_1 dz_m(\omega).$$

Diese Aufteilung ist in Abb. 6 anschaulich graphisch dargestellt. In Abb. 7 wird Modell II mit dem zugehörigen Dreischichtenmodell verglichen. In beiden Modellen

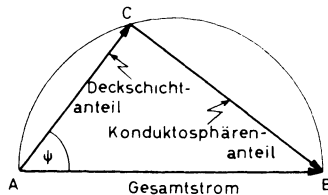


Abb. 6: Zur Aufteilung des induzierten Gesamtstromes in Deckschicht- und Konduktosphärenanteil für ein Dreischichtenmodell. Punkt C wandert auf einem Halbkreis.

Partition of the induced total current AB into a surface layer part AC and a conductosphere part CB for a three-layer model. Point C moves on a semicircle.

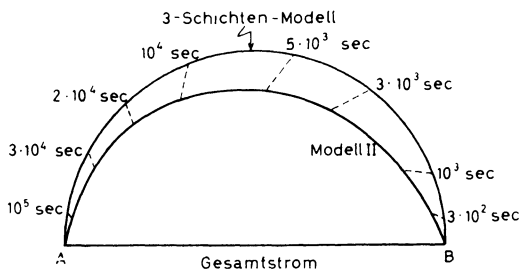


Abb. 7: Vergleich zwischen den Teilströmen des Modells II mit kontinuierlichem Leitfähigkeitsanstieg und den Teilströmen des Dreischichtenmodells mit idealem Leiter in der Tiefe des Stromdichtemaximums von Modell II. Die Kurven haben die gleiche Bedeutung wie der Halbkreis in Abb. 6.

Comparison between the partial currents in model II with a continuous increase of conductivity and those currents in a three-layer model with a perfect conductor at the depth of the current density maximum in model II. The curves have the same meaning as the semicircle in Fig. 6.

vollzieht sich die wesentliche Verschiebung des Stromsystems im Periodenbereich zwischen  $3 \cdot 10^3$  und  $10^4$  sec. Als Vergleichsperiode zur Abschätzung der elektromagnetischen Wirksamkeit von Deckschicht und tieferem Untergrund kann deshalb am besten diejenige Periode dienen, für die  $\psi = 45^\circ$  ist.

### Literatur

- CONSRUCH, C. v.: Elektromagnetische Induktion im Zylinder räumlich-variabler Leitfähigkeit. Diss. Naturwiss. Fak., Univ. München, 1963.
- HARVARD COMPUTATION LABORATORY: Tables of the Modified Hankel Functions of Order one-third and of their Derivatives. Annals of the Computation Laboratory of Harvard University, 2 (1945).
- JAHNKE, E., F. EMDE und F. LÖSCH: Tafeln höherer Funktionen. Stuttgart 1960.
- JEFFREYS, H., and B. JEFFREYS: Methods of Mathematical Physics. Cambridge 1956.
- KERTZ, W.: Erdmagnetische Tiefensondierung. Vortrag gehalten auf dem DFG-Kolloquium in Wiesloch, 22./23. 4. 1966.





**Briefe an den Herausgeber**

## **Ein neues Verfahren zur Untersuchung von Kondensation und Verdampfung an Einzelteilchen von Kleinaerosolen**

Von H. ISRAËL und N. NIX, Aachen<sup>1)</sup>

Eingegangen am 2. Dezember 1968

Die meßtechnische Erfassung der Kleinaerosole mit Dimensionen unterhalb der ultramikroskopischen Sichtbarkeit ist trotz der modernen Hilfsmittel aller Art noch immer nicht mit der wünschenswerten Sicherheit möglich. Die Schwierigkeit besteht darin, daß bei ihrer „Sichtbarmachung“ durch Kondensation in den üblichen Kernzählern unerwünschte Zusatzeffekte auftreten, die die Ermittlung ihrer Zahl und ihrer Eigenschaften erschweren. Aus diesem Grunde bestehen bis heute auf diesem Gebiet noch merkliche Unsicherheiten — vor allem auch bezüglich einer Eichung der verschiedenen Kernzählertypen [ISRAËL und KRESTAN; u. a.].

Im Zuge unserer Untersuchungen zur Kinetik der Phasenumwandlung gasförmig-flüssig sind wir zu einer Beobachtungsanordnung gekommen, die geeignet erscheint, die genannten Unsicherheiten beseitigen zu helfen.

Die Beobachtung sollte unter folgenden Bedingungen erfolgen:

1. Der Vorgang der Tröpfchenbildung sollte unter Ausschaltung aller störenden Nebeneffekte, wie Wandeinflüsse, Wärmeströmungen, Turbulenzen u. a., beobachtbar sein.
2. Die thermodynamischen Parameter Druck, Temperatur und Über- bzw. Untersättigung sollten am Ort der Phasenumwandlung mit größter erreichbarer Genauigkeit gemessen bzw. bestimmt werden.
3. Die Beobachtung sollte am Einzelteilchen erfolgen können.

---

<sup>1)</sup> Prof. Dr. H. ISRAËL u. N. NIX, Forschungsstelle für Geophysik und Meteorologie der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen.

Diese Bedingungen wurden mit einer neuentwickelten Kondensationskammer folgender Art erreicht:

In einem durch die optischen Dimensionen (Gesichtsfeld und Tiefenschärfe) des Beobachtungsmikroskopes festgelegten wandfreien Volumen werden periodisch verlaufende Druckschwankungen erzeugt. Da die Luft im Raum durch Befeuchtung zu Beginn des Versuches mit Wasserdampf gesättigt ist, erzeugen die Druckschwankungen durch adiabatische Temperaturerniedrigung und -erhöhung rhythmisch aufeinanderfolgende Über- und Untersättigungen.

Befindet sich im Beobachtungsraum ein Kondensationskern, so setzt auf ihm *alsbald* mit beginnender Übersättigung Kondensation ein [ISRAËL und NIX], die ihn rasch zu einem beobachtbaren Tröpfchen anwachsen läßt. Wird im Zyklus die Sättigung unterschritten, so erfolgt entsprechend Wiederverdampfung. Wird dabei dem

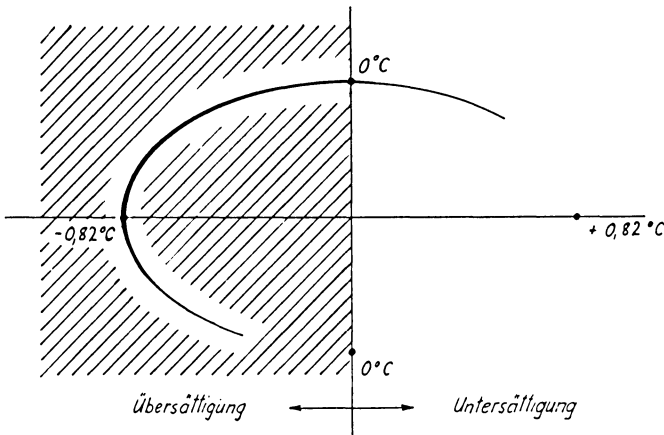


Abb. 1: Schema des Beobachtungsablaufes.

Teilchen eine kleine (steuerbare!) elliptische Bewegung erteilt, so wird entsprechend Abb. 1 der ganze Vorgang sichtbar unter strenger Zuordnung zu den in jedem Moment herrschenden thermodynamischen Bedingungen.

Abb. 2 zeigt die praktische Realisierung dessen an Platinteilchen in reiner Stickstoffatmosphäre. Die Periode des gesamten Zyklus betrug 20 msec; die große Achse der beobachteten Teilellipsen betrug  $90 \mu$ . Es konnten am Einzelteilchen bis zu 100 Einzelzyklen hintereinander beobachtet werden.

Das neue Verfahren, das durch Streulichtbestimmung auch eine Größenbestimmung der Tröpfchen gestattet, bietet Möglichkeiten zu mikrochemischen Unter-

suchungen am Einzelteilchen. Außerdem lassen sich durch die Umgehung der den üblichen Kondensationskernzählern anhaftenden Fehlermöglichkeiten Wege zur Absoluteichung solcher Geräte entwickeln. Eine ausführliche Arbeit ist in Vorbereitung [NIX].



Abb. 2: Aufnahme des Kondensations-Verdampfungs-Zyklus an Einzelteilchen.  
(Umlaufsinn entgegengesetzt zu dem in Abb. 1).

### Literatur

ISRAËL H., und M. KRESTAN: Gerlands Beiträge zur Geophysik 58, 73—94, 1942.

ISRAËL, H., und N. NIX: Journal de Recherches Atmosphériques 2, 301—303 (s. auch Zeitschrift für Geophysik 32, 175—177, 1966), 1966.

NIX, N.: Dissertation Aachen (in Vorbereitung).



## **Briefe an den Herausgeber**

# **Zur Möglichkeit des direkten Nachweises vertikaler Luftbewegungen im Höhenbereich 75—80 km**

Von G. ROSE und H. U. WIDDEL, Lindau/Harz<sup>1)</sup>

Eingegangen am 22. Oktober 1968

Einige Ergebnisse von bodengebundenen Beobachtungen der Radiowellen-Absorption im Frequenzbereich um 2,6 bis 2,8 MHz veranlaßten uns, den Zusammenhang zwischen der Winteranomalie in der Absorption von Funkwellen und dem Zirkulationssystem der Neutralgas-Atmosphäre im Bereich der Mesosphäre mit geeigneten Raketen-Experimenten zu untersuchen. Speziell richteten wir unsere Aufmerksamkeit auf den Versuch, vertikale Luftbewegungen nachzuweisen, weil diese nach unseren Vorstellungen einen wesentlichen Beitrag zum Winteranomalie-Effekt der Absorption liefern müßten.

Als Sonden verwendeten wir Wolken aus allseitig metallisierten Hostaphan-Folien, die im Gipfelpunkt der Raketenflugbahn nach dem Abtrennen der Nutzlastspitze erzeugt und vom Boden aus mit einem S-Band-Radar verfolgt wurden.

Die Folien waren 9 mm breit, 49,25 mm lang,  $2,5 \mu$  dick und wogen im Mittel  $1,5 \cdot 10^{-3}$  p. Die Flächenbelastung betrug also nur  $3,5 \text{ p/m}^2$ . Das technische Problem, die sehr dünnen Folien beim Ausstoß voneinander zu trennen und eine dichte, möglichst kugelförmige Wolke zu erzeugen, konnte sehr befriedigend gelöst werden.

Zur Erprobung der Sonden wurden sechs Nutzlasten gebaut, die in einem gemeinsamen Forschungsprogramm des Max-Planck-Instituts für Aeronomie und des Instituto Nacional de Tecnica Aerospacial (INTA) vom nationalen spanischen Schießplatz Arenosillo bei Huelva mit Skua II-Flugkörpern gestartet wurden. Zur Ortung der Folienwolken stand ein modifiziertes S-Band-Radar vom Typ MPS 19 zur Verfügung.

Die ersten beiden, am 15. und 17. Februar 1968 erfolgreich geflogenen Nutzlasten enthielten nur jeweils 6000 Folien, um Schwierigkeiten, die sich für die Ortung einer zu großen Folienwolke ergeben, zu umgehen. In 81 km Höhe lag die Fallgeschwindigkeit der Wolke zwischen 6,8 und 7,5 m/sec. Bis etwa 75 km konnte die Wolke gut ver-

---

<sup>1)</sup> G. ROSE u. H. U. WIDDEL, Max-Planck-Institut für Aeronomie, Institut für Ionosphärenphysik, Lindau/Harz.

folgt werden. In dieser Höhe löste sie sich nahezu schlagartig auf, und ihre Echos verschwanden vollständig vom Bildschirm des Radargerätes.

Wir nahmen an, daß die Wolke in eine Zone hoher Turbulenz geraten war und dort zerstreut worden ist. Um diese Vermutung nachprüfen und bestätigen zu können, vergrößerten wir den Folienbehälter der Nutzlast auf ein Fassungsvermögen von maximal 100000 Folien. Am 24. April 1968 wurden in einer neuen Serie zwei Raketen hintereinander im Abstand von 2 Stunden gestartet (1029 GMT und 1237 GMT). Die Folienwolken der neuen Nutzlasten lieferten sehr kräftige, gut zu verfolgende Signale. Im 75-km-Niveau begannen sich die Wolken in beiden Fällen, wie erwartet, sehr schnell aufzulösen. Die zuerst erzeugte Wolke begann, kurz vor Beginn und während des Auflösens mit ca. 3,5 m/sec aufzusteigen, die zweite hielt sich stationär in gleicher Höhe.

Als normale Fallrate wäre aus den übrigen Versuchsdaten eine Geschwindigkeit um 5,8 bis 6 m/sec zu erwarten gewesen. Obwohl von der Folienwolken-Methode keine allzu große Genauigkeit erwartet werden kann, wenn außer der horizontalen Windrichtung und Windgeschwindigkeit andere Parameter bestimmt werden sollen [RAPP], dürfte der neue Folientyp wegen seines extrem niedrigen Gewichtes und der großen Fläche zum Nachweis von Aufwindfeldern und Turbulenzen in der oberen Atmosphäre gut geeignet sein. Eine Beschreibung der Nutzlast wird in Kürze als Mitteilung aus dem Max-Planck-Institut für Aeronomie veröffentlicht werden.

### Literatur

RAPP, R. R.: The accuracy of winds derived by the radar tracking of chaff at high altitudes. *Journal of Meteorology* 17, 507—514, 1960.

## Buchbesprechungen

J. A. CHALMERS: *Atmospheric Electricity*. Pergamon Press, Oxford, 2. Aufl. 1967, 515 S., 70 Abb., 6 £.

Dieses Werk, das zugleich ein Lehrbuch der Lufterlektrizität und eine Übersicht des Standes der Forschung in diesem Gebiet darstellt, enthält in seiner 2. Auflage Material bis zum Jahr 1965. Gegenüber der 1. Auflage 1957 hat sich der Umfang erheblich erweitert, der Text wurde neu gefaßt. Erhalten blieb im wesentlichen die Gliederung und Abgrenzung des Stoffgebiets. Es beschränkt sich auf die elektrischen Erscheinungen in der Atmosphäre bis zu einer Höhe von ungefähr 50 km, der Höhenlage der „lufterlektrischen Ausgleichsschicht“, für die abweichend von der 1. Auflage die Bezeichnung „Elektrosphäre“ vorgeschlagen wird. Damit soll deutlich gemacht werden, daß die Eigenschaften der darüber liegenden Ionosphäre nur insoweit interessieren, als sie auf die elektrischen Erscheinungen zwischen der „Elektrosphäre“ und der Erdoberfläche Einfluß haben.

In den ersten beiden Abschnitten werden die Geschichte der lufterlektrischen Forschung und die allgemeinen Grundlagen der heutigen Kenntnisse behandelt. Hier erhält der Leser einen ersten Überblick des gesamten Gebiets, er wird mit den vorkommenden Begriffen und Größen, den wichtigsten Meßmethoden und dem verwendeten Maßsystem (MKS) vertraut gemacht. Nach dieser Vorbereitung werden in den folgenden Abschnitten die einzelnen Erscheinungen ausführlich und weitgehend unabhängig voneinander behandelt. Die Hauptthemen sind: Wolken und Niederschläge, Ionen und Kerne, vertikaler Potentialgradient, Raumladungen, Leitfähigkeit der Luft, Vertikalstrom, Spitzentladungen, Niederschlagsströme, Ladungstransport insgesamt, Gewitter- und andere Wolken, Blitzentladungen, Sferics, Prozesse der Ladungstrennung in den Wolken. Jedes Thema wird in einer größeren Reihe von kurzen, einprägsam bezeichneten Unterabschnitten behandelt, die sich mit Beobachtungsergebnissen, Meßmethoden oder Hypothesen befassen und jeweils Hinweise auf neuere spezielle Bearbeitungen des betreffenden Problems enthalten. Die gebotene Fülle des Materials (ungefähr 1000 Literaturhinweise) wird in keinem Fall erdrückend oder verwirrend, dank der vorgenommenen Gliederung des Stoffs und der kritischen Stellungnahme des Autors zu den strittigen Fragen.

In einem letzten Abschnitt werden die gegenwärtig am vordringlichsten erscheinenden Fragestellungen behandelt und im einzelnen Vorschläge für das weitere Vorgehen gemacht. Zu der derzeit wohl wichtigsten ungelösten Frage, der Ladungstrennung in Gewitterwolken, wird die Ansicht vertreten, daß nicht eine Vielzahl sondern, wenige (zwei oder drei) u. U. entgegengerichtete Prozesse vorherrschen. Der bei dieser Frage vorhandene Zusammenhang zwischen der Elektrifizierung einerseits und der Wolkenstruktur und Niederschlagsbildung andererseits ist ein Beispiel für die am Schluß des Buches angesprochene Verbindung zwischen elektrischen und meteorologischen Erscheinungen. Diese Abhängigkeiten sollen durch zukünftige lufterlektrische Untersuchungen aufgehellt werden, wobei sicher scheint, daß hinter den jetzt sichtbaren noch eine ganze Reihe neuer lufterlektrischer Fragen auftauchen werden.

Das anregend und leicht verständlich geschriebene und dabei gründliche Buch ist dafür geschaffen, den Nichtspezialisten zu informieren und das Interesse der benachbarten Disziplinen innerhalb der Meteorologie und der Geophysik an den sie berührenden lufterlektrischen Fragen wachzuhalten.

K. HÖSCHELE

F. GERECKE: *Seismische Registrierungen in Jena, 1. Januar 1961 bis 31. Dezember 1961*. Deutsche Akademie der Wissenschaften zu Berlin. Veröffentlichungen des Instituts für Geodynamik in Jena. Herausgegeben von Direktor Prof. OTTO MEISSER. Heft 5. Akademie-Verlag, Berlin 1965. 168 pp., brosch. DM 14,80.

F. GERECKE: *Seismische Registrierungen von Jena 1962*. Deutsche Akademie der Wissenschaften zu Berlin. Veröffentlichungen des Instituts für Geodynamik Jena. Herausgegeben von Direktor Dr. rer. nat. habil. H. STILLER. Heft 7. Akademie-Verlag, Berlin 1966. 182 pp., brosch. DM 18,—.

F. GERECKE: *Seismische Registrierungen von Jena 1963*. Deutsche Akademie der Wissenschaften zu Berlin. Veröffentlichungen des Instituts für Geodynamik Jena. Herausgegeben von Direktor Dr. rer. nat. habil. H. STILLER. Heft 9. Akademie-Verlag, Berlin 1967. 210 pp., brosch.

Mit diesen drei Publikationen wird die Reihe der seismischen Stationsberichte der Erdbebenwarte Jena fortgesetzt. Nach Vorbemerkungen zur Auswertung der Seismogramme und einer Beschreibung der Daten der Station und der registrierenden Seismographen folgt jeweils der mit Sorgfalt und langjähriger Erfahrung ausgearbeitete Bericht über die aufgezeichneten Erdbeben. Zum Abschluß wird die Stärke der mikroseismischen Bodenunruhe an der Station für das Berichtsjahr mitgeteilt. Für ein Intervall von sechs Stunden wird jeweils die mittlere Periode und die mittlere Amplitude der horizontalen Bodenbewegung für die Komponenten NS und EW tabellarisch angegeben.

Es muß lobend erwähnt werden, daß der Autor die sich in aller Stille vollziehenden, mühsamen Auswertarbeiten auch nach seiner Entpflichtung von den Dienstobliegenheiten noch weitergeführt hat. Prof. MEISSER hat das Vorwort zur ersten der oben aufgeführten Publikationen benutzt, um die Persönlichkeit und die Verdienste von Herrn Dr. GERECKE gebührend zu würdigen.

O. FÖRTSCH

M. CAPUTO: *The Gravity Field of the Earth from Classical and Modern Methods*. Academic Press, New York 1967, 15 Abbildungen, 15 Tabellen, 202 Seiten. (Band 10 der Reihe International Geophysics Series, herausgegeben von J. VAN MIEGHEM).

Im ersten Teil des Buches (9 Kapitel, 122 S.) wird zunächst die Theorie solcher Potentialfunktionen ausführlich entwickelt, bei denen die erzeugenden Massen mit konstanter Winkelgeschwindigkeit rotieren und von einem Ellipsoid umschlossen sind, das selbst Äquipotentialfläche ist. Die entsprechenden Kapitel sind eine Zusammenfassung der Theorien, die zu Ende des letzten und zu Beginn dieses Jahrhunderts von PIZETTI ausgearbeitet und in den Jahren 1927—1930 von SOMIGLIANA vertieft wurden. Der Spezialfall, bei dem das Ellipsoid abgeplattet ist und Rotationssymmetrie besitzt, wird wegen seiner praktischen Bedeutung eingehend dargestellt. Bekanntlich wurde 1930 auf dieser Grundlage und für die Daten des aus geodätischen Messungen bestimmten Internationalen Ellipsoids die Internationale Schwereformel abgeleitet.

Andere Kapitel des ersten Teils befassen sich mit der Anwendung der Theorie auf das Schwerfeld und die Figur des Mondes, mit verschiedenen Schwereformeln und ihrer Fortsetzung in den Außenraum der Erde, mit der klassischen Methode der Geoidbestimmung über die Formel von STOKES und — in sehr knapper Form — mit neueren Methoden der Geoidbestimmung nach LEVALLOIS und MOLODENSKI, die auf Integralgleichungen beruhen.



Am Schluß des ersten Teils steht eine Diskussion der Zusammenhänge zwischen dem Schwerefeld und den Schwereanomalien der Erde bzw. des Mondes einerseits und dem hydrostatischen Gleichgewichtszustand, der Festigkeit, der Materie und eventuellen Dichteanomalien dieser Körper andererseits.

Im zweiten Teil (3. Kapitel, 71 S.) wird die Theorie der Bahnen von Satelliten in Zentralfeldern und Nichtzentralfeldern behandelt. Im letzteren Fall, der für die Interpretation der Beobachtungen von künstlichen Erdsatelliten wichtig ist, wird über eine spezielle Form der Bewegungsgleichungen die zeitliche Änderung der Bahnelemente eines Satelliten mit den Koeffizienten der Kugelfunktionsentwicklung des Gravitationspotentials der Erde verknüpft. Damit sind diese Koeffizienten meßbar. In einem abschließenden Kapitel sind entsprechende Resultate zusammengestellt. Daneben sind dort auch Karten verschiedener Geoiden wiedergegeben, die sowohl aus Schweremessungen an der Erdoberfläche als auch aus Satellitenbeobachtungen abgeleitet wurden.

Das Buch ist klar gegliedert. Von praktischem Nutzen ist die Tatsache, daß viele Formeln nicht nur in allgemeiner Form, sondern auch mit zahlenmäßig berechneten Koeffizienten angegeben sind. Die Erläuterung der physikalischen Zusammenhänge ist leider an manchen Stellen etwas kurz geraten, zugunsten einer relativ breiten Darstellung der mathematischen Ableitungen. Das Buch dürfte sich daher eher an den Spezialisten wenden als an den, der eine Einführung in die Theorie des Schwerefeldes der Erde sucht.

G. MÜLLER

H. WOLF: *Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate*. Dümmler, Bonn, 1968, 591 Seiten, auch in 12 Lieferungen erhältlich. Zuvor erschienen in der Zeitschrift „Vermessungstechnische Rundschau“ (ohne Angabe der Jahre).

Das Buch behandelt die Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate mit besonderer Betonung der geodätischen Anwendungen, wie leider nicht aus dem Titel, sondern erst aus dem Vorwort oder Inhaltsverzeichnis ersichtlich. Es ist gegliedert in

1. Fehlerlehre (34 Seiten)
2. Theorie und Praxis der Ausgleichsrechnung (162 Seiten)
3. Anwendung der Methode der kleinsten Quadrate (284 Seiten)

Dieser Teil beschäftigt sich hauptsächlich mit geodätischen Aufgaben (216 Seiten), in geringerem Umfange mit Ausgleichenden Funktionen (35 Seiten) und Aufgaben aus Nachbargebieten (34 Seiten)

4. Anhang (79 Seiten). Enthält u. a. Grundzüge der Fehlertheorie und der statistischen Fehleranalyse.
5. Lösungen zu den Übungsaufgaben (34 Seiten).

Die Ausstattung des Buches ist ordentlich. Man hat sich bemüht, durch Druck in verschiedenen Größen, Sperrung, Fettdruck und Kursivschrift die Übersichtlichkeit zu erhöhen. Die Nützlichkeit als Nachschlagewerk könnte durch eine tabellarische Übersicht über die behandelten Typen und die zugehörigen Gleichungen mit Verweis auf die entsprechenden Punkte des 2. Kapitels erhöht werden, zumindest für diejenigen, die mit der benutzten Nomenklatur (S. 38) nicht vertraut sind. Die über 800 Literaturangaben sind als numerierte Fußnoten gegeben, ein Literaturverzeichnis wäre wünschenswert. Der Druck selbst ist leider nicht über alle Kritik erhaben, dünnere Striche in den Zeichnungen und kleinere Zeichen und Zahlen sind zum Teil so stark ausgemagert, daß man sie erahnen muß statt zu lesen. Der Zeitpunkt des Erscheinens der einzelnen Abschnitte ist nicht explizit angegeben. Der Abschnitt 248 über die

Auflösung mit Hilfe von Rechenautomaten zum Beispiel wurde 1962 abgeschlossen und ist entsprechend überholt. An seiner Stelle wären etwas ausführlichere Bemerkungen über die Zweckmäßigkeit der verschiedenen Auflösungsverfahren bei Benutzung der neueren Großrechenanlagen erwünscht.

Das für Nicht-Geodäten wichtigste 2. Kapitel ist zunächst in der konventionellen GAUSSschen Schreibweise abgefaßt. Danach werden die Matrizen- und die Tenorschreibweise eingeführt und damit jeweils der allgemeine Fall und die Sonderfälle der Ausgleichungsaufgabe noch einmal dargestellt. So ist für jeden die Möglichkeit gegeben, sein Problem in der ihm vertrauten Schreibweise aufzusuchen. Es empfiehlt sich jedoch, auch die Darstellung in den anderen Schreibweisen zu lesen. Das Buch gefällt nämlich besonders, weil es sehr viele Hinweise, Bemerkungen und Erläuterungen enthält, deren Beachtung einem viel Ärger bei der Durchführung einer komplizierten und unübersichtlichen Ausgleichungsaufgabe ersparen kann. Es gefällt ferner, weil auch die Sonderfälle detailliert aufgeführt sind, so daß man für das jeweilige Problem das geeignete Gleichungssystem findet.

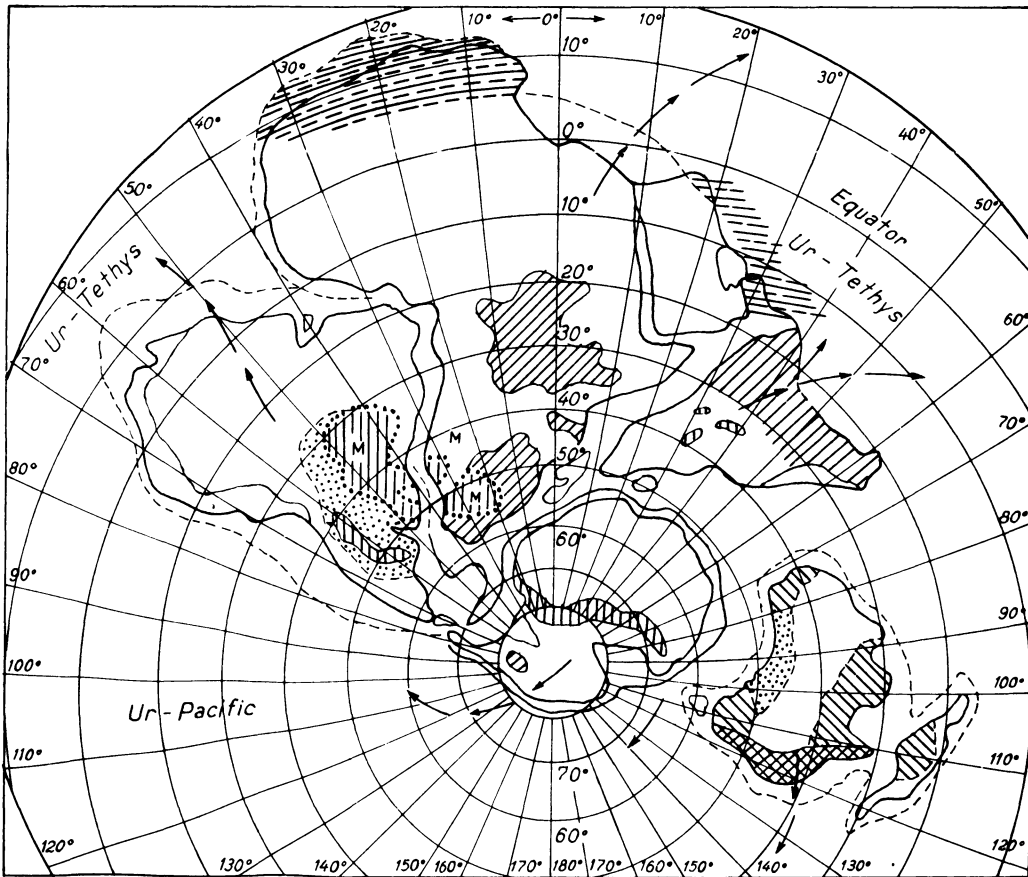
Diese Art der Darstellung macht das Buch als Nachschlagewerk auch für denjenigen sehr nützlich, der nur gelegentlich die Ausgleichungsrechnung anwendet. Es sollte daher in den Bibliotheken der naturwissenschaftlichen Institute nicht fehlen.

L. HASSE

REINHARD MAACK

Februar 1969 erscheint:

# Kontinentaldrift und Geologie des südatlantischen Ozeans



WALTER DE GRUYTER & CO · BERLIN

# Kontinentaldrift und Geologie des südatlantischen Ozeans

von Professor Dr. REINHARD MAACK,  
Instituto de Biologia e Pesquisas Tecnológicas in Curitiba  
und Universidade Federal do Parana.

Groß-Oktav. Mit 14 Figuren, 84 Bildern und einer Ausschlagtafel. VIII, 164 Seiten. 1969.  
Plastik flexibel DM 36,—

---

REINHARD MAACK bietet einen Überblick über die Forschungen zum Problem der transversalen Verschiebungen der Sialkruste im Hinblick auf die Entstehung der Großformen der Erde. Es ist das unvergängliche Verdienst von ALFRED WEGENER, daß er der Erdforschung neue Wege gewiesen hat. WEGENERS Idee der langsamen Verschiebung der Kontinente, die „Kontinentaldrift“, wurde heftig umstritten und besonders von den deutschen und amerikanischen Geologen abgelehnt. Nur wenige deutsche Geologen und Geographen äußerten sich zustimmend.

Erst in den letzten Jahren haben sich einige deutsche Geologen ernsthaft mit der „Kontinentaldrift“ beschäftigt: KARL BEURLIN, HEINZ EBERT, HENNING JELLES, ERNST KRAUS, R. PFLUG und HANS RÜCKLIN.

In erster Linie waren es Geophysiker und kanadische Geologen, die sich positiv zu der Kontinental-Verschiebung äußerten. Nach mehr als fünfzig Jahren ist dadurch das Problem der „Kontinentaldrift“ wieder aktuell geworden.

MAACK hat zur Lösung der Probleme der tangentialen Krustenverschiebungen und des Gondwanalandes viele Forschungsreisen in Afrika, in Südamerika, in Indien und arktischen Gebieten unternommen. Sein besonderes Interesse galt der kontinentalen Umrahmung des südatlantischen Ozeans. In dieser klassischen Region, die ALFRED WEGENER zu seiner Theorie der kontinentalen Verschiebung anregte, hat der VERFASSER viele Untersuchungen, kartographische Aufnahmen und Vergleiche an Ort und Stelle über die alten Zusammenhänge des Gondwanalandes ausgeführt. Schon 1926 nahm er positiv zur Kontinental-Verschiebung Stellung, noch bevor ALEXANDER L. DU TOIT die berühmt gewordenen Ergebnisse seiner vergleichenden Forschungen 1927 veröffentlichte. In seiner 4. Auflage zitierte ALFRED WEGENER 1929 wörtlich die Feststellungen des VERFASSERS von 1926.

*Titelbild:* Die ungefähre Lage von Gondwanaland im Unterperm.

Der VERFASSER kam zu dem Ergebnis, daß sich in der kontinentalen Umrahmung des Südatlantiks der Hinweis von WEGENER auf die „durchgerissene Visitenkarte“ als Erkennungszeichen hervorragend bestätigt hat.

Da viele Probleme zur Kontinentaldrift heute durch gesicherte Ergebnisse gelöst sind, werden die Auffassungen über die bewegenden Kräfte lebhaft diskutiert. Es ist daher gerade jetzt sehr notwendig, einen Überblick über den Stand der Forschung zur „Kontinentaldrift“ vorzulegen. Dies wird durch die Darstellung der geologischen Geschichte des Südatlantik geboten.

Der VERFASSER hat die geologischen Beobachtungs-Tatsachen zusammengefaßt. Das Material dokumentiert eindrucksvoll, daß der südatlantische Ozean vor Beginn der mittleren Kreide nicht bestanden haben kann. Seine Entstehung und Entwicklung sind Folgen des Zerreißen des Gondwanalandes und des Auseinander-Driftens der einzelnen Teile dieser früher einheitlichen Sialkruste. Als Geologe kann er nur die Tatsache feststellen, daß Driftbewegungen die heutige Verteilung der Kontinente und kleinerer Teile der Sialkruste verursacht haben.

Zur Diskussion stehen jetzt die Kräfte, die die Gesteins-Kolosse bewegt haben. Zu diesem Problem haben an erster Stelle die Geophysiker das Wort.

---

## INHALTSÜBERSICHT

Allgemeines zum Problem transversaler Krustenverschiebungen

Die Grundzüge der Entwicklung des Südatlantik

Die präkambrische, kristalline Umrahmung / Die geologischen Formationen des mittleren und oberen Präkambriums / Zusammenfassung der Glazial-Ablagerungen des oberen Präkambriums im südatlantischen Raum / Die präkambrischen Strukturlinien in der Umrahmung des Südatlantik

Kalt-Klimate und Transgression im Devon des Gondwanalandes

Die oberkarbone Gondwana-Vereinigung und die Gondwana-Schichten

Die mesozoische Wüste und der Gondwana-Vulkanismus im südatlantischen Raum

Der Gondwana-Vulkanismus und das Zerbrechen des Gondwanalandes

Die Entstehung des südatlantischen Ozeans

Der Südatlantik in der Endphase seiner Entwicklung

Die südatlantischen Inseln / Der kontinentale Alkali-Vulkanismus im südatlantischen Raum

Literatur

*Ausschnitt aus:*  
ALLGEMEINES ZUM PROBLEM TRANSVERSALER  
KRUSTENVERSCHIEBUNGEN

Die Forschungs-Ergebnisse der Geophysiker und die Darlegungen der aus geotektonischen Erscheinungen begründeten Expansions-Hypothese haben auch die Geologen nicht mehr ruhen lassen und zur Stellungnahme hinsichtlich der Mobilität der Großformen der Erde und damit auch zu den tangentialen Krusten-Verschiebungen gezwungen.

Seit ALFRED WEGENERS Forscherleben 1930 auf dem grönländischen Inlandeis ein tragisches Ende fand, war es in Deutschland um die Verschiebungs-Theorie still geworden. In den Kreisen der internationalen Wissenschaft wurde sie weiterhin lebhaft diskutiert. Nur wenige deutsche Geologen schlossen die Ideen WEGENERS als ernsthaftes Problem in ihre Forschungen mit ein, obwohl ALEXANDER L. DU TOIT aufgrund eigener vergleichender Forschungen (in zwei Gondwana-Kontinent-Teilen) bereits 1927 seine Aufsehen erregende Arbeit veröffentlicht hatte, die später durch die Darlegungen über die „Wanderkontinente“ ergänzt wurde (1937, B 141).

Einer der ersten, die sich in Deutschland aufgrund vergleichender Studien über die permokarbone Eiszeit 1933 zur Theorie kontinentaler Verschiebungen bekannte, war SALOMON-CALVI. VIKTOR LEINZ betonte erst 1949 nach seinen Untersuchungen über den Gondwana-Vulkanismus in Südbrasilien, daß die Grundidee der Theorie von ALFRED WEGENER, wenn sie nicht im übertriebenen orthodoxen Sinne angewandt wird, den größten Teil der geologischen Erscheinungen in zufriedenstellender Weise erklärt (A 66. S. 52). Als nach 1945 deutsche Geologen wieder in den Südkontinenten tätig sein konnten, haben sich in erster Linie KARL BEURLEN (A 16—21) und HEINZ EBERT (A 35, 36) auf Grund unermüdlicher Forschungen im Gelände verdient gemacht. Ihnen folgten in Deutschland HANS HAVEMANN (B 155, 156), HENNING ILLIES (B 166—170), R. PFLUG (A 94) und HANS RÜCKLIN (B 198). Sie alle haben sich mit Forschungen über geologische Probleme befaßt, die die alten Zusammenhänge zwischen Afrika und Südamerika betrafen und Kontinental-Verschiebungen und die Herausbildung der Großformen der Erde klären könnten.

H. ILLIES nimmt kritisch zur Konvektions-Strömungs-Hypothese Stellung. Er weist darauf hin, daß zwischen der geologischen Geschichte der kontinentalen Kruste und der Vorstellung von Konvektionszellen im Erdmantel keine Übereinstimmung besteht. Er betont, daß die großen Grabenbrüche meridional gerichteten Lineamenten folgen, aus denen basische Magmen großer Tiefen aufquollen, wofür der Atlantische Ozean ein klassisches Beispiel bietet. Polverschiebungen werden als Katalysatoren der Kontinentaldrift bezeichnet, wobei Polflucht und Gezeitenreibung nicht übersehen werden dürfen (1965, B 170).

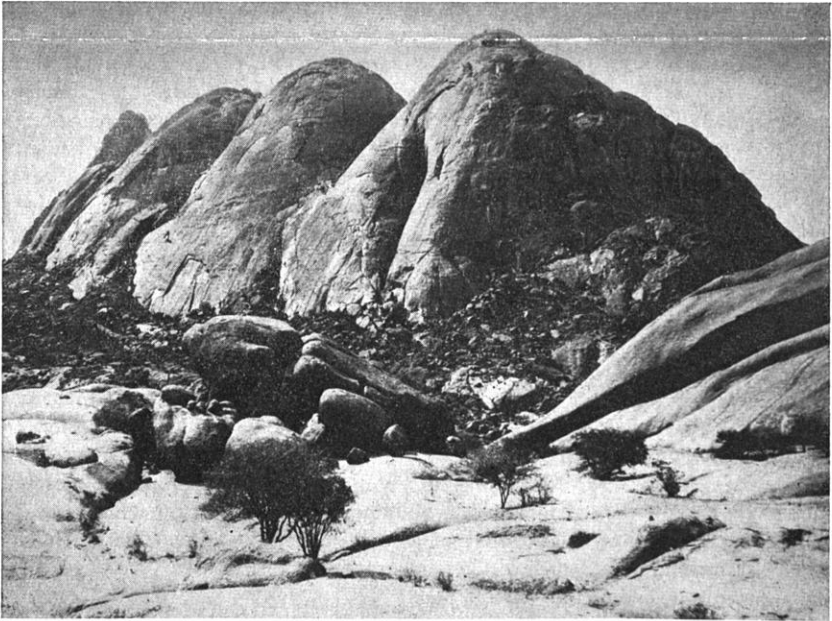
Die Arbeiten von HANS HAVEMANN und HENNING ILLIES über die geologischen und geotektonischen Erscheinungen im pazifischen Raum mit ihren Pressungsvorgängen und abtauchenden Überschiebungsflächen widersprechen in gewissem Sinne einer Expansion der Erde. Beide Forscher konnten auf Grund der bis in die letzte Zeit anhaltenden zirkumpazifischen Krustenbewegungen, als Ausdruck von Drehungsmomenten und Blattverschiebungen, eine kontinuierliche Einengung des Pazifischen Ozeans nachweisen (1961, B 155; 1964, B 156 und 1964, B 166; 1965, B 170).

## Unterperm



*Bild 54* – Das charakteristische Fossil der bituminösen Schiefer Südbrasilien und Südafrikas „*Mesosaurus tenuidens*“

## Oberkreide



*Bild 84* – Die Alkali-Granit-Dome der Großen Spitzkoppe (1759 m), in der mittleren Namib von Südwest-Afrika, gehören zu den großen Post-Kaoko-Trapp-Plutoniten vom Alter der Brandberg-Granite

DIE ENTSTEHUNG DES SÜDATLANTISCHEN OZEANS

Für die Geologie der südatlantischen Umrahmung durch Afrika, Südamerika und Antarktis ist das Früh-Paläozoikum ohne große Bedeutung, denn es waren in erster Linie Abtragungs- und Einebnungs-Perioden. Die kalte Klimazone des Gondwanalandes im Früh-Paläozoikum wird aber durch die Tatsache bezeugt, daß glazial-marine Drift-Konglomerate und Tillite bei Zapla, Orozas, Tarija, Catavi und Uncia in Nordwest-Argentinien und Südost-Bolivien zwischen ordovizischen und devonischen Schichten eingebettet sind (SCHLAGINTWEIT und AHLFELD 1946). Auch die Tillite und glazialen Drift-Ablagerungen der prädevonischen, gotlandischen Iapó-Formation in Paraná beweisen ein frühpaläozoisches kaltes Klima (MAACK, A 72, 74, 76 und RICH, 1953, A 106; *Bilder 7, 8*).

Die glaziale Iapó-Formation ist inzwischen durch Bohrungen der Petrobrás auf eine Längserstreckung von 185 km nachgewiesen. Unmittelbar an der Basis des unterdevonischen Furnas-Sandsteines zwischen 1123 und 1139 m anstehend, tauchen die Glazial-Ablagerungen nach Nord und West unter die Gondwana-Schichten des Paraná-Bassins. Sie wurden bei Joaquim Távora in 2270 m Tiefe mit 72 m Mächtigkeit erbohrt. Auf dem dritten Hochplateau von Paraná wurden die Iapó-Tillite unter den 1100 m mächtigen Trappdecken in 4300 m Tiefe mit 64 m Mächtigkeit an der Basis des Furnas-Sandsteins angetroffen (MAACK, 1960, C 293 und 1963, A 80).

Auch bei Monjolinho in Mittelparaná wurde die Iapó-Formation in 1160 m an der Basis des Furnas-Sandsteins beobachtet, die Bohrung jedoch eingestellt, bevor die Mächtigkeit der Tillite bekannt war.

Weiter westwärts ist das Silur in Paraguay durch die quarzitischen Caacupé-Sandsteine vertreten (MAACK, 1962, D 337). Unsicher ist noch das geologische Alter der Maricá-Camaquã- und Jacadigo-Formationen in Rio Grande do Sul und Mato Grosso. Südlich des Rio de la Plata erscheinen wieder weiße quarzitische Sandsteine von silurischem Alter unmittelbar an der Küste des Südatlantik bei Mar del Plata (*Bilder 9—11*). Die gleichen weißen Quarzite sind in der Sierra de la Ventana mit fossilführenden, unterdevonischen tonigen Schichten und Grauwacken gefaltet (*Bild 28*). Die Handstücke dieser Quarzite sind vom Tafelberg-Sandstein des Cape-Systems Südafrikas nicht zu unterscheiden. Sie ähneln aber auch in auffallender Weise dem Furnas-Sandstein in Paraná und den Caacupé-Quarziten von Paraguay (*Bild 13*). A. L. Du Torr hat denn auch schon 1927 die Formationen der Sierra de la Ventana mit dem Cape-System identifiziert (1927, B 140). Auch im Cape-System wird ein kaltes Klima durch Tillite bezeugt.

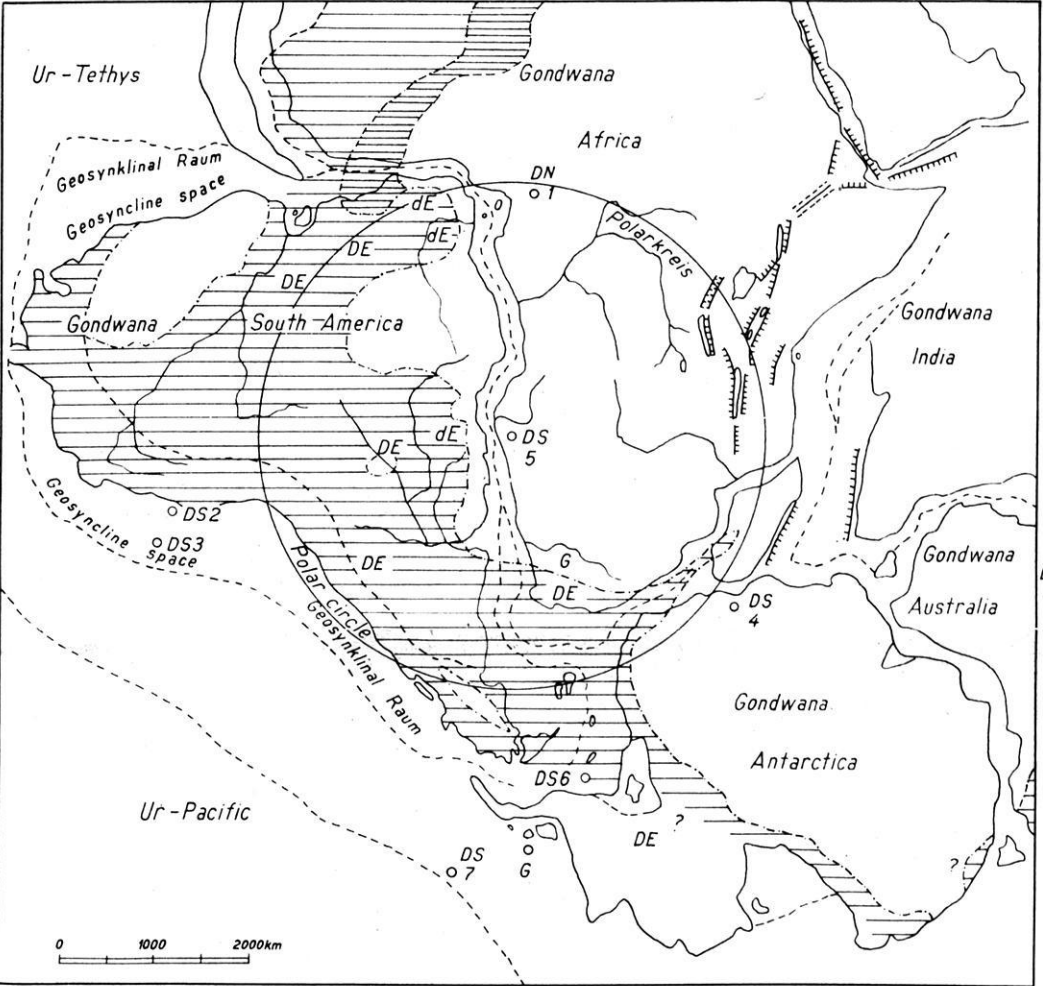
Die Caacupé-Formation in Paraguay, die silurischen fossilführenden Schichten der Prä-Kordillere zwischen Jachal und Rio San Juan und die Quarzite an der Basis des Cape-Systems bezeichnen die Ostgrenze einer Transgression, die vom pazifischen prä-andinen Geosynklinal-Trog ausging. Sie stellt den Beginn einer Überflutung dar, die im Devon den größten Teil Südamerikas in ein epikontinentales oder Schelfmeer verwandelte. Das Schelfmeer griff über Südafrika hinweg bis nach Madagaskar und erreichte auch die West-Antarktis.


Die Ostgrenze der im unteren Devon vordringenden Transgression ließ nur einen schmalen Festlandstreifen von Gondwana-Südamerika frei, der als westliches Vorland des afrikanischen Gondwana-Blockes erscheint und eine sanft nach West geneigte Küsten-Abdachung und Litoralzone darstellte (*Figur 5*).




**Figur 5 – Die Devon-Transgression über Gondwanaland. Der nicht vom Schelf-Meer überflutete Festland-Streifen Südamerikas bildete nur einen schmalen Kontinental-Saum von Gondwana-Afrika**

*Unsichere Pol-Lagen des Devons gemäß dem heutigen Gradnetz*



 Durch epikontinentales oder Schelf-Meer überfluteter kristalliner Festland-Sockel. Im westlichen Südamerika auch geosynklinale Ausbildung

 Grenze des Schelf-Meeres im Oberdevon

*dE* Subglaziales Unterdevon mit glazialen Drift-Ablagerungen

*DE* Oberdevonische Tillite

*Erklärungen.*

- DN 1 -- 9° N, 12° E, Devon-Nordpol
- DS 2 -- 30° S, 21° W, Devon-Südpol
- DS 3 -- 34° S, 24° W, idem
- DS 4 -- 30° S, 40° E, idem
- DS 5 -- 19° S, 14° E, Oberdevon-Südpol
- DS 6 -- 50° S, 30° E, Unterdevon-Südpol
- DS 7 -- 66° S, 12° E, Devon, wahrscheinlich Unterdevon
- DS 8 -- 19° S, 66° E, Roter Sandstein von Rio Grande, Argentinien
- G -- 60° S, 23° E, Obersilur(gotlandischer)Südpol

Im Sommer  
1969 erscheint:

Hans Günter Gierloff-Emden

**Mexico** — Eine Landeskunde

Mit 80 Bildern und 140 Karten im Text. Groß-Oktav. Etwa 400 Seiten. Ganzleinen etwa DM 90,—

Der Verfasser entwirft ein Bild des heutigen Mexico vor dem natur- und kulturgeographischen Hintergrund des Landes.

Dieses Werk stellt innerhalb des geographischen Schrifttums die *erste große Landeskunde Mexikos* dar.

---

1967 erschien: Martin Schwind

**Das Japanische Inselreich** Eine Landeskunde nach Studien und Reisen

3 Bände — Groß-Oktav — Ganzleinen

1. Band: *Die Naturlandschaft*

Mit 121 Abbildungen, 60 Bildern, 65 Tabellen und 1 farbigen topographischen Karte 1:2 Mill. XXXII, 581 Seiten. 1967. DM 150,—

Das Werk erfüllt methodisch die Aufgaben einer Landeskunde, ist aber darüber hinaus auch ein Nachschlagewerk. Vor allem wird der Leser mit den Ergebnissen der japanischen Forschung in einer sorgfältigen Dokumentation und in zahlreichen Kärtchen, Profilen und Diagrammen vertraut gemacht.

Prof. Dr. C. Troll

Band 2: „Die Kulturlandschaft“ und Band 3: „Großlandschaftliche Gestalten“ sind in Vorbereitung

---

1965 erschien: Eduard Imhof

**Kartographische Geländedarstellung**

Quart. XX, 425 Seiten. Mit 14 mehrfarbigen Karten- und Bildtafeln und 222 einfarbigen Abbildungen. 1965. Ganzleinen DM 96,—

Imhof orientiert über die topographischen, geographischen und graphischen Grundlagen der Geländekartographie, über die geometrischen Gefüge der Karten und über ihre verschiedenen Bildformen. Das Buch wendet sich an Kartographen, an Ingenieure der Topographie, der Photogrammetrie und der Landkartentechnik, an Geographen, an Geologen, Naturforscher und Kartenhistoriker und an den großen Kreis der Freunde guter Karten.

---

**DIE ERDE**

Zeitschrift der Gesellschaft für Erdkunde zu Berlin

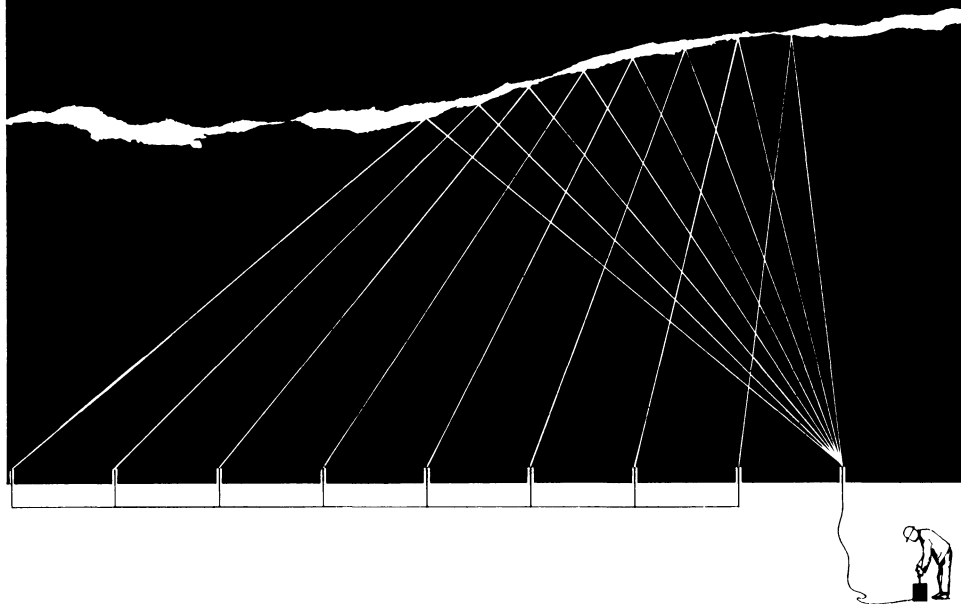
Herausgegeben im Auftrage des Vorstandes durch J. H. Schultze unter Mitwirkung von J. P. Bakker, E. Imhof, H. Kinzl, E. Otremba, C. Troll, H. Wilhelmy. Schriftleitung G. Jensch und Frido Bader.

Jährlich 4 Hefte. Preis des 100. Jahrganges (1969) DM 54,—

---

# SEISMOS

hilft Ihnen bei der Lösung Ihrer  
bergbautechnischen Probleme durch  
seismische Messungen  
über Tage und unter Tage



Langjährige Erfahrungen im  
Erz-, Kali- und Steinkohlenbergbau.  
Spezielle Meßgeräte,  
auch für schlagwettergefährdete Grubenbaue

